

---

# Sympathetische Kühlung von Ytterbium mit Rubidium

---

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

vorgelegt von

**Sven Tassy**

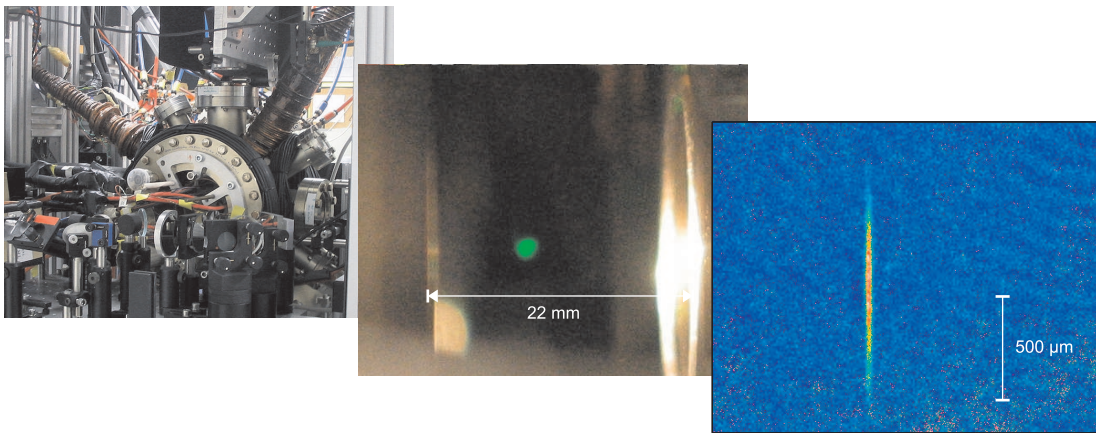
aus Ludwigsburg

Dezember 2007

Aus dem Institut für Experimentalphysik  
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Gedruckt mit der Genehmigung der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent:	Prof. Dr. Axel Görlitz
Koreferent:	Prof. Dr. Stephan Schiller
Tag der mündlichen Prüfung:	14.12.2007



Links: Ansicht der Vakuumkammer, in der die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente durchgeführt wurden. Mitte: Fotografie von Ytterbiumatomen in einer magneto-optischen Falle auf dem  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergang bei 556 nm. In der Falle sind rund  $2 \cdot 10^7$  Atome bei einer Temperatur von etwa  $80 \mu\text{K}$  gefangen. Rechts: Falschfarben-Absorptionaufnahme einer bichromatischen optischen Dipolfalle mit etwa  $2 \cdot 10^5$  gespeicherten  $^{176}\text{Yb}$ -Atomen, die durch elastische Kollisionen mit  $^{87}\text{Rb}$ -Atomen sympathetisch von ca.  $50 \mu\text{K}$  auf ca.  $25 \mu\text{K}$  gekühlt wurden.





# Zusammenfassung

Das Thema dieser Arbeit ist die Erzeugung und Charakterisierung eines Gemisches aus ultrakalten Ytterbium- und Rubidiumatomen. Im Rahmen der Arbeit wurde eine neuartige Fallengeometrie entwickelt, die allgemein das simultane Speichern und Kühlen einer diamagnetischen und einer paramagnetischen Spezies erlaubt, und es wurden Experimente zur Untersuchung der Stößeigenschaften im System Ytterbium-Rubidium durchgeführt. Im Vordergrund standen dabei die Demonstration der sympathetischen Kühlung sowie die Bestimmung der Interspezies-Streulänge.

Studien gemischter ultrakalter Gase stoßen bereits seit einiger Zeit auf zunehmendes Interesse in der Atomphysik. Herausragende Ergebnisse aktueller Forschungsprojekte beinhalten die Realisierung zweikomponentiger Quantengase, die die Untersuchung neuer fundamentaler Aspekte in verdünnten quantenentarteten Systemen ermöglichen, die Entdeckung von Interspezies-Feshbachresonanzen, die eine Abstimmung der interatomaren Wechselwirkung erlauben, oder die Herstellung heteronuklearer Moleküle im vibronischen Grundzustand, die neue Möglichkeiten z. B. für die Untersuchung dipolarer Wechselwirkungen eröffnen. Das bislang noch nicht untersuchte System Ytterbium-Rubidium stellt in diesem Zusammenhang eine interessante Elementkombination mit vielversprechenden Perspektiven dar. Aufgrund der existierenden stabilen Ytterbiumisotope sind sowohl Boson-Boson- als auch Fermion-Boson-Gemische realisierbar. Ytterbium-Rubidium-Moleküle werden durch ihren stark polaren Charakter ein idealer Ausgangspunkt für Studien dipolarer Gase sein. Darüber hinaus gilt Ytterbium als aussichtsreiches System für diverse Präzisionsmessungen wie z. B. die Realisierung einer optischen Uhr.

Eine Besonderheit des Systems Ytterbium-Rubidium gegenüber bisherigen Arbeiten mit Gemischen ist die Kombination einer diamagnetischen (Ytterbium) mit einer paramagnetischen (Rubidium) Spezies. Die unterschiedlichen magnetischen Eigenschaften ermöglichen die Konstruktion einer neuartigen kombinierten Falle, bei der die beiden Ensembles in räumlich überlappenden aber weitgehend voneinander unabhängigen Fallenpotenzialen gespeichert werden können. In dieser Falle werden die Ytterbiumatome optisch und die Rubidiumatome magnetisch gefangen. Die Ytterbiumatome sind aufgrund ihres diamagnetischen Grundzustands unabhängig vom Potenzial der Ioffe-Pritchard-Magnetfalle für Rubidium. Die optische Falle für Ytterbium wird in Form einer bichromatischen optischen Dipolfalle (BIODT) ausgeführt, die aus zwei überlagerten Einstrahlfallen der Wellenlängen 532 nm und 1064 nm besteht. Bei geeigneter Anpassung der Fokusgrößen und der Leistungen der Fallenstrahlen gleichen sich für Rubidium die optischen Potenziale weitgehend aus, sodass der Einschluss der Rubidiumatome in erster Näherung nur durch das magnetische Potenzial bestimmt wird. Diese Fallenkonfiguration erlaubt die unabhängige Präparation der beiden Ensembles mit individuellen Fallenparametern und die unabhängige Manipulation

der Atomwolken, wodurch der Kontakt zwischen den Spezies gezielt kontrolliert werden kann.

Auf technischer Seite stand die Konzeption und der Aufbau der kombinierten Falle im Vordergrund dieser Arbeit. Anhand von Berechnungen des Gesamtpotenzials für Rubidiumatome wurde die optimale Konfiguration der beiden BIODT-Laserstrahlen ermittelt, die den Einfluss der optischen Potenziale auf das Rubidiumensemble minimiert, und es wurden Aussagen über die erforderliche Überlagerungsgenauigkeit der einzelnen Fallen abgeleitet. Die BIODT wurde in eine bestehende Apparatur integriert, die bereits das magnetische Fangen und die Erzeugung von Bose-Einstein Kondensaten von Rubidiumatomen sowie den Betrieb einer magneto-optischen Falle mit Ytterbium auf dem  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergang ermöglichte. Die Implementierung der BIODT beinhaltete den Aufbau einer zweiten magneto-optischen Falle für Ytterbiumatome auf dem schmäleren  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Interkombinationsübergang, um hinreichend tiefe Temperaturen für ein effizientes Beladen der BIODT zu erzielen, sowie die Einrichtung einer Positionsstabilisierung der zwei BIODT-Laserstrahlen, um die geforderte Überlagerungsgenauigkeit mit ausreichender Stabilität gewährleisten zu können.

Das Verhalten der Ytterbiumatome in der BIODT ebenso wie das Verhalten der Rubidiumatome im Potenzial der kombinierten Falle wurde eingehend untersucht und charakterisiert. Dabei zeigte sich, dass die Anwesenheit der optischen Potenziale, deren Ausgleich nur im Fallenzentrum vollständig realisierbar ist, zu einem Aufheizen des Rubidiumensembles um rund  $10 \dots 15 \mu\text{K}$  gegenüber der ungestörten Magnetfalle führt. Durch das Einstrahlen einer konstanten Radiofrequenz kann der Temperaturanstieg verringert werden, wobei allerdings ein exponentiell verlaufender Atomzahlverlust auf einer Zeitskala von einigen Sekunden zu beobachten ist. Dies reduziert jedoch nicht die generelle Funktionalität der kombinierten Falle und stellte keine Einschränkung der durchgeführten Experimente dar, da das Thermalisierungsverhalten von Ytterbium auch bei höheren Rubidiumtemperaturen untersucht werden konnte. Für zukünftige Experimente bei tieferen Temperaturen wurden erste Strategien erarbeitet. Ein weiterer Schwerpunkt lag in der erfolgreichen Entwicklung eines effizienten Ladeschemas für die simultane Präparation beider Spezies in der kombinierten Falle und eines Konzeptes für die zeitliche und räumliche Kontrolle des thermischen Kontakts zwischen beiden Ensembles.

In der aktuellen Konfiguration erlaubt die kombinierte Falle die Präparation von bis zu  $2 \cdot 10^5$  Atomen der Ytterbiumisotope  $^{170}\text{Yb}$ ,  $^{171}\text{Yb}$ ,  $^{172}\text{Yb}$ ,  $^{174}\text{Yb}$  oder  $^{176}\text{Yb}$  bei einer Temperatur von  $40 \dots 60 \mu\text{K}$  und einer Dichte in der Größenordnung von  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  sowie von rund  $10^7$   $^{87}\text{Rb}$  Atomen bei einer Temperatur von etwa  $25 \mu\text{K}$  und einer Dichte im Bereich von  $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Die Ensembles können unabhängig und räumlich getrennt voneinander in die Falle geladen und zu einem definierten Zeitpunkt in Kontakt gebracht werden. Damit konnte erfolgreich die Leistungsfähigkeit und Flexibilität der neuen Fallengeometrie gezeigt werden.

Der Schwerpunkt der durchgeführten Experimente lag auf der Untersuchung der Interspezies-Stoßeigenschaften. In dieser Arbeit konnte erstmals die sympathetische Kühlung von Ytterbium mit Rubidium demonstriert werden. Dabei wurde eine starke Abhängigkeit der erreichten Ytterbiumtemperatur vom Leistungsverhältnis der BIODT-Laserstrahlen beobachtet, was eine experimentelle Optimierung der Konfiguration der kombinierten Falle erlaubte. Bei geeignet gewähltem Leistungsverhältnis konnte eine Thermo-

lisierung des Ytterbiumensembles von initial rund  $50 \mu\text{K}$  bis nahe an die Rubidiumtemperatur bei etwa  $25 \mu\text{K}$  erzielt werden, wobei die dafür benötigte Zeit zwischen 100 ms und mehreren Sekunden variiert und durch verschiedene experimentelle Parameter wie z. B. die Rubidiumatomzahl beeinflusst wird.

In detaillierten Studien wurde zeitaufgelöst das Thermalisierungsverhalten der bosonischen Isotope  $^{170}\text{Yb}$ ,  $^{172}\text{Yb}$ ,  $^{174}\text{Yb}$ ,  $^{176}\text{Yb}$  und des fermionischen  $^{171}\text{Yb}$  jeweils mit  $^{87}\text{Rb}$  unter verschiedenen experimentellen Bedingungen untersucht. Die daraus abgeleiteten totalen Interspezies-Streuquerschnitte zeigen im Messbereich der untersuchten Isotope eindeutig eine Zunahme mit wachsender Ytterbiummasse. Allgemein steht eine Massenabhängigkeit des Streuquerschnitts in Übereinstimmung mit theoretischen Erwartungen und früheren experimentellen Arbeiten.

Unter der vereinfachenden Annahme reiner  $s$ -Wellen-Streuung, was bei den gegebenen experimentellen Parameter näherungsweise erfüllt ist, konnte aus den durchgeführten Thermalisierungsexperimenten der Betrag der Interspezies-Streulänge  $|a_{\text{YbRb}}|$  ermittelt werden (in Einheiten des Bohr'sches Radius  $a_0$ ):

$$\begin{array}{ccccc} ^{170}\text{Yb-}^{87}\text{Rb} & ^{171}\text{Yb-}^{87}\text{Rb} & ^{172}\text{Yb-}^{87}\text{Rb} & ^{174}\text{Yb-}^{87}\text{Rb} & ^{176}\text{Yb-}^{87}\text{Rb} \\ (18^{+12}_{-4}) a_0 & (25^{+14}_{-7}) a_0 & (33^{+23}_{-7}) a_0 & (83^{+89}_{-25}) a_0 & (127^{+245}_{-45}) a_0 \end{array}$$

Die Werte sind aufgrund von systematischen Unsicherheiten bei der Messung relevanter experimenteller Parameter wie angegeben mit großen absoluten Fehlern behaftet, wobei insbesondere die Ungenauigkeit bei der Bestimmung des räumlichen Überlapps der Atomwolken eine große Rolle spielt. Die statistischen Fehler der Auswertung sind erheblich kleiner, sodass die relative Genauigkeit deutlich größer ist und einen guten Vergleich zwischen den Interspezies-Stoßeigenschaften der untersuchten Isotope erlaubt. Die beobachtete Massenabhängigkeit der Beträge der Streulängen deutet darauf hin, dass das Vorzeichen der Interspezies-Streulänge für alle Ytterbiumisotope negativ ist, was einer attraktiven Interspezies-Wechselwirkung mit Rubidium entspräche. Eine eindeutige Aussage über das Vorzeichen der Streulänge ist bei der angewendeten Methode jedoch prinzipiell nicht möglich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erfolgreich ein Gemisch zweier Spezies präpariert und untersucht, die sich sehr unterschiedlich in externen Feldern verhalten. Die entwickelte Fallengeometrie hat sich als leistungsfähiges und flexibles Werkzeug für Studien ultrakalter Gemische erwiesen und ist leicht auf andere Elementkombinationen mit ähnlichen magnetischen Eigenschaften übertragbar. Die gewonnenen Erkenntnisse und die ermittelten Interspezies-Streueigenschaften der fünf untersuchten Ytterbiumisotope mit Rubidium stellen einen guten Ausgangspunkt für weitere Arbeiten und vielfältige Experimente mit gemischten Quantengasen verschiedener Zusammensetzung und Wechselwirkungsstärke und für die Realisierung heteronuklearer Moleküle dar.



# Summary

Within the scope of this thesis, a mixture of ultracold ytterbium and rubidium atoms was experimentally realized and investigated. For these experiments, a novel trap geometry was developed which allows simultaneous trapping and cooling of diamagnetic and paramagnetic atomic species. The main focus was put on the investigation of the interspecies scattering properties, where sympathetic cooling of ytterbium through elastic collisions with rubidium could be demonstrated. In addition, the interspecies scattering length could be determined.

Studies on mixtures of ultracold atoms are currently attracting significant attention. The most prominent results achieved so far are the creation of two-species quantum gases, the discovery of interspecies Feshbach resonances and the production of heteronuclear molecules in the vibrational ground state. In this context, the combination of ytterbium and rubidium is a promising candidate which has not been investigated yet. Due to the existence of several stable ytterbium isotopes, Bose-Bose mixtures as well as Fermi-Bose mixtures can be realized. Heteronuclear ytterbium-rubidium molecules will be an ideal starting point for studies on dipolar gases due to their strong dipol moment. In addition, ytterbium is an intriguing system for various precision measurements, e. g. the realization of an optical clock.

A unique feature of this system is the combination of a diamagnetic (ytterbium) and a paramagnetic (rubidium) atomic species. The different magnetic properties allow for a novel type of combined trap in which the two species are trapped in spatially overlapping but independent trapping potentials. In this trap, ytterbium is trapped optically and rubidium magnetically. Due to their diamagnetic ground state, the ytterbium atoms are not affected by the potential of the Ioffe-Pritchard type magnetic trap for rubidium. The trap for ytterbium is realized as a bichromatic optical dipole trap (BIODT) which consists of two superimposed single beam traps employing laser light at 532 nm and 1064 nm. By choosing the right waist sizes and laser powers for the trapping beams, the effect of the light fields on rubidium can be minimized, so that to lowest order only the magnetic potential has to be taken into account. Therefore, this trap configuration allows for the independent preparation of the two samples with individual trap parameters, and for the independent manipulation of the atomic clouds, which permits controlling the contact between the two species in a defined way.

The main technical challenge of this work was to design and set up the combined trap. The optimal configuration of the BIODT laser beams was determined from calculations of the total magnetic and optical potential for rubidium atoms and the required accuracy for superimposing the trapping beams was deduced. The BIODT was integrated in an existing apparatus in which Bose-Einstein condensates with rubidium could routinely produced and ytterbium atoms could be trapped magneto-optically on the  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  transition. The

implementation of the BIODT also involved the setup of a second stage magneto-optical trap for ytterbium on the narrow  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  intercombination line to reach sufficiently low temperatures for an efficient loading of the atoms into the BIODT. To keep the trapping beams spatially overlapped within the required accuracy, a control system for an active beam pointing stabilization had to be designed.

The properties of ytterbium atoms in the BIODT and of rubidium atoms in the combined trapping potential were investigated in detail. In the presence of the optical potentials, which can be completely balanced only in the trap center, heating of rubidium atoms of about  $10 \dots 15 \mu\text{K}$  compared to the unperturbed magnetic trap occurred. The increase in temperature could be reduced by applying a constant radio frequency, which in turn led to an exponential loss of rubidium atoms within a few seconds. However, this behavior does not restrict the general performance of the combined trap and did not limit experiments on the interspecies thermalization which could be performed at higher rubidium temperatures. First strategies for future investigations at lower temperatures have been found. Another key point was the development of an efficient loading scheme for the simultaneous preparation of both species in the combined trap and of a strategy to control the thermal contact between the two samples temporally and spatially.

In the current configuration the combined trap allows the preparation of up to  $2 \cdot 10^5$  atoms of  $^{170}\text{Yb}$ ,  $^{171}\text{Yb}$ ,  $^{172}\text{Yb}$ ,  $^{174}\text{Yb}$  or  $^{176}\text{Yb}$  at a temperature of  $40 \dots 60 \mu\text{K}$  and a density in the range of  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , and of about  $10^7$   $^{87}\text{Rb}$  atoms at a temperature of  $25 \mu\text{K}$  and a density in the range of  $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . The two samples are loaded into the trap independently and spatially separated and can be brought into contact at a defined moment, which successfully demonstrates the performance and the flexibility of the new trap geometry.

In the experiments performed, the emphasis was put on the investigation of the interspecies scattering properties. Sympathetic cooling of ytterbium through collisions with rubidium could be demonstrated for the first time. The ytterbium temperatures achieved strongly depended on the power ratio of the BIODT laser beams, so that the configuration of the combined trap could be optimized experimentally. With the right power ratio of the trapping beams, thermalization of ytterbium at initially about  $50 \mu\text{K}$  down to near the rubidium temperature of  $25 \mu\text{K}$  could be achieved. The time for thermalization varies from 100 ms to a few seconds and is determined by several experimental parameters e. g. the number of rubidium atoms.

Detailed studies of the thermalization of bosonic  $^{170}\text{Yb}$ ,  $^{172}\text{Yb}$ ,  $^{174}\text{Yb}$  and  $^{176}\text{Yb}$  and of fermionic  $^{171}\text{Yb}$  each with  $^{87}\text{Rb}$  were performed under varying experimental conditions. The deduced total scattering cross section was clearly found to increase with higher mass of the ytterbium isotope. In general, a mass scaling of the scattering properties is in agreement with theoretical models and former experimental work.

With the assumption of pure *s*-wave scattering, which is approximately fulfilled for the given experimental parameters, the interspecies scattering length could be derived from the measured thermalization data and was found to be (in units of the Bohr radius  $a_0$ ):

$$\begin{array}{ccccc} ^{170}\text{Yb-}^{87}\text{Rb} & ^{171}\text{Yb-}^{87}\text{Rb} & ^{172}\text{Yb-}^{87}\text{Rb} & ^{174}\text{Yb-}^{87}\text{Rb} & ^{176}\text{Yb-}^{87}\text{Rb} \\ (18_{-4}^{+12}) a_0 & (25_{-7}^{+14}) a_0 & (33_{-7}^{+23}) a_0 & (83_{-25}^{+89}) a_0 & (127_{-45}^{+245}) a_0 \end{array}$$

The absolute accuracy shown is strongly limited by the uncertainty of several relevant ex-

---

perimental parameters, mainly by the uncertainty of the real spatial overlap of the two atomic clouds. Due to clearly smaller statistical errors, these values nevertheless allow for a good comparison of the relative scattering properties of the investigated isotopes. The observed mass scaling can be assumed to indicate that the scattering lengths of all isotopes are negative, which would indicate an attractive interspecies interaction. The method applied does not allow for a definite conclusion on the sign of the scattering length, however.

The trapping geometry developed in this work has demonstrated the feasibility of investigating ultracold mixtures of atomic species that behave very differently in external fields. It may easily be adapted for other combinations of species with similar magnetic properties. The first results on combined trapping of ytterbium and rubidium and on the interspecies scattering lengths open the prospect of realizing a novel kind of quantum degenerate mixture which will be a good starting point for the creation of heteronuclear molecules.





# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>v</b>
<b>Summary</b>	<b>ix</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>xiii</b>
<b>1 Einführung</b>	<b>1</b>
<b>2 Präparation ultrakalter Atomensembles</b>	<b>9</b>
2.1 Fangen und Kühlen von Atomen mit Lichtkräften . . . . .	9
2.1.1 Die Spontankraft . . . . .	9
2.1.2 Atomstrahlabbremmung . . . . .	11
2.1.3 Magneto-optische Falle . . . . .	13
2.2 Konservative Fallen für Neutralatome . . . . .	16
2.2.1 Magnetfalle . . . . .	16
2.2.2 Optische Dipolfalle . . . . .	19
2.3 Stoßeigenschaften ultrakalter Gase . . . . .	25
2.3.1 Grundlagen der Streutheorie . . . . .	26
2.3.2 Ultrakalte Kollisionen . . . . .	28
2.3.3 Inelastische Prozesse . . . . .	32
2.4 Kühlmechanismen in konservativen Fallen . . . . .	33
2.4.1 Verdampfungskühlung . . . . .	33
2.4.2 Sympathetische Kühlung . . . . .	37
<b>3 Die Apparatur</b>	<b>39</b>
3.1 Vakuumsystem . . . . .	39
3.2 Lasersysteme . . . . .	42
3.2.1 Ytterbium . . . . .	42
3.2.2 Rubidium . . . . .	49
3.3 Magnetfeldspulen . . . . .	51
3.3.1 Magnetfalle . . . . .	51
3.3.2 MOT . . . . .	52
3.3.3 Kompensationsspulen . . . . .	52
3.3.4 Zeeman-Abbremsler . . . . .	53
3.4 Optische Falle . . . . .	54
3.4.1 Aufbau . . . . .	54

3.4.2	Fallenparameter	56
3.4.3	Positionsstabilisierung	57
3.5	Messtechnik	59
3.5.1	Photodetektoren	59
3.5.2	Beobachtungskameras	60
3.5.3	Abbildungssystem	61
3.5.4	Datenanalyse	63
3.5.5	Experimentsteuerung	67
<b>4</b>	<b>Die Magnetfalle für Rubidium</b>	<b>69</b>
4.1	Ladeprozess	69
4.2	Verschieben der Magnetfalle	71
4.3	Fallenparameter	73
4.4	Kühlen von Rubidium in der Magnetfalle	74
<b>5</b>	<b>Die optischen Fallen für Ytterbium</b>	<b>77</b>
5.1	Ladestrategien	77
5.2	Die blaue MOT	78
5.3	Die grüne MOT	80
5.3.1	Ladeprozess	80
5.3.2	Eigenschaften	80
5.3.3	Justage	83
5.3.4	Direktes Laden	84
5.4	Die optischen Fallen	85
5.4.1	Ladeprozess und Justage	85
5.4.2	Fallenparameter	86
5.4.3	Eigenschaften	90
<b>6</b>	<b>Die kombinierte Falle</b>	<b>93</b>
6.1	Funktionsprinzip	93
6.1.1	Zwei Fallen für zwei atomare Spezies	93
6.1.2	Die Idee der bichromatischen optischen Dipolfalle	94
6.1.3	Konfiguration der kombinierten Falle	95
6.2	Konzeption	96
6.2.1	Technische Vorgaben zur BIODT	96
6.2.2	Das optimale Leistungsverhältnis der BIODT-Strahlen	97
6.2.3	Das Gesamtpotenzial der kombinierten Falle	100
6.3	Ladeschema	107
6.3.1	Strategien	107
6.3.2	Die Ladesequenz im Überblick	109
6.4	Justage und Betrieb	112
6.5	Eigenschaften	114
6.5.1	Ytterbium in der kombinierten Falle	114
6.5.2	Rubidium in der kombinierten Falle	115

---

<b>7</b>	<b>Sympathetisches Kühlen und Untersuchung der Stoßeigenschaften</b>	<b>123</b>
7.1	Ytterbium-Rubidium-Thermalisierung . . . . .	123
7.1.1	Messprinzip . . . . .	124
7.1.2	Einfluss des BIODT-Leistungsverhältnisses . . . . .	125
7.2	Analyse der Interspezies-Streueigenschaften . . . . .	126
7.2.1	Thermalisierungsmodell . . . . .	126
7.2.2	Zeitaufgelöste Messung der Thermalisierung . . . . .	129
7.2.3	Auswerteverfahren . . . . .	133
7.2.4	Relatives Streuverhalten der Ytterbiumisotope . . . . .	134
7.2.5	Die Interspezies-Streulänge $\alpha_{\text{YbRb}}$ . . . . .	135
<b>8</b>	<b>Ausblick</b>	<b>147</b>
<b>A</b>	<b>Elemente</b>	<b>155</b>
A.1	Ytterbium . . . . .	155
A.2	Rubidium . . . . .	157
A.3	$C_6$ -Koeffizienten von Ytterbium und Rubidium . . . . .	159
<b>B</b>	<b>Justage der kombinierten Falle</b>	<b>161</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>165</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>177</b>



# 1

## Einführung

Das Gebiet der Atom-, Molekül- und optischen Physik hat in den letzten Jahrzehnten eine überaus dynamische Entwicklung erlebt. Mit der Entwicklung schmalbandiger abstimmbarer Laserquellen in den 70er Jahren stand ein neues Werkzeug zur Verfügung, Atome mit Hilfe von Licht manipulieren, speichern und kühlen zu können. Daraus erwuchs das völlig neue Forschungsgebiet der ultrakalten Atomphysik, das von einer neuen Generation von Atomuhren über Präzisionsmessungen bis hin zum Studium von Quanteneffekten und der Beobachtung neuer Materiezustände ein breites Spektrum anwendungsnaher und grundlagenorientierter Aspekte abdeckt und in zahlreiche weitere Bereiche der Physik ausstrahlt.

Die in den 80er Jahren entwickelten Methoden der Laserkühlung erlaubten erstmals die Kühlung von Atomen auf Temperaturen im Bereich von unter 1 mK und ermöglichten die Kontrolle der atomaren Bewegung mit bis dahin unerreichter Präzision. Derart präparierte Ensembles boten völlig neue Eigenschaften: Die Atome konnten in nahezu störungsfreier Umgebung bei extrem niedrigen Energien gespeichert werden, was Doppler-Frequenzverschiebungen drastisch reduzierte und lange Interaktionszeiten ermöglichte. Dies revolutionierte die Atomphysik und war ein idealer Ausgangspunkt für vielfältige Experimente in den verschiedensten Bereichen, u. a. zur Präzisionsspektroskopie, zur Untersuchung und Kontrolle einzelner Atome oder zum Studium der Details chemischer Reaktionen. Im Jahr 1997 wurde für Arbeiten auf dem Gebiet der Laserkühlung der Nobelpreis für Physik an Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William Phillips verliehen. [1].

Weiteren Antrieb erhielt die Forschung mit ultrakalten Gasen durch die Perspektive, Materie in den quantenentarteten Zustand zu überführen. Die Ursprünge hierfür reichen bis ins Jahr 1924 zurück, in dem Bose eine neue Herleitung der Planck'schen Strahlungsformel vorstellte, die auf der Statistik von Lichtteilchen beruhte [2]. Einstein griff diese Überlegungen auf und übertrug sie auf bosonische Teilchen in einem idealen Gas [3]. Für sehr tiefe Temperaturen sagte er einen Phasenübergang in einen neuen Materiezustand voraus. Bei der Bose-Einstein Kondensation, wie das Phänomen heute genannt wird, kommt direkt die Quantennatur der Materie zum Ausdruck. So werden Teilchen allgemein durch Wellenpakete beschrieben, deren räumliche Ausdehnung durch die deBroglie-Wellenlänge bestimmt wird, die mit sinkender Temperatur zunimmt. Erreicht in einem Ensemble die Phasenraumdichte – das Produkt aus der Anzahldichte und dem Kubus der deBroglie-Wellenlänge – bei hinreichend niedrigen Temperaturen Werte in der Größenordnung von eins, kommt es zu einem räumlichen Überlapp der Wellenfunktionen benachbarter Teilchen, und man spricht von Quantenentartung. Dabei treten deutlich die unterschiedlichen Quantenstatistiken der Teilchen zu Tage, die unter klassischen Bedingungen zu vernachlässigen sind. Im

Fall von Bosonen mit ganzzahligem Spin besetzen die Teilchen oberhalb der kritischen Phasenraumdichte den energetischen Grundzustand des Systems makroskopisch und bilden ein Bose-Einstein Kondensat. Bei fermionischen Teilchen mit halbzahligem Spin tritt kein solcher markanter Phasenübergang auf. Hier besetzen die Teilchen die niedrigsten Energiezustände nacheinander jeweils einfach, was jedoch ebenfalls zu einem nicht klassischen Verhalten führt.

Um die Quantenentartung zu erzielen, muss ein Gas bei Dichten im Bereich von  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  bis auf Temperaturen von einigen 100 nK abgekühlt werden. Dies war mit den Methoden der Laserkühlung noch nicht erreichbar. Fortschritte wurden Ende der 80er Anfang der 90er Jahre durch die Entwicklung von rein magnetischen Atomfallen und des Verfahrens der Verdampfungskühlung erzielt. Ein Bose-Einstein Kondensat konnte erstmals im Jahr 1995 experimentell realisiert werden, wofür Eric Cornell, Wolfgang Ketterle und Carl Wieman den Nobelpreis für Physik 2001 erhielten [4]. Damit war der Grundstein für eine neue faszinierende Forschungsrichtung der Physik gelegt: das Studium makroskopischer Quantenzustände als eine neue Form der Materie. Das Gebiet entwickelt sich überaus dynamisch, wie die mehr als 20 000 wissenschaftlichen Abhandlungen zum Thema Quantengase belegen, die seit 1995 erschienen sind. Weltweit arbeiten inzwischen über 150 Arbeitsgruppen mit ultrakalten Gasen, davon rund 60 mit Bose-Einstein Kondensaten [5].

Im folgenden wird zunächst ein Überblick über aktuelle Entwicklungen auf dem Gebiet ultrakalter Quantengase gegeben und anschließend auf das System Ytterbium-Rubidium sowie auf die Zielsetzung der vorliegenden Promotionsarbeit eingegangen.

## Bose-Einstein Kondensation

Die Erzeugung eines Bose-Einstein Kondensats gelang erstmals 1995 mit  $^{87}\text{Rubidium}$  [6],  $^{23}\text{Natrium}$  [7] und  $^7\text{Lithium}$  [8]. In den folgenden Jahren konnten bislang die Elemente  $^1\text{Wasserstoff}$  [9],  $^{85}\text{Rubidium}$  [10],  $^4\text{Helium}$  [11, 12],  $^{41}\text{Kalium}$  [13],  $^{133}\text{Cäsium}$  [14],  $^{174}\text{Ytterbium}$  [15],  $^{52}\text{Chrom}$  [16] und  $^{39}\text{Kalium}$  [17] kondensiert werden. In den ersten Experimenten wurden Bose-Einstein Kondensate ausschließlich in Magnetfallen realisiert, die eine einfache und effiziente Verdampfungskühlung verdünnter Gase erlauben. Erst später konnte die Evaporation in rein optischen Fallen bis ins quantenentartete Regime demonstriert werden [18], was die Kondensation von Cäsium, Ytterbium und Chrom erst ermöglichte. Die Vielfalt der Arbeiten mit Bose-Einstein Kondensaten ist inzwischen nahezu unüberschaubar. Eine Übersicht über die zahlreichen Studien bietet z. B. [19]. Von den frühen Experimenten mit diesem neuen Materiezustand seien exemplarisch genannt: Der Nachweis der makroskopischen Kohärenz von Materiewellen [20], der Nachweis der superfluiden Phase in einem BEC, die sich z. B. in der Existenz einer kritischen Geschwindigkeit [21] und von quantisierten Wirbeln [22] manifestiert, sowie die Beobachtung von Solitonen [23] und langsamem Licht [24]. Einen aktuellen Schwerpunkt bilden Experimente mit Bose-Einstein Kondensaten in optischen Gittern, die ideale Modellsysteme für die Festkörperphysik darstellen. In diesem Zusammenhang ist vor allem die Beobachtung eines Quantenphasenübergangs von einem superfluiden Kondensat zu einem Mott-Isolator [25] zu nennen. Auf zunehmendes Interesse stoßen desweiteren Arbeiten mit Kondensaten in Mikrofallen auf „Atom-Chips“ [26, 27, 28] und die Untersuchung von sogenannten Feshbachresonanzen [29],

die es ermöglichen, durch eine Variation von Magnetfeldern die Stärke der Wechselwirkung der Atome abzustimmen [30, 31, 32, 17]. Mit dieser Technik konnten auch Bose-Einstein Kondensate aus Molekülen erzeugt werden (s. u). Zu den neuesten Forschungsergebnissen gehören die Erzeugung von Verschränkung [33], die Herstellung niederdimensionaler Quantengase im Tonks-Girardeau-Regime [34, 35] und der Nachweis von Efimov-Zuständen [36].

### Fermigase

Auch in Ensembles aus fermionischen Atomen konnte das quantenentartete Regime erreicht werden. Dies gelang erstmals 1999 mit  $^{40}\text{K}$  [37, 38], später mit  $^6\text{Li}$  [39, 40, 41] und kürzlich mit  $^{173}\text{Ytterbium}$  [42]. Da zwischen identischen Fermionen bei tiefen Temperaturen keine Stöße mehr stattfinden und damit eine direkte Verdampfungskühlung der Atome ausgeschlossen ist, hat sich als Standardtechnik zur Erzeugung entarteter Fermigase die sympathetische Kühlung durch Kontakt mit einem evaporativ gekühlten bosonischen Ensemble etabliert. Eines der Hauptziele ist derzeit die Erforschung des BCS-Übergangs [43] in fermionischen Quantengasen. Dabei ist abhängig vom Vorzeichen der Streulänge bei repulsiver Wechselwirkung die Bildung von Molekülen und bei attraktiver Wechselwirkung die Bildung von Cooper-Paaren zu erwarten [44]. Dieses sogenannte BEC-BCS-Übergangsregime konnte unter Ausnutzung von Feshbachresonanzen, mit denen sich die Streulänge abstimmen lässt, bereits in mehreren Gruppen experimentell untersucht werden [45, 46, 47, 48]. Weitere Arbeiten beschäftigen sich z. B. mit der Erzeugung entarteter Fermigase in Mikrofallen auf einem Chip [49] oder der Erforschung von Fermionen in optischen Gittern [50, 51], wobei vor allem die Beobachtung des Übergangs von einem Bandisolator zu einem normalen Zustand hervorzuheben ist [52].

### Zweikomponentige Quantengase

Besonderes Interesse gilt seit einiger Zeit zweikomponentigen Systemen. Gemischte Quantengase eröffnen völlig neue experimentelle Möglichkeiten wie z. B. Untersuchungen zur Mischbarkeit oder zur Superfluidität entarteter Gase. Zu den herausragenden Ergebnissen aktueller Forschungsvorhaben gehören die Realisierung eines zweikomponentigen Bose-Einstein Kondensats mit  $^{41}\text{K}$ - $^{87}\text{Rb}$  [13] und Studien zur Dynamik dieses superfluiden Systems [53], die Präparation entarteter Fermi-Bose-Gemische mit  $^6\text{Li}$ - $^{23}\text{Na}$  [41],  $^{40}\text{K}$ - $^{87}\text{Rb}$  [54] und  $^6\text{Li}$ - $^{87}\text{Rb}$  [55], mit  $^{40}\text{K}$ - $^{87}\text{Rb}$  jüngst auch in einem optischen Gitter [56, 57] und in einer Mikrofalle [58], sowie die Beobachtung des Phasenseparationsverhaltens in einer Mischung verschiedener Spinzustände von fermionischem  $^6\text{Li}$  [59, 60]. Ein weiterer Durchbruch gelang mit der Detektion von Interspezies-Feshbachresonanzen in mehreren Systemen, was interessante Perspektiven in Bezug auf die Abstimmbarkeit der Interspezies-Wechselwirkung und für einen möglichen Weg zur Erzeugung heteronuklearer Moleküle eröffnet (s.u).

### Ultrakalte Moleküle

Ein weiterer faszinierender Aspekt zweikomponentiger Systeme ist die Präparation und Speicherung von ultrakalten heteronuklearen Molekülen im rovibronischen Grundzustand.

Dies wird vielfältige Möglichkeiten eröffnen, die Wechselwirkungen in dipolaren Gasen zu studieren [61], neue Systeme der Quanteninformation zu erforschen [62] oder Präzisionsmessungen zu Tests fundamentaler physikalischer Theorien durchzuführen [63].

Da Moleküle aufgrund ihrer Struktur mit vielen zusätzlichen Vibrations- und Rotationsniveaus nicht mit Methoden der Laserkühlung manipulierbar sind, müssen alternative Verfahren zur Kühlung von Molekülen entwickelt werden. Aktuelle Projekte beschäftigen sich z. B. mit der Puffergaskühlung durch kryogen gekühltes Helium [64] und, im Fall polarer Moleküle, mit dem Abbremsen in oszillierenden elektrischen Feldern [65, 66] oder dem Filtern langsamer Moleküle aus thermischen Molekularstrahlen [67]. Die Speicherung kann in Fallen aus zeitlich variierenden elektrostatischen Feldern erfolgen [68, 69]. Bei all diesen „direkten“ Methoden der Molekülkühlung liegen die tiefsten derzeit erreichbaren Temperaturen jedoch noch Bereich von 1 . . . 100 mK. Ultrakalte Moleküle mit Temperaturen unter 1 mK können bislang nur „indirekt“ hergestellt werden, indem zunächst atomare Ensembles ultrakalt präpariert werden und anschließend die Atome paarweise in Moleküle überführt werden. Dabei existieren verschiedene Verfahren.

Eine seit wenigen Jahren beherrschte Technik der Erzeugung ultrakalter Moleküle aus rein optisch gespeicherten ultrakalten Atomen besteht im Ausnutzen von magnetisch abstimmbaren Feshbachresonanzen, die einen adiabatischen Transfer atomarer Zustände in molekulare Zustände erlauben [70]. Mit dieser Methode konnten mit  ${}^6\text{Li}$  [71, 72, 73] und  ${}^{40}\text{K}$  [74] aus fermionischen Atomen molekulare Bose-Einstein Kondensate erzeugt werden. Auch in bosonischen Ensembles gelang auf diese Weise die Erzeugung von Molekülen in Bose-Einstein Kondensaten aus  ${}^{133}\text{Cs}$  [75],  ${}^{23}\text{Na}$  [76] und  ${}^{87}\text{Rb}$  [77], wobei in diesem Fall die Lebensdauer der Moleküle aufgrund hoher inelastischer Kollisionsraten sehr viel kürzer ist als im fermionischen Fall, in dem inelastische Kollisionen unterdrückt sind. Diesbezüglich wurde jüngst von ersten Fortschritten mit langlebigen bosonischen Rubidiummolekülen berichtet [78]. Auch bei der Molekülerzeugung via Feshbachresonanzen liegt ein aktueller Schwerpunkt auf Arbeiten in optischen Gittern, wie z. B. mit fermionischem  ${}^{40}\text{K}$  [79]. In mehreren Arbeiten mit zweikomponentigen Systemem wurde in den letzten Jahren über die Detektion von Interspezies-Feshbachresonanzen in  ${}^{40}\text{K}$ – ${}^{87}\text{Rb}$  [80, 81],  ${}^6\text{Li}$ – ${}^{23}\text{Na}$  [82],  ${}^{23}\text{Na}$ – ${}^{87}\text{Rb}$  [83] und jüngst  ${}^6\text{Li}$ – ${}^{87}\text{Rb}$  [84] berichtet, allerdings zunächst noch ohne heteronukleare Moleküle erzeugen zu können. Dies gelang kürzlich erstmals in einem weiteren Experiment mit einem  ${}^{40}\text{K}$ – ${}^{87}\text{Rb}$ -Gemisch in einem optischen Gitter [56].

Ein alternativer Ansatz besteht in der laserinduzierten Photoassoziation [85, 86, 87], die prinzipiell in jedem atomaren System angewendet werden kann und unabhängig von der Existenz passender Feshbachresonanzen ist. Bei diesem Verfahren bilden zwei kollidierende Atome  $A, B$  in Anwesenheit eines Photoassoziationslasers geeigneter Frequenz  $\nu$  ein (schwach) gebundenes elektronisch und vibronisch angeregtes Molekül:  $A+B+h\nu \rightarrow (AB)^*$ . Moleküle im elektronischen Grundzustand können durch Ein-Photon-Photoassoziation in einen angeregten Molekülzustand und anschließendem Zerfall durch spontane Emission erzeugt werden, was in einer Arbeit mit Kalium gezeigt wurde [88]. Ein kohärenter Transfer von atomaren in molekulare Zustände kann durch Zwei-Photonen-Photoassoziation erreicht werden, wie in Experimenten mit Rubidium [89] und Lithium [90] demonstriert wurde. Mit in einem optischen Gitter gespeicherten Rubidiumatomen gelang darüber hinaus die zustandsselektive Erzeugung homonuklearer Moleküle [91]. Weitere Arbeiten zur Photoas-



soziation homonuklearer Moleküle wurden mit Cäsium [92,93], Calcium [94], metastabilem Helium [95], Ytterbium [96] und Strontium [97,98] durchgeführt. Die ersten durch Photoassoziation erzeugten heteronuklearen Moleküle konnten in gemischten magneto-optischen Fallen in den Systemen  $^{23}\text{Na}$ - $^{133}\text{Cs}$  [99] und  $^6\text{Li}$ - $^7\text{Li}$  [100] beobachtet werden. In jüngster Zeit gelang es auch, heteronukleare Grundzustandsmoleküle in  $^{40}\text{K}$ - $^{87}\text{Rb}$ - [101,102],  $^{87}\text{Rb}$ - $^{133}\text{Cs}$ - [103] und  $^7\text{Li}$ - $^{133}\text{Cs}$ -Gemischen [104] zu erzeugen. Im System  $^{87}\text{Rb}$ - $^{133}\text{Cs}$  konnten die Moleküle inzwischen auch in den vibronischen Grundzustand transferiert werden [105].

## Das System Ytterbium–Rubidium

Eine interessante Elementkombination mit vielversprechenden Perspektiven hinsichtlich zweikomponentiger Quantengase und heteronuklearer Moleküle ist das System Ytterbium–Rubidium.

In den letzten Jahren hat sich das Fangen und Kühlen von Rubidiumatomen bis hin zur Quantenentartung zur Standardtechnik entwickelt, sodass Rubidium als „Arbeitspferd“ der ultrakalten Atomphysik gilt. Es ist experimentell einfach zu handhaben und bietet außerdem die Möglichkeit ultrakalte Ensembles hoher Atomzahl zu erzeugen, was sich in einer Vielzahl von Experimenten mit zweikomponentigen ultrakalten Gasen bewährt hat. So wurde Rubidium bereits erfolgreich zur sympathetischen Kühlung anderer Spezies eingesetzt [106,13,107,108], und es konnten auch schon heteronukleare Moleküle mit Rubidium erzeugt werden [101,102,105]. An der vorliegenden Apparatur konnte im Rahmen einer früheren Arbeit die Bose-Einstein-Kondensation von  $^{87}\text{Rb}$  erzielt werden [109].

Ytterbium bietet sowohl einige technische Vorteile in Hinblick auf das Fangen und Kühlen der Atome als auch zahlreiche interessante physikalische Eigenschaften, die vielfältige wissenschaftliche Perspektiven eröffnen. Die Niveaustuktur von Ytterbium weist zwei für die Laserkühlung geeignete Übergänge unterschiedlicher Linienbreite auf (siehe Abschnitt A.1), deren Kombination effizientes Fangen und Kühlen mit dem Erreichen tiefer Temperaturen in einer magneto-optischen Falle (MOT) vereint. Auf beiden Übergängen sind bereits in mehreren Experimenten magneto-optische Fallen mit Ytterbium realisiert worden [110,111,112,113,114]. In einer früher an der vorliegenden Apparatur entstandenen Arbeit konnte die Sub-Doppler-Kühlung von fermionischen Ytterbiumatomen in einer MOT auf dem  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergang beobachtet werden [109]. Der Grundzustand von Ytterbium ist diamagnetisch, sodass magnetisches Fangen nur in einem metastabilen angeregten Zustand möglich ist [115], was ebenfalls in [109] untersucht wurde. In weiteren Experimenten konnte anhand von Photoassoziationspektroskopie die Streulänge der einzelnen Ytterbiumisotope bestimmt werden [96,116,117] und in mehreren Isotopkombinationen von Ytterbium die sympathetische Kühlung demonstriert werden [118]. Auch die Quantenentartung ist mit Ytterbium bereits erreicht worden: In einer rein optischen Falle wurde mit  $^{174}\text{Yb}$  die Bose-Einstein-Kondensation erzielt [15] und mit  $^{173}\text{Yb}$  ein entartetes Fermigas erzeugt [42]. Darüber hinaus gilt Ytterbium als vielversprechender Kandidat für verschiedene Präzisionsexperimente, wie z. B. die Realisierung einer optischen Uhr [119], Messungen zur Paritätsverletzung [120] oder Untersuchungen zum permanenten elektrischen Dipolmoment des Elektrons [121].

Insgesamt besitzt Ytterbium fünf bosonische und zwei fermionische stabile Isotope. In Hinblick auf zweikomponentige Quantengase mit bosonischem  $^{87}\text{Rb}$  können damit sowohl Boson-Boson- als auch Fermion-Boson-Systeme realisiert werden, was eine Vielzahl an Perspektiven eröffnet. Auch in Bezug auf Experimente und Untersuchungen mit heteronuklearen Molekülen bietet das System Ytterbium-Rubidium aufgrund seines stark polaren Charakteres interessante Möglichkeiten. Eine weitere Besonderheit von Ytterbium-Rubidium-Molekülen im Gegensatz zu bisher realisierten heteronuklearen Molekülen aus Alkalimetallen ist der paramagnetische Grundzustand, der die Speicherung und Manipulation der Moleküle in magnetischen Feldern erlaubt.

### Diese Arbeit

Diese Arbeit ist ein Forschungsprojekt eingebettet, das sich mit der Realisierung eines Gemischs aus ultrakalten Ytterbium- und Rubidiumatomen beschäftigt. Diese Elementkombination ist bislang noch nicht untersucht worden. Die mittelfristigen Ziele beinhalten die sympathetische Kühlung von Ytterbium bis ins quantenentartete Regime, Studien der Wechselwirkungen in gemischten Ytterbium-Rubidium-Quantengasen sowohl in Boson-Boson- als auch in Fermion-Boson-Systemen und die erstmalige Erzeugung heteronuklearer Ytterbium-Rubidium-Moleküle. Langfristig sind Experimente zu den erwähnten Präzisionsmessungen mit Ytterbium vorgesehen, insbesondere die Realisierung einer optischen Uhr.

Das Ziel der vorliegenden Promotionsarbeit bestand zunächst auf technischer Seite in der Entwicklung und dem Aufbau einer geeigneten Fallengeometrie, die die Speicherung von Gemischen aus ultrakalten Ytterbium- und Rubidiumatomen ermöglicht. Das simultane Fangen von zwei Elementen, die so unterschiedliche magnetische und elektronische Eigenschaften aufweisen wie das Seltene Erden Element Ytterbium mit diamagnetischem Grundzustand und das Alkalimetall Rubidium mit paramagnetischem Grundzustand, stellt dabei eine besondere Herausforderung dar. Gleichzeitig ermöglichen diese unterschiedlichen Eigenschaften jedoch die Konstruktion einer neuartigen kombinierten Falle, bei der die beiden Spezies in räumlich überlappenden aber weitgehend voneinander unabhängigen Fallenpotenzialen gespeichert sind. Bei dem in dieser Arbeit realisierten Ansatz werden die Rubidiumatome magnetisch und die Ytterbiumatome optisch gefangen. Der diamagnetische Grundzustand der Ytterbiumatome garantiert dabei deren Unabhängigkeit vom Magnetfallenpotenzial für Rubidium. Die optische Falle für Ytterbium wird in Form einer bichromatischen optischen Dipolfalle (BIODT) ausgeführt, die aus zwei überlagerten einzelnen Fallen verschiedener und geeignet gewählter Wellenlängen besteht, sodass umgekehrt auch der Einfluss des optischen Potenzials der Ytterbiumfalle auf die Rubidiumatome minimiert wird. Diese Fallenkonfiguration erlaubt es damit, die beiden Ensembles durch die individuelle Einstellmöglichkeit der Fallenparameter mit in gewissen Grenzen frei wählbaren Eigenschaften unabhängig voneinander zu präparieren, sie unabhängig voneinander zu manipulieren und somit den Kontakt zwischen ihnen gezielt zu kontrollieren. Der Beitrag dieser Arbeit bestand in erster Linie in der Implementation einer magneto-optischen Falle mit Ytterbium auf dem  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergang, in der Konzeption und dem Aufbau der bichromatischen optischen Dipolfalle für Ytterbiumatome sowie in der Entwicklung eines geeigneten Lade- und Betriebsschemas der kombinierten Falle. Ausgangspunkt der Arbeit

war eine voll funktionsfähige Apparatur zum magnetischen Fangen und zur Erzeugung von Bose-Einstein Kondensaten von Rubidiumatomen sowie zum Betrieb einer magneto-optischen Falle mit Ytterbium auf dem  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergang.

Der wissenschaftliche Schwerpunkt dieser Arbeit lag in der Untersuchung der bislang unbekanntenen Stoßeigenschaften zwischen Ytterbium- und Rubidiumatomen, wobei insbesondere die Demonstration der sympathetischen Kühlung sowie die Bestimmung der Interspezies-Streulänge zwischen verschiedenen Ytterbiumisotopen und  $^{87}\text{Rb}$  im Vordergrund standen. Die Streulänge ist ein entscheidender Parameter bei der Charakterisierung der interatomaren Wechselwirkungen, deren Erforschung den ersten Schritt zu einem vertieften Verständnis des Systems Ytterbium-Rubidium darstellt und damit den Grundstein für die geplanten Experimente mit zweikomponentigen Quantengasen und heteronuklearen Molekülen legt.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert. In Kapitel 2 wird eine Einführung in die relevanten theoretischen Grundlagen gegeben. Es werden die Konzepte aller eingesetzten Fallentypen und Kühlverfahren erläutert sowie die Stoßeigenschaften ultrakalter Gase diskutiert. Kapitel 3 stellt die Apparatur vor, an der die beschriebenen Experimente durchgeführt wurden. Im einzelnen wird auf die Vakuumkammer, die verschiedenen Lasersysteme, die Magnetfeldspulen, den technischen Aufbau der optischen Falle und auf Aspekte der Messtechnik eingegangen. Die Kapitel 4-6 beschäftigen sich mit den Potenzialkonfigurationen und den physikalischen Eigenschaften der verschiedenen Atomfallen. Dabei werden zunächst die Magnetfalle für Rubidiumatome in Kapitel 4 und die optischen Fallen für Ytterbiumatome in Kapitel 5 im voneinander unabhängigen Einzelbetrieb betrachtet. Durch den simultanen Betrieb beider Fallen an räumlich überlappenden Positionen entsteht die sogenannte kombinierte Falle. Diese ist Thema von Kapitel 6, in dem ausführlich das Funktionsprinzip und die Konzeption dieser neuartigen Fallengeometrie beschrieben werden, das entwickelte Ladeschema und technische Aspekte von Justage und Betrieb behandelt werden sowie das Verhalten der Atomensembles im Gesamtpotenzial der Falle diskutiert wird. Kapitel 7 ist der sympathetischen Kühlung von Ytterbium mit Rubidium gewidmet. Nach einem Einblick in die experimentelle Durchführung der Thermalisierungsmessungen wird auf das verwendete Thermalisierungsmodell und die Analyse der Daten eingegangen. Einen Schwerpunkt bildet die Präsentation und Diskussion der ermittelten Werte für die Interspezies-Streulänge zwischen Ytterbium und Rubidium. Die Arbeit schließt mit Kapitel 8, das einen Ausblick auf zukünftige Projekte an der Apparatur gibt und Perspektiven des Systems Ytterbium-Rubidium aufzeigt. In Anhang A sind alle für diese Arbeit relevanten Größen und Eigenschaften der Elemente Ytterbium und Rubidium zusammengefasst. Anhang B beschreibt detailliert die Justageprozedur zur präzisen Überlagerung der BIODT-Laserstrahlen.



# 2

## Präparation ultrakalter Atomensembles

*Dieses Kapitel befasst sich mit den theoretischen Grundlagen der Erzeugung ultrakalter Atome und der Beschreibung der Wechselwirkungen in ultrakalten Ensembles. Dabei werden alle im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Fallentypen und Kühlverfahren vorgestellt. Zunächst werden aufbauend auf der Einführung der Spontankraft die Atomstrahlabbremmung, die Dopplerkühlung und die magneto-optische Falle erläutert. Diese Techniken stellen üblicherweise den ersten Schritt auf dem Weg zu ultrakalten Atomen dar und erlauben das Einfangen und Kühlen von Atomen bis in den  $\mu\text{K}$ -Bereich. Anschließend wird auf die Speicherung von Atomen in Magnetfallen und optischen Dipolfallen eingegangen, die tiefere Temperaturen und höhere Dichten ermöglichen. Die in diesen konservativen Fallen angewendeten Methoden der Verdampfungskühlung und der sympathetischen Kühlung werden am Ende des Kapitels diskutiert. Da speziell für diese Kühlverfahren und allgemein für die Beschreibung der Wechselwirkung zwischen den Atomen Kollisionen eine entscheidende Rolle spielen, beschäftigt sich zuvor ein weiterer Abschnitt mit den Stößeigenschaften ultrakalter Gase.*

### 2.1 Fangen und Kühlen von Atomen mit Lichtkräften

Wesentliche Techniken der Präparation ultrakalter Atome beruhen auf der Wechselwirkung von Atomen mit Laserlicht. In monochromatischen Lichtfeldern erfahren Atome starke Kräfte und Beschleunigungen, mit denen sie gezielt kontrolliert – insbesondere abgebremst, gekühlt und gefangen – werden können. Grundlage hierfür ist die dissipative Spontankraft, die auf dem Impulsübertrag gestreuter nahresonanter Photonen beruht. Im folgenden werden zunächst das Prinzip der Spontankraft und daran anschließend die Techniken der Atomstrahlabbremmung und der magneto-optischen Falle erläutert. Eine ausführlichen Herleitung der Spontankraft sowie vertiefende Details finden sich z. B. in [122, 123].

#### 2.1.1 Die Spontankraft

Jeder Absorptions- und Emissionsprozess eines Photons führt zu einem Impulsübertrag von  $\hbar\vec{k}$  auf das Atom, wobei  $\vec{k}$  mit  $k = 2\pi/\lambda$  der Wellenvektor bzw. die Wellenzahl des Lichtfeldes ist. Die gerichtete Absorption von Photonen aus einem Laserstrahl, der eine laufende ebene Lichtwelle darstellt, führt zu einem gerichteten Impulsübertrag, da der bei der isotropen spontanen Emission verursachte Rückstoß im Zeitmittel vieler Absorptions-

Emissions-Zyklen verschwindet. Die damit verbundene Spontankraft

$$\vec{F}_{\text{Sp}} = \hbar \vec{k} \Gamma_{\text{sc}} \quad (2.1)$$

setzt sich aus dem Impulsübertrag pro Zyklus und der Streurrate

$$\Gamma_{\text{sc}} = \frac{\gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2\delta/\gamma)^2} \quad (2.2)$$

zusammen, mit der der Gesamtprozess stattfindet. Dabei ist  $\gamma = 1/\tau$  die spontane Emissionsrate<sup>1</sup> mit der Lebensdauer  $\tau$  des angeregten Zustands. Der Ausdruck  $I/I_s$  gibt die Intensität  $I$  des Lichtfeldes in Einheiten der Sättigungsintensität<sup>2</sup>  $I_s = \frac{\hbar \omega_0^3 \gamma}{12\pi c^2} = \frac{\pi \hbar c \gamma}{3\lambda^3}$  an. Die allgemeine Verstimmung

$$\delta = \delta_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} - \frac{\mu' B}{\hbar} = \omega_{\text{L}} - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} - \frac{\mu' B}{\hbar} \quad (2.3)$$

ist durch die Verstimmung  $\delta_0$  zwischen der Frequenz des eingestrahnten Laserlichts  $\omega_{\text{L}}$  und der atomaren Übergangsfrequenz  $\omega_0$  sowie gegebenenfalls weiteren Beiträgen gegeben. Bei bewegten Atomen ist zusätzlich die Dopplerverschiebung  $\omega_{\text{D}} = -\vec{k} \cdot \vec{v}$  zu berücksichtigen, bei Atomen in Magnetfeldern der Term  $\omega_{\text{Z}} = -\mu' B/\hbar$ , der aus der Zeeman-Verschiebung der atomaren Energieniveaus resultiert.<sup>3</sup> Die Frequenzverschiebung des betrachteten Übergangs hängt dabei vom effektiven magnetischen Moment  $\mu' = (g_e m_e - g_g m_g) \mu_{\text{B}}$  ab, das sich aus den Landé-Faktoren  $g_i$  und den magnetischen Quantenzahlen  $m_i$  von Grund- ( $g$ ) und angeregtem ( $e$ ) Zustand berechnet. Die Streurrate und die Spontankraft sind durch die Rate der spontanen Emission limitiert und sättigen für hohe Intensitäten  $I \gg I_s$  bei Werten von

$$\Gamma_{\text{sc}}|_{\text{max}} = \frac{\gamma}{2}, \quad (2.4)$$

$$\vec{F}_{\text{Sp}}|_{\text{max}} = \hbar \vec{k} \frac{\gamma}{2}. \quad (2.5)$$

Im Bereich  $I \gg I_s$  führt eine weitere Erhöhung der Intensität lediglich zu einer Erhöhung der Rate stimulierter Prozesse, die jedoch keinen Beitrag zur Spontankraft leisten, da durch einen Zyklus aus Absorption gefolgt von stimulierter Emission kein Impulsübertrag auf das Atom erfolgt. Für  $I = I_s$  und  $\delta = 0$  nehmen Streurrate und Spontankraft die Hälfte ihrer Maximalwerte an.

Die bisherigen Betrachtungen gelten für ideale Zwei-Niveau-Systeme mit einem geschlossenen Übergang zwischen Grund- und angeregtem Zustand, da nur dann wiederholt Absorptions-Emissions-Zyklen stattfinden können. Im Realfall sind Atome Mehr-Niveau-Systeme, in denen Zerfallskanäle in andere Zustände als den Grundzustand existieren können. Beschränkt sich die Situation auf einen alternativen Zustand, kann experimentell ein

<sup>1</sup>Zugleich ist  $\gamma/2\pi$  [Hz] die natürliche Linienbreite des atomaren Übergangs.

<sup>2</sup>Die Zur Definition der Sättigungsintensität: die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Atom zu einem beliebigen Zeitpunkt im angeregten Zustand befindet, hat in einem Lichtfeld der Intensität  $I = I_s$  den Wert  $1/4$ . Für  $I \rightarrow \infty$  beträgt sie  $1/2$ .

<sup>3</sup>Die Stark-Verschiebung von atomaren Energieniveaus in elektrischen Feldern spielt im Rahmen dieser Arbeit keine Rolle.

effektives Zwei-Niveau-System realisiert werden, indem ein zusätzlicher Rückpumplaser eingestrahlt wird, der die Atome aus dem „falschen“ Zustand in den Zyklus zurückpumpt. Dies ist z. B. in Rubidium der Fall (vgl. Abschnitt A.2).

Die Spontankraft ist aufgrund der Irreversibilität der spontanen Emission dissipativ. Sie ist von grundlegender Bedeutung für die Laserkühlung von Atomen und bildet die Basis der Atomstrahlabbremung und der magneto-optischen Falle. Diese Techniken stellen in der Regel den ersten Schritt bei der Erzeugung ultrakalter Atomensembles dar und werden in den folgenden Abschnitten erläutert. Detaillierte Einführungen geben z. B. [122, 123, 124, 125].

### 2.1.2 Atomstrahlabbremung

Zur Abbremung heißer Atome, die von einem Ofen emittiert werden, wird dem Atomstrahl ein Laserstrahl entgegengerichtet. Aufgrund der Spontankraft (2.1) erfahren die Atome eine ihrer Bewegungsrichtung entgegengerichtete Beschleunigung, die im Resonanz- und Sättigungsfall gemäß (2.5) einen maximalen Wert von

$$a_0 = \frac{F_{\text{Sp}}|_{\text{max}}}{m} = \frac{\hbar k \gamma}{m} \quad (2.6)$$

annehmen kann. Um die maximale Beschleunigung zu erzielen, muss die Laserfrequenz während des gesamten Abbremsvorganges auf die dopplerverschobene Übergangsfrequenz der Atome abgestimmt sein. Eine Möglichkeit, dies zu erreichen, besteht in der Verwendung einer zeitlich veränderlichen Laserfrequenz, die sich der zeitlich verändernden Dopplerverschiebung anpasst (sogenannter *chirped slower* im Pulsbetrieb [123]). Im hier beschriebenen Experiment wird die alternative Technik des *Zeeman-Abbremsers* (oder -Slowers) eingesetzt, die auf der Anpassung der atomaren Übergangsfrequenz durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes beruht. Die ortsabhängige Aufspaltung und Verschiebung der Energieniveaus von sich in einem inhomogenen Magnetfeld bewegendenden Atomen aufgrund des Zeeman-Effekts kompensiert dabei zu jedem Zeitpunkt während des Abbremsvorganges die Dopplerverschiebung. Nach (2.3) lautet die Resonanzbedingung für diesen Fall

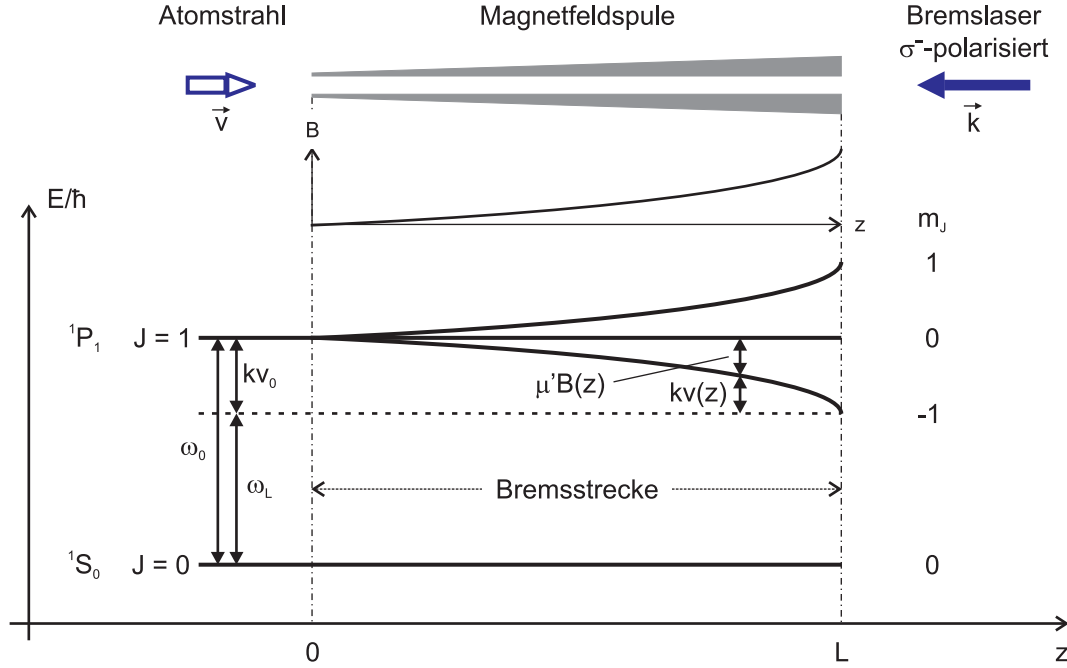
$$\delta = \omega_{\text{L}} - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} - \frac{\mu' B}{\hbar} = \omega_{\text{L}} - \omega_0 + kv(z) - \frac{\mu' B(z)}{\hbar} \stackrel{!}{=} 0. \quad (2.7)$$

Unter der Annahme, dass dies erfüllt ist und sich in positiver  $z$ -Richtung bewegendende Atome der initialen Geschwindigkeit  $v_0$  die maximale Beschleunigung (2.6) erfahren, entwickelt sich die Geschwindigkeit gemäß  $v(z) = \sqrt{v_0^2 - 2a_0 z}$ , woraus nach (2.7) für den allgemeinen räumlichen Verlauf den Magnetfeldes

$$B(z) = -\frac{\hbar}{\mu'} (\omega_0 - \omega_{\text{L}} - kv(z)) = \frac{\hbar}{\mu'} \left( \delta_0 + k\sqrt{v_0^2 - 2a_0 z} \right) \quad (2.8)$$

folgt. Im speziellen Fall der hier verwendeten und in Abbildung 2.1 am Beispiel von Ytterbium dargestellten *increasing-field-Geometrie*<sup>4</sup> ist die Verstimmung mit  $\delta_0 = -kv_0$  so gewählt, dass der Laser im magnetfeldfreien Raum zu Beginn der Bremsstrecke mit Atomen der Geschwindigkeit  $v_0$  resonant ist. Der Slower wird mit  $\sigma^-$ -polarisiertem Licht auf

<sup>4</sup>Weitere Bauformen sowie spezifische Vor- und Nachteile sind in [126] diskutiert.



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Zeeman-Abbremsers in increasing-field-Geometrie am Beispiel von Ytterbium. Das Magnetfeld und die Energierschiebung des  $^1P_1$ -Zustandes folgen dem wurzelförmigen Verlauf nach (2.9). Der Rubidium-Abbremsers ist analog aufgebaut.

dem Übergang zwischen dem Grundzustand  $|^1S_0, J = 0\rangle$  und dem angeregten Zustand  $|^1P_1, J = 1, m_j = -1\rangle$  betrieben, der durch das entlang der Bremsstrecke ansteigende Magnetfeld so abgesenkt wird, dass der Übergang immer in Resonanz bleibt. In dieser Bauweise gilt für den Magnetfeldverlauf

$$B(z) = -\frac{\hbar k v_0}{\mu'} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{2a_0 z}{v_0^2}} \right) \approx -\frac{\hbar k v_0}{\mu'} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{z}{L}} \right), \quad (2.9)$$

wobei  $L = (v_0^2 - v_{\text{end}}^2)/2a_0 \approx v_0^2/2a_0$  die Slowerlänge ist, nach der die gewünschte Endgeschwindigkeit  $v_{\text{end}}$  erreicht wird. Der Wert  $v_0$  stellt die maximale Geschwindigkeit dar, bis zu der Atome noch abgebremst werden können. Atome dieser Geschwindigkeitsklasse erfahren von Beginn an über die gesamte Bremsstrecke hinweg die maximale Beschleunigung, wohingegen Atome mit Geschwindigkeiten  $v < v_0$  erst ab dem Ort abgebremst werden, ab dem die Resonanzbedingung (2.7) erfüllt ist.

Für den Magnetfeldgradienten gilt nach (2.8)

$$\frac{dB}{dz}(z) \leq -\frac{\hbar a_0 k}{\mu' v(z)}. \quad (2.10)$$

Dieser Wert stellt eine obere Grenze dar, da die Zeeman-induzierte Verschiebung der atomaren Übergangsfrequenz nicht schneller erfolgen darf wie die abbremungsbedingte Änderung der Dopplerverschiebung. Bei Überschreiten dieses Gradienten (auch nur lokal) fallen die



Atome an der betreffenden Stelle aus der Resonanz, werden ab dann nicht mehr weiter abgebremst, und der Slower verliert seine Wirkung. Aus diesem Grund wird bei Konzeption eines Zeeman-Abbremsers üblicherweise ein Sicherheitsfaktor eingeführt, indem man das Magnetfeld (2.8) auf eine Beschleunigung  $a < a_0$  abstimmt. Damit können u. U. auftretende Mängel in der technischen Realisierung (z. B. lokale Abweichungen des Magnetfelds vom theoretischen Verlauf) oder geringe zur Verfügung stehende Lichtintensitäten  $I < I_s$  ausgeglichen werden. Dies gewährleistet einen sicheren Betrieb des Slowers bei allerdings reduzierter Leistungsfähigkeit in Form einer niedrigeren maximalen Einfanggeschwindigkeit  $v_0$  und damit eines geringen Flusses abgebremster Atome.

Typische Werte liegen bei  $a = 10^4 \dots 10^5 \text{ m/s}^2$ ,  $L = 30 \dots 100 \text{ cm}$ ,  $v_0 = 100 \dots 300 \text{ m/s}$  und  $v_{\text{end}} = 5 \dots 30 \text{ m/s}$ . Die technische Ausführung und die wichtigsten Kenndaten der zwei Zeeman-Slower in der bestehenden Apparatur sind in Abschnitt 3.3.4 kurz zusammengefasst; Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme sind in [126, 109] ausführlich beschrieben.

### 2.1.3 Magneto-optische Falle

Mit Hilfe der Spontankraft können aufgrund ihres nicht-konservativen Charakters Atome auf sehr tiefe Temperaturen gekühlt werden. Dazu dient eine Anordnung aus sechs paarweise entgegengerichteten Laserstrahlen entlang der drei Raumachsen. In einer vereinfachten eindimensionalen Betrachtung wirkt auf die Atome eine resultierende Spontankraft  $\vec{F}_{\text{OM}} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$ , die sich aus den Anteilen zweier entgegengerichteter Lichtfelder mit

$$\vec{F}_{\pm} = \hbar \vec{k}_{\pm} \frac{\gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + \left(\frac{2(\delta_0 \mp kv)}{\gamma}\right)^2} \quad (2.11)$$

zusammensetzt, wobei  $k = |\vec{k}_{\pm}|$ . Die Gesamtkraft lässt sich für kleine Geschwindigkeiten  $|\vec{k}\vec{v}| \ll |\delta_0|$  linearisieren [123]

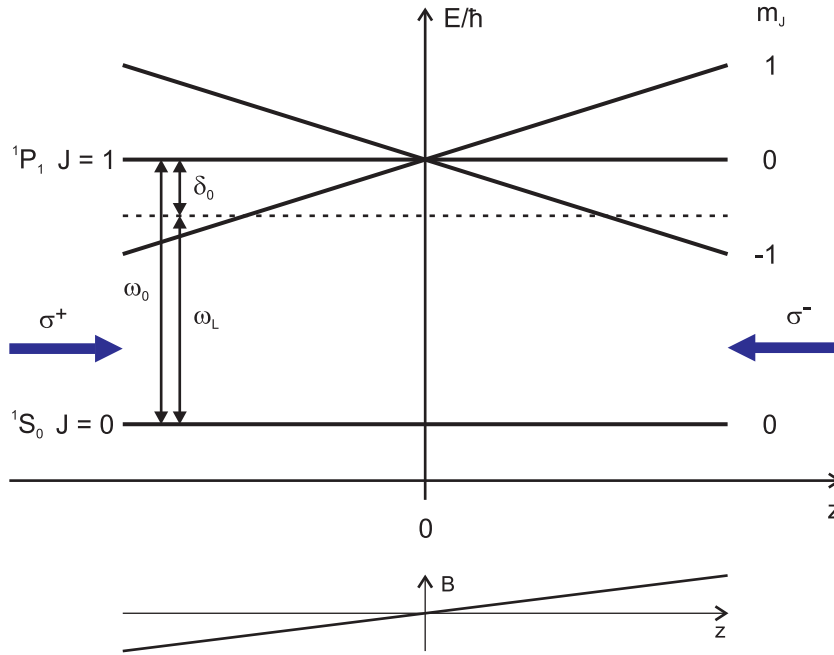
$$\vec{F}_{\text{OM}} \approx \frac{8\hbar k^2 \delta_0 \cdot I/I_s \cdot \vec{v}}{\gamma \left(1 + I/I_s + (2\delta_0/\gamma)^2\right)^2} = -\eta \vec{v} \quad (2.12)$$

und ist bei einer Verstimmung der Lichtfelder unterhalb der Resonanz ( $\delta_0 < 0$ ) der Geschwindigkeit der Atome entgegengerichtet.<sup>5</sup> Die Atome erfahren somit eine geschwindigkeitsabhängige Reibungskraft mit konstantem Dämpfungskoeffizienten  $\eta > 0$ , die zu einer Dissipation von Energie und damit zu einer Erniedrigung der Temperatur führt. Dies ist das Prinzip der sogenannten *Dopplerkühlung*. Auf drei Dimensionen erweitert werden die Atome in allen Raumrichtungen gekühlt, was als *optische Melasse* bezeichnet wird.

Die mit der Dopplerkühlung erreichbare Temperatur ist durch einen Heizprozess limitiert, der aus der statistischen Verteilung der spontanen Emission und dem damit verbundenen random-walk im Impulsraum resultiert. Aus dem Gleichgewicht zwischen Kühl- und Heizmechanismus ergibt sich als fundamentale Grenze die *Dopplertemperatur*

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B}, \quad (2.13)$$

<sup>5</sup>Durch den Dopplereffekt wird die Frequenz des der atomaren Bewegung entgegengerichteten Laserstrahls näher an die Resonanz verschoben, was zu einer bevorzugten Absorption von Photonen aus diesem Strahl gegenüber dem entlang der atomaren Bewegung ausgerichteten Strahl führt.



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung des MOT-Prinzips im eindimensionalen Fall am Beispiel von Ytterbium.

die ausschließlich von der Linienbreite des verwendeten Übergangs abhängt und typischerweise in der Größenordnung einiger  $100 \mu\text{K}$  liegt.

Für weiterführende Literatur zu optischen Melassen siehe [127, 128, 129].

Zum Aufbau einer Falle für Atome wird über die beschriebene geschwindigkeitsabhängige Kraft hinaus eine ortsabhängige Kraft benötigt, die durch zusätzliche Magnetfelder erzeugt wird. Abbildung 2.2 verdeutlicht das Prinzip im eindimensionalen Fall am Beispiel von Ytterbium. Im linearen Magnetfeld  $B(z) = B_0 z$  spaltet der angeregte  $|J = 1\rangle$ -Zustand ortsabhängig in drei Zeeman-Niveaus auf. Mit Hilfe geeignet orientierter zirkularer  $\sigma^\pm$ -Polarisation können mit den zwei gegenläufig eingestrahelten Laserstrahlen gezielt Übergänge mit  $\Delta m_j = \pm 1$  getrieben und die Zeeman-Unterniveaus selektiv adressiert werden. Die Verstimmung  $\delta_0 < 0$  der Lichtfelder unterhalb der Resonanz führt dazu, dass Atome an Orten  $z > 0$  ( $z < 0$ ) bevorzugt Photonen aus dem in  $(-z)$ -Richtung ( $(+z)$ -Richtung) orientierten Strahl absorbieren, da durch die Zeeman-Verschiebung des entsprechenden Unterniveaus dieser Laser dort näher resonant ist. Für die resultierende Spontankraft gilt  $\vec{F}_{\text{MOT}} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$  mit

$$\vec{F}_\pm = \hbar \vec{k}_\pm \frac{\gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + \left( \frac{2(\delta_0 \mp kv \pm (\mu' B_0 / \hbar) z)}{\gamma} \right)^2}, \quad (2.14)$$

woraus man durch Linearisierung für kleine Geschwindigkeiten und Auslenkungen

$|\vec{k}\vec{v}|, |(\mu'B_0/\hbar)z| \ll |\delta_0|$  im dreidimensionalen Fall

$$\begin{aligned}\vec{F}_{\text{MOT}} &\approx \frac{8\hbar k^2 \delta_0 \cdot I/I_s \cdot \vec{v}}{\gamma \left(1 + I/I_s + (2\delta_0/\gamma)^2\right)^2} + \frac{\mu' B_0}{\hbar} \frac{8\hbar k \delta_0 \cdot I/I_s \cdot \vec{r}}{\gamma \left(1 + I/I_s + (2\delta_0/\gamma)^2\right)^2} \\ &= -\eta\vec{v} - \kappa\vec{r}\end{aligned}\tag{2.15}$$

erhält [123]. Die Atome erfahren damit für  $\delta_0 < 0$  zusätzlich zur oben beschriebenen geschwindigkeitsabhängigen Reibungskraft eine ortsabhängige Rückstellkraft mit der Federkonstanten  $\kappa$ , so dass gleichzeitig ein räumlicher Einschluss und eine Kühlung der Atome realisiert sind. Diese Anordnung aus einem dreidimensionalen Gradientenmagnetfeld und sechs geeignet polarisierten Laserstrahlen, die paarweise entgegengerichtet entlang der drei Raumachsen auf einen Punkt ausgerichtet sind, bildet die sogenannte *magneto-optische Falle* oder *MOT* (von „magneto-optical trap“).

Bei typischen Feldgradienten in MOTs von einigen  $10^6/\text{cm}$  liegen die Fallentiefen in der Größenordnung von 1 K. Damit können Atome direkt aus dem Hintergrundgas oder aus wie oben beschrieben abgebremsten Atomstrahlen eingefangen werden. Die maximale Einfanggeschwindigkeit  $v_c$  kann aus  $\frac{1}{2}mv_c^2 = 2 \cdot r_{\text{MOT}} \cdot F_{\text{Sp}}$  zu  $v_c = 2\sqrt{r_{\text{MOT}}a}$  abgeschätzt werden und beträgt etwa  $v_c = 10 \dots 50 \text{ m/s}$ , wobei der Fallenradius  $r_{\text{MOT}}$  durch den Ort gegeben ist, an dem die Fallenstrahlen mit den atomaren Übergang resonant werden.

Je nach atomarer Spezies werden Atomzahlen von bis zu  $10^{10}$  Atomen und Dichten bis zu  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  erreicht. Dabei sind verschiedene Regimes [130] zu unterscheiden: Bei niedrigen Atomzahlen (etwa  $N < 10^4$ ) können Wechselwirkungen der Atome vernachlässigt werden. Die Größe der Wolke hängt dann nur von der Temperatur ab; die Dichte ist proportional zur Atomzahl und durch eine Gaußverteilung gegeben. Bei mittleren Atomzahlen (etwa  $N > 10^4$ ) spielen Reabsorptionsprozesse von gestreuten Photonen eine zunehmende Rolle, die eine repulsive Wechselwirkung der Atome erzeugen. Dies limitiert die näherungsweise immer noch gaußförmige Dichte atomzahlunabhängig und führt zu einer Erhöhung des Volumens und der Temperatur proportional zu  $N^{1/3}$ . Bei sehr hohen Atomzahlen dehnt sich die Wolke über den Bereich einer linear vom Ort abhängenden Kraft hinaus aus, was zu einer zweikomponentigen Dichteverteilung mit einem dichten stabilen Kern und einem dünneren justageempfindlichen Außenbereich führt. Global nimmt dabei die Dichte wieder ab.

Die Temperatur von Atomen in einer MOT ist zunächst durch die Dopplertemperatur (2.13) von typischerweise einigen  $100 \mu\text{s}$  limitiert. In bestimmten Fällen ermöglicht das Verfahren der Polarisationsgradientenkühlung [131, 132] eine weitere Abkühlung der Atome bis auf die *Rückstoßtemperatur*  $T_{\text{R}} = \hbar^2 k^2 / k_{\text{B}} m$ . Diese Temperatur ist durch die Rückstoßenergie eines Atoms bei einem Absorptions- oder Emissionsprozess eines einzelnen Photons gegeben und stellt die fundamentale Grenze von auf nahresonantem Licht basierenden Kühlverfahren.<sup>6</sup> Dies wurde an der bestehenden Apparatur für die fermionischen Ytterbiumisotope früher demonstriert [109], spielt aber im Rahmen der vorliegenden Arbeit keine Rolle.

Weitere Details zu magneto-optischen Fallen finden sich in [135, 130, 136].

<sup>6</sup>Mit den Techniken des velocity selective coherent population trapping VSCPT [133] und der Raman-kühlung [134] kann auch dieses Limit noch unterschritten werden.

## 2.2 Konservative Fallen für Neutralatome

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, begrenzen inelastische Verlustprozesse durch nahresonantes Licht Dichte und Temperatur in einer MOT. Um höhere Dichten und tiefere Temperaturen zu erreichen, werden rein magnetische oder auf weitverstimmten Lichtfeldern beruhende rein optischen Fallen verwendet. In *Magnetfallen* basiert der Einschluss der Atome dabei auf der Wechselwirkung der atomaren magnetischen Momente mit einem inhomogenen Magnetfeld, in *optischen Dipolfallen* auf der Dipolkraft, die aus der Wechselwirkung der induzierten atomaren elektrischen Dipolmomente mit einem inhomogenen Lichtfeld resultiert.

Magnetfallen sind durch ihre Abhängigkeit vom magnetischen Moment nicht für alle Atomsorten bzw. nicht für alle atomaren Unterzustände realisierbar und erfordern spezielle auf die jeweilige technische Umgebung und die gewünschten Fallenparameter abgestimmte Spulenkonfigurationen. Demgegenüber sind optische Dipolfallen weitgehend unabhängig von der Niveaustuktur der Atome und aufgrund ihrer vergleichsweise einfachen Erzeugung durch Lichtfelder in vielfältigen und flexiblen Geometrien einsetzbar. Beide Fallentypen sind im Gegensatz zur magneto-optischen Falle durch konservative Potenziale und geringere Fallentiefen in der Größenordnung von einigen 100 mK in Magnetfallen bzw. einigen 100  $\mu$ K in Dipolfallen gekennzeichnet. Die Atome werden daher zunächst in dissipativen Fallen eingefangen und „vorgekühlt“, um sie von dort in konservative Fallen umladen zu können.

In den folgenden Abschnitten werden Funktionsprinzip und Eigenschaften von Magnetfallen und optischen Dipolfallen beschrieben. Mögliche Kühlverfahren in diesen Fallen sind in Abschnitt 2.4 behandelt.

### 2.2.1 Magnetfalle

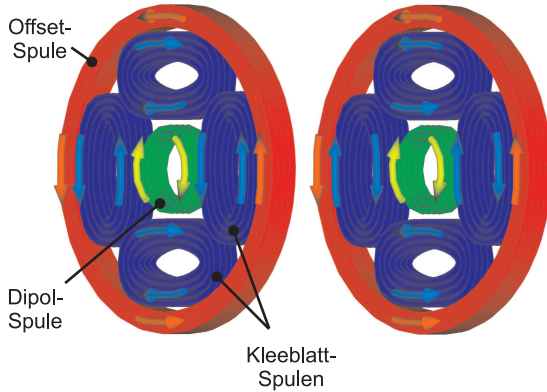
#### Magnetisches Potenzial

Das Prinzip der *Magnetfalle* oder *MT* (von „magnetic trap“) beruht auf der Wechselwirkung eines atomaren magnetischen Moments  $\vec{\mu}$  mit einem Magnetfeld  $\vec{B}$ . Die Energieverschiebung eines atomaren Zustandes mit dem Drehimpuls  $F$  in einem Magnetfeld der Form  $\vec{B} = (0, 0, B_z)$  gegenüber dem feldfreien Raum beträgt

$$\Delta E = -\vec{\mu}\vec{B} = -\mu_z B_z = g_F m_F \mu_B B_z, \quad (2.16)$$

wobei die Projektion  $\mu_z$  des magnetischen Moments auf die Quantisierungsachse des Magnetfeldes durch den Landé-Faktor  $g_F$  und die magnetische Quantenzahl  $m_F$  des Zustandes sowie durch das Bohr'sche Magneton  $\mu_B$  gegeben ist.<sup>7</sup> Für Zustände mit  $g_F m_F > 0$  wird die potenzielle Energie des Zustandes mit abnehmendem Betrag des Magnetfeldes minimiert, so dass Atome in diesen Zuständen („low-field-seaker“) in einem lokalen Magnetfeldminimum gefangen werden. Atome in Zuständen mit  $g_F m_F < 0$  („high-field-seaker“) erfahren hingegen eine attraktive Wechselwirkung zu Feldmaxima hin. Da es laut den Maxwell'schen

<sup>7</sup>Prinzipiell ist bei der Energieverschiebung im Magnetfeld auch der Kernspin  $I$  zu berücksichtigen. Da dessen Beitrag jedoch mit dem Kernmagneton  $\mu_K \ll \mu_B$  skaliert, ist dieser Einfluss in der Praxis vernachlässigbar.



**Abbildung 2.3:** Die Kleeblatt-Spulenkonfiguration der im vorliegenden Experiment verwendeten Ioffe-Pritchard-Magnetfalle. Die Pfeile geben die Richtung des Stromflusses in den Spulen an.

Gleichungen nicht möglich ist, ein Magnetfeldmaximum im freien Raum zu erzeugen [137], können statische Magnetfallen ausschließlich durch Magnetfeldminima für Atome in Zuständen mit  $g_F m_F > 0$  realisiert werden.

### Ioffe-Pritchard-Falle

Ein weit verbreiteter Magnetfallentyp ist die *Ioffe-Pritchard-Falle* [138], die durch eine Vielzahl verschiedener Spulenkonfigurationen realisiert werden kann. Im vorliegenden Experiment ist eine Ioffe-Pritchard-Falle in der in Abbildung 2.3 dargestellten *Kleeblatt-Konfiguration* [139] implementiert. Diese Bauweise bietet einen radial uneingeschränkten optischen Zugang und besteht aus einem kleinen Dipolspulenpaar, das ein inhomogenes Feld mit endlicher Krümmung in axialer Richtung erzeugt, einem großen Offsetspulenpaar, das den Magnetfeldoffset des Dipolfeldes teilweise kompensiert, und vier Kleeblattspulenpaaren, die ein radiales Quadrupolfeld erzeugen. Die Feldverteilung ist charakterisiert durch den Magnetfeldoffset  $B_0$ , den radialen Gradienten  $B'$  sowie die axiale Krümmung  $B''$  und lautet [140]

$$\vec{B}(\vec{r}) = B_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{B''}{2} \begin{pmatrix} -xz \\ -yz \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \end{pmatrix}. \quad (2.17)$$

Das Fallenpotenzial ist gegeben durch

$$U_{\text{MT}}(\vec{r}) = \mu |B(\vec{r})| = \mu \sqrt{\left( B_0 + \frac{B''}{4} (2z^2 - x^2 - y^2) \right)^2 + \left( B'y + \frac{B''}{2} yz \right)^2 + \left( B'x - \frac{B''}{2} xz \right)^2}. \quad (2.18)$$

### Harmonisches Regime

Im Fall kleiner Energien bzw. geringer Temperaturen  $k_B T \ll \mu B_0$  lässt sich das Fallenpotenzial (2.18) durch

$$U_{\text{MT,harm}}(\vec{r}) = \frac{\mu}{2} \left[ \left( \frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right) (x^2 + y^2) + B'' z^2 \right] \quad (2.19)$$

annähern. Dies stellt ein in allen drei Dimensionen harmonisches Potenzial mit den Fallenfrequenzen

$$\omega_x = \omega_y = \sqrt{\frac{\mu}{m} \left( \frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right)} \quad (2.20a)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{\mu}{m} B''} \quad (2.20b)$$

dar. Eine thermische Atomwolke in diesem Fallenpotenzial wird durch eine gaußförmige Dichteverteilung

$$n_{\text{MT,harm}}(\vec{r}) = n_0 \exp\left(-\frac{U_{\text{harm}}(\vec{r})}{k_{\text{B}}T}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (2.21)$$

mit den  $1/\sqrt{\epsilon}$  Breiten

$$\sigma_x = \sigma_y = \sqrt{\frac{k_{\text{B}}T}{\mu \left( \frac{B'^2}{B_0} - \frac{B''}{2} \right)}} = \frac{1}{\omega_x} \sqrt{\frac{k_{\text{B}}T}{m}} \quad (2.22a)$$

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{k_{\text{B}}T}{\mu B''}} = \frac{1}{\omega_z} \sqrt{\frac{k_{\text{B}}T}{m}} \quad (2.22b)$$

charakterisiert. Die maximale Dichte

$$n_0 = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} = \frac{N}{V} \quad (2.23)$$

folgt aus der Integration über die Dichteverteilung und ist durch die Atomzahl  $N$  und das besetzte Fallenvolumen  $V$  gegeben.

Eine wichtige Eigenschaft ist die Möglichkeit, die radiale Fallenfrequenz (2.20a) durch den Magnetfeldoffset der Ioffe-Pritchard-Falle zu beeinflussen. Damit kann die Falle experimentell sehr einfach radial geöffnet oder komprimiert werden, was u. a. für den Umladeprozess der Atome von der MOT in die Magnetfalle entscheidend ist.

### Lineares Regime

Im Regime großer Energien  $k_{\text{B}}T \gg \mu B_0$  kann die Falle durch ein radial lineares und axial harmonisches Potenzial der Form

$$U_{\text{MT,lin}}(\vec{r}) = \mu \left( B' \sqrt{x^2 + y^2} + \frac{1}{2} B'' z^2 \right) \quad (2.24)$$

beschrieben werden. Im Gegensatz zum harmonischen Regime ist in diesem Fall das Potenzial und damit auch die Bewegung der Atome nicht mehr in die Koordinatenvariablen separabel. Durch diese sogenannte anharmonische Mischung der Freiheitsgrade kann im linearen Regime das Potenzial nicht durch Fallenfrequenzen beschrieben werden. Die Dichteverteilung ist hier durch

$$n_{\text{MT,lin}}(\vec{r}) = n_0 \exp\left(-\frac{U_{\text{lin}}(\vec{r})}{k_{\text{B}}T}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\xi} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (2.25)$$

mit der charakteristischen Länge  $\xi = k_{\text{B}}T/\mu B'$  in radialer Richtung gegeben.

## 2.2.2 Optische Dipolfalle

### Optisches Dipolpotenzial

Das Prinzip der *optischen Dipolfalle* oder *ODT* (von „optical dipole trap“) beruht auf der Wechselwirkung von Atomen mit inhomogenen Lichtfeldern. Das Dipolpotenzial kann in Anlehnung an [141] aus dem Lorentz-Modell des Atoms als klassischem Oszillator abgeleitet werden. Danach induziert das elektrische Feld

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e}E(\vec{r})e^{i\omega_L t} + \vec{e}E^*(\vec{r})e^{-i\omega_L t} \quad (2.26)$$

eines Lichtfeldes der Frequenz  $\omega_L$  und mit dem Einheitsvektor der Polarisation  $\vec{e}$  ein atomares elektrisches Dipolmoment

$$\vec{p}(\vec{r}, t) = \alpha(\omega_L)\vec{E}(\vec{r}), \quad (2.27)$$

wobei  $\alpha(\omega_L)$  die komplexe Polarisierbarkeit ist. Das Wechselwirkungspotenzial dieses induzierten Dipolmoments im treibenden Feld lautet

$$U_{\text{dip}} = -\frac{1}{2}\langle \vec{p}\vec{E} \rangle = -\text{Re}(\alpha)|\vec{E}(\vec{r})|^2 = -\frac{1}{2\varepsilon_0 c}\text{Re}(\alpha)I(\vec{r}) \quad (2.28)$$

(der Ausdruck  $\langle \dots \rangle$  stellt eine Zeitmittelung über die schnellen Feldoszillationen dar) und wird als *Dipolpotenzial* bezeichnet. Es ist proportional zur Intensität des Lichtfeldes  $I(\vec{r}) = 2\varepsilon_0 c|\vec{E}(\vec{r})|^2$  und zum Realteil der Polarisierbarkeit, der den phasengleichen Anteil der Dipoloszillationen beschreibt und zu einem dispersiven Charakter des Potenzials führt (s. u.). Aus dem Potenzial folgt die zum Intensitätsgradienten proportionale konservative *Dipolkraft*

$$\vec{F}_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\nabla U_{\text{dip}}(\vec{r}) = \frac{1}{2\varepsilon_0 c}\text{Re}(\alpha)\nabla I(\vec{r}). \quad (2.29)$$

Die von den atomaren Oszillatoren aus dem Lichtfeld absorbierte Leistung ist durch

$$P_{\text{abs}} = \langle \dot{\vec{p}}\vec{E} \rangle = 2\omega_L \text{Im}(pE^*) = \frac{\omega_L}{\varepsilon_0 c}\text{Im}(\alpha)I(\vec{r}) \quad (2.30)$$

gegeben und kann im Photonenbild anhand von Zyklen aus Absorption und anschließender spontaner Emission verstanden werden. Die zugehörige Streurrate lautet

$$\Gamma_{\text{sc}} = \frac{P_{\text{abs}}}{\hbar\omega_L} = \frac{1}{\hbar\varepsilon_0 c}\text{Im}(\alpha)I(\vec{r}) \quad (2.31)$$

und ist proportional zur Lichtintensität sowie zum Imaginärteil der Polarisierbarkeit, der die Anteile außer Phase der Dipoloszillationen beschreibt. Das Dipolpotenzial (2.28) und die Streurrate (2.31) stellen die wichtigsten Parameter zur Charakterisierung einer optischen Dipolfalle dar.

Für die Polarisierbarkeit  $\alpha$  ergibt sich aus dem klassischen Lorentz-Modell

$$\alpha(\omega_L) = 6\pi\varepsilon_0 c^3 \frac{\gamma/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega_L^2 - i(\omega_L^3/\omega_0^2)\gamma}. \quad (2.32)$$



Im Rahmen des Modells, in dem von einem idealen Zwei-Niveau-Atom ausgegangen wird, ist  $\omega_0$  die Eigenfrequenz des elastisch an das Atom gebundenen Elektrons, die der atomaren Übergangsfrequenz entspricht, und  $\gamma$  die resonante Dämpfungsrate, die der spontanen Zerfallsrate bzw. der Linienbreite des atomaren Übergangs entspricht. Der Ausdruck (2.32) und die Verwendung der klassischen Dämpfungsrate  $\gamma$  stellt im hier interessierenden Fall großer Verstimmungen ( $|\delta_0| = |\omega_L - \omega_0| \gg \gamma$ ) und zu vernachlässigenden Sättigungseffekten ( $\Gamma_{\text{sc}} \ll \gamma$ ) eine gute Näherung an eine vollständige quantenmechanische Beschreibung dar, in der  $\gamma$  durch das Dipolmatrixelement zwischen Grund- und angeregtem Zustand bestimmt ist. Damit gilt unter realistischen Bedingungen optischer Dipolfallen für das Dipolpotenzial (2.28) und die Streurrate (2.31)

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right) I(\vec{r}), \quad (2.33)$$

$$\Gamma_{\text{sc}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left( \frac{\omega_L}{\omega_0} \right)^3 \left( \frac{\gamma}{\omega_0 - \omega_L} + \frac{\gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right)^2 I(\vec{r}). \quad (2.34)$$

Im Fall nicht allzu großer Verstimmungen ( $|\delta_0| \ll \omega_0$ ,  $\omega_L/\omega_0 \approx 1$ ) gilt die sogenannte Rotating-Wave-Näherung, mit der sich das Dipolpotenzial und die Streurrate zu

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\gamma}{\delta_0} \right) I(\vec{r}) = \frac{\hbar\gamma^2}{8\delta_0} \frac{I(\vec{r})}{I_s}, \quad (2.35)$$

$$\Gamma_{\text{sc}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left( \frac{\gamma}{\delta_0} \right)^2 I(\vec{r}) = \frac{\gamma^3}{8\delta_0^2} \frac{I(\vec{r})}{I_s}, \quad (2.36)$$

vereinfachen und für die Dipolkraft

$$\vec{F}_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\gamma}{\delta_0} \right) \nabla I(\vec{r}) = -\frac{\hbar\gamma^2}{8\delta_0} \frac{\nabla I(\vec{r})}{I_s} \quad (2.37)$$

gilt. Dabei ist  $I_s$  die in Abschnitt 2.1.1 eingeführte Sättigungsintensität. Im Fall von Ytterbium und Rubidium führt diese Näherung bei Fallen mit Wellenlängen von 532 nm und 1064 nm jedoch zu Abweichungen von 20...30%, sodass im Rahmen der vorliegenden Arbeit Potenzial und Streurrate immer anhand der vollständigen Ausdrücke (2.33) und (2.34) berechnet werden.

Für die Konzeption von Dipolfallen ist das Vorzeichen der Verstimmung von entscheidender Bedeutung: In gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmten Lichtfeldern ( $\delta_0 < 0$ ) ist das Dipolpotenzial negativ. Intensitätsmaxima stellen daher Potenzialminima dar, so dass Atome durch eine attraktive Wechselwirkung in das Lichtfeld hineingezogen werden. In blauverstimmten Lichtfeldern ( $\delta_0 > 0$ ) hingegen entsprechen Intensitätsminima auch Potenzialminima, so dass Atome durch eine repulsive Wechselwirkung aus dem Lichtfeld herausgedrückt werden. Dies erlaubt eine breite Vielfalt an unterschiedlichen Fallengeometrien mit Lichtfeldern verschiedener Verstimmungen [141]. Die im vorliegenden Experiment implementierte bichromatische Falle für Ytterbiumatome basiert auf dem Typ einer rotverstimmten Einstrahlfalle, die durch das Intensitätsmaximum im Fokus eines Laserstrahls realisiert ist, und auf deren Eigenschaften weiter unten detailliert eingegangen wird. Die



Grundidee des bichromatischen Ansatzes besteht darin, durch die Überlagerung zweier Fallen verschiedener Wellenlängen eine Konfiguration zu erzeugen, die für Ytterbium ein attraktives Potenzial darstellt, deren resultierendes Potenzial für Rubidium jedoch verschwindet. Dies wird durch die dispersive Abhängigkeit des Dipolpotenzials von der Verstimmung ermöglicht (für Rubidiumatome ist eine der beiden Fallen rot- und eine blauverstimmt) und wird in Abschnitt 6.1 ausführlich diskutiert.

Wie aus Gleichungen (2.35) und (2.36) ersichtlich, skaliert das Dipolpotenzial mit  $I/\delta_0$  und die Streurrate mit  $I/\delta_0^2$ . Da die Streuung von Photonen zu einer Heizrate führt (s. u.), benutzt man für Dipolfallen typischerweise hohe Intensitäten bei großen Verstimmungen, um möglichst tiefe Fallen bei gleichzeitig kleinen Streuraten zu erhalten.

Die in diesem Abschnitt beschriebene Dipolkraft und die in Abschnitt 2.1.1 eingeführte Spontankraft sind trotz ihrer grundlegend verschiedenen Natur zwei Komponenten einer allgemeinen Lichtkraft, die von einem Lichtfeld auf ein ruhendes atomares Wellenpaket übertragen wird. Dabei sind verschiedene Regimes zu unterscheiden: Im Fall einer laufenden ebenen Lichtwelle spielt nur die Spontankraft eine Rolle, da aufgrund von  $\nabla I(\vec{r}) = 0$  die Dipolkraft verschwindet. In Lichtfeldern mit inhomogener Intensitätsverteilung  $\nabla I(\vec{r}) \neq 0$  tritt zusätzlich zur Spontankraft die Dipolkraft auf. Welche Kraft in diesem Fall überwiegt, hängt in erster Linie von der Verstimmung ab. Im Bereich großer Verstimmungen  $|\delta_0| \gg \gamma$ , in dem optische Dipolfallen typischerweise betrieben werden, kann die Spontankraft in guter Näherung vernachlässigt werden und die Wechselwirkung wird durch die Dipolkraft dominiert. Eine vollständige theoretische Behandlung der allgemeinen Atom-Licht-Wechselwirkung auf Grundlage der optischen Blochgleichungen mit einer ausführlichen Ableitung von Spontan- und Dipolkraft kann z. B. in [142, 122, 123] nachgeschlagen werden. In einem quantenmechanischen Ansatz wird die Dipolkraft durch eine zur Intensität proportionale Verschiebung der atomaren Energieniveaus beschrieben, die aus der Kopplung des Lichtfeldes an das Atom resultiert („dressed atom picture“, [143]).

### Rotverstimte Einstrahlfallen

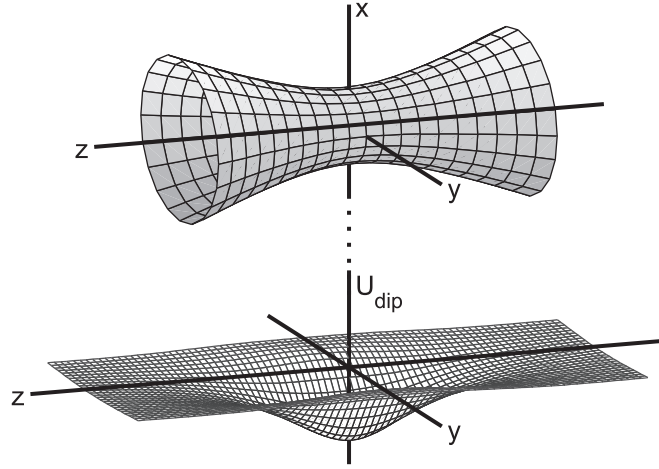
Die einfachste Realisierung einer optischen Dipolfalle besteht aus einem fokussierten rotverstimten Gauß'schen Laserstrahl. Die Atome werden im Intensitätsmaximum im Fokus des Strahls gefangen. Im Unterschied zur ebenfalls weitverbreiteten gekreuzten Falle aus zwei sich im Fokus schneidenden Laserstrahlen wird diese Form als *Einstrahlfalle* bezeichnet. Sie wird auch im vorliegenden Experiment benutzt und ist im folgenden näher erläutert.

Ausgangspunkt bei der Beschreibung des Fallenpotenzials ist das Intensitätsprofil

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right) \quad (2.38)$$

eines entlang der  $z$ -Achse propagierenden Gauß'schen Strahls der Leistung  $P$ . Für die Radialkoordinate  $r$  gilt  $r^2 = x^2 + y^2$ . Der  $1/e^2$  Radius des Strahls  $w(z)$  variiert mit der axialen Koordinate gemäß

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}. \quad (2.39)$$



**Abbildung 2.4:** Optische Dipolfalle in Form einer Einstrahlfalle. Gezeigt ist der  $1/e^2$  Radius eines Gauß'schen Laserstrahls in der Region um den Fokus und das zugehörige Dipolpotenzial.

Wichtige Parameter sind dabei die *Strahltaille*  $w_0 = w(0)$  (minimaler Strahlradius im Fokus bei  $z = 0$ , „waist“) und die von der Wellenlänge  $\lambda$  abhängende *Rayleigh-Länge*  $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ , die eine charakteristische Länge entlang der Strahlachse darstellt: Bei  $z = z_R$  ist der Strahlradius auf  $w_0\sqrt{2}$  angewachsen und die Krümmung der Wellenfronten maximal. Für  $z > z_R$  divergiert der Strahl näherungsweise linear. Die maximale Lichtintensität  $I_0$  im Fokus ist durch

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (2.40)$$

gegeben. Damit ergibt sich aus Gleichung (2.33) für das Potenzial einer Einstrahlfalle

$$U_{\text{dip}}(r, z) = U_0 \frac{1}{1 - (z/z_R)^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2 (1 + (z/z_R)^2)}\right) \quad \text{mit} \quad (2.41)$$

$$U_0 = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\gamma}{\omega_0 - \omega_L} - \frac{\gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right) I_0, \quad (2.42)$$

wobei  $U_0 = U_{\text{dip}}(0, 0)$  als *Fallentiefe* bezeichnet wird. Dabei sind attraktive Potenziale durch  $U_0 < 0$  gekennzeichnet. In Abbildung 2.4 sind die Strahlform und das Potenzial einer solchen Falle dargestellt.

Bei kleinen thermischen Energien des atomaren Ensembles gegenüber der Fallentiefe ( $k_B T \ll U_0$ ) ist die radiale bzw. axiale Ausdehnung der Atomwolke klein im Vergleich zur Strahltaille bzw. zur Rayleigh-Länge und das Potenzial kann durch die harmonische Näherung

$$U_{\text{dip}}(r, z) = -U_0 \left( 1 - 2 \left( \frac{r}{w_0} \right)^2 - \left( \frac{z}{z_R} \right)^2 \right) \quad (2.43)$$

mit der radialen und axialen Fallenfrequenz

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad (2.44a)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}} \quad (2.44b)$$

beschrieben werden. Analog zum harmonischen Regime der Magnetfalle ist eine Atomwolke in einer optischen Dipolfalle in diesem Fall durch eine gaußförmige Dichteverteilung

$$n_{\text{ODT}}(\vec{r}) = n_0 \exp\left(-\frac{U_{\text{dip}}(\vec{r}) - U_0}{k_B T}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_r^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right) \quad (2.45)$$

mit den  $1/\sqrt{\epsilon}$  Breiten

$$\sigma_r = \sqrt{\frac{w_0^2 k_B T}{4U_0}} = \frac{1}{\omega_r} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (2.46a)$$

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{z_R^2 k_B T}{2U_0}} = \frac{1}{\omega_z} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (2.46b)$$

und der maximalen Dichte

$$n_0 = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_r^2 \sigma_z} = \frac{N}{V} \quad (2.47)$$

charakterisiert. Wegen  $z_R \gg w_0$  ist das Potenzial der Einstrahlfalle radial sehr viel steiler als axial und dementsprechend auch die Dichteverteilung mit Aspektverhältnissen von einigen 10 bis einigen 100 sehr anisotrop. Es gilt allgemein

$$\frac{\sigma_z}{\sigma_r} = \frac{\omega_r}{\omega_z} = \frac{z_R}{w_0} \sqrt{2} = \frac{w_0}{\lambda} \pi \sqrt{2}. \quad (2.48)$$

### Mehr-Niveau-Systeme

In realen Atomen existieren vielfältige elektronische Übergänge zwischen zahlreichen Energieniveaus, die zusätzlich komplexe Fein- und Hyperfeinstrukturen aufweisen, so dass die bisherige Beschreibung anhand eines Zwei-Niveau-Atoms erweitert werden muss. In allgemeinen Mehr-Niveau-Systemen hängt das Dipolpotenzial von der Substruktur des Atoms ab und alle durch elektronische Übergänge an den Grundzustand koppelnden Zustände müssen berücksichtigt werden. Im klassischen Oszillatormodell kann dies durch eine niveauabhängige Polarisierbarkeit berücksichtigt werden, im quantenmechanischen Ansatz gehen alle Dipolmatrixelemente zwischen dem Grundzustand und den in Frage kommenden angeregten Zuständen (und ggf. deren Unterzustände) in die Energieverschiebung des Grundzustandes ein (Details siehe [141]).

Ist die Verstimmung des Fallenlasers gegenüber allen relevanten atomaren Übergängen sehr viel größer als die Fein- und Hyperfeinstrukturaufspaltung der entsprechenden Zustände ( $\delta_0 \gg \Delta_{\text{FS}} \gg \Delta_{\text{HFS}}$ ), kann jedoch die Fein-, Hyperfein- und auch die magnetische Unterstruktur vernachlässigt und jeder Übergang zu den an den Grundzustand koppelnden

angeregten elektronischen Zuständen als Zwei-Niveau-System angesehen werden. In diesem Fall, der im vorliegenden System Ytterbium–Rubidium mit den verwendeten Fallenlasern bei 532 nm und 1064 nm gegeben ist, reduziert sich das Mehr-Niveau-Problem auf ein einfaches Aufsummieren der Beiträge aller relevanten elektronischen Niveaus, unabhängig von der jeweiligen Übergangsstärke oder der Laserpolarisation. Ist ein beteiligter elektronischer Übergang durch Feinstruktur aufgespalten, werden die Beiträge der einzelnen Feinstrukturübergänge mit der Oszillatorstärke gewichtet gemittelt, um eine effektive Übergangsfrequenz und eine effektive Linienbreite zu erhalten. Die Hyperfeinaufspaltung kann hingegen vernachlässigt werden. Für das resultierende Dipolpotenzial und die Streurrate gilt dann

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = \sum_i -\frac{3\pi c^2}{2\omega_{0i}^3} \left( \frac{\gamma_i}{\omega_{0i} - \omega_L} + \frac{\gamma_i}{\omega_{0i} + \omega_L} \right) I(\vec{r}) \quad (2.49)$$

$$\Gamma_{\text{sc}}(\vec{r}) = \sum_i \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_{0i}^3} \left( \frac{\omega_L}{\omega_{0i}} \right)^3 \left( \frac{\gamma_i}{\omega_{0i} - \omega_L} + \frac{\gamma_i}{\omega_{0i} + \omega_L} \right)^2 I(\vec{r}) \quad (2.50)$$

mit den Frequenzen  $\omega_{0i}$  und Linienbreiten  $\gamma_i$  der zu berücksichtigenden elektronischen Übergänge  $i$ . Gegebenenfalls ergeben sich die effektiven Übergangsfrequenzen und Linienbreiten gemäß

$$\omega_{0i} = \sum_j \frac{f_j \omega_{0j}}{f_j} \quad \text{und} \quad \gamma_i = \sum_j \frac{f_j \gamma_j}{f_j} \quad (2.51)$$

aus den mit den Oszillatorstärken  $f_j$  gewichtet gemittelten Werten der Feinstrukturübergänge  $j$ .

Bei der Berechnung der Falltiefe  $U_0 = U_{\text{dip}}(\vec{r} = 0)$  gemäß Gleichung (2.42) muss dies analog berücksichtigt werden. Signifikante Beiträge leisten vor allem Übergänge mit großer Linienbreite und nicht allzu großer Verstimmung gegenüber dem Fallenlaser. Welche Übergänge in Ytterbium und Rubidium eine Rolle spielen, wird in Abschnitt 6.2.2 diskutiert.

## Heizmechanismen

Ein fundamentaler Heizprozess in optischen Dipolfallen wird durch die Streuung von Photonen verursacht. Bei jedem Absorptions- und Emissionsprozess eines Photons kommt es zum Impulsübertrag auf das betreffende Atom durch Photonenrückstoß (vgl. Abschnitt 2.1.1 zur Spontankraft), wodurch jeweils die *Rückstoßenergie*

$$E_R = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (2.52)$$

zusätzlich in das Ensemble eingebracht wird. Die dieser Energie zugeordnete Temperatur

$$T_R = \frac{2E_R}{k_B} = \frac{\hbar^2 k^2}{k_B m} \quad (2.53)$$

wird als *Rückstoßtemperatur* bezeichnet. Die Heizleistung ist gleich der Änderung der mittleren thermischen Energie des Ensembles in der Falle. Da der Gesamtzyklus aus Absorption

und Emission mit der mittleren Photonenstreureate  $\bar{\Gamma}_{\text{sc}}$  stattfindet und pro Zyklus die Energie des Ensembles um  $2E_{\text{R}}$  erhöht wird, gilt für die Heizleistung [141]

$$P_{\text{heiz}} = \dot{E}_{\text{th}} = 2E_{\text{R}}\bar{\Gamma}_{\text{sc}} = k_{\text{B}}T_{\text{R}}\bar{\Gamma}_{\text{sc}}. \quad (2.54)$$

Da im thermischen Gleichgewicht jeder Bewegungsfreiheitsgrad mit  $k_{\text{B}}T/2$  zur kinetischen Energie beiträgt und in harmonischen Potenzialen derselbe Anteil in potenzieller Energie gespeichert ist, ergibt sich eine mittlere thermische Gesamtenergie von  $\bar{E}_{\text{th}} = \bar{E}_{\text{kin}} + \bar{E}_{\text{pot}} = 3k_{\text{B}}T$ . Dies führt auf eine Heizrate durch Photonenstreuung von

$$\dot{T}_{\text{Heiz}} = \frac{1}{3} \frac{\dot{E}_{\text{th}}}{k_{\text{B}}} = \frac{1}{3} T_{\text{R}} \bar{\Gamma}_{\text{sc}}. \quad (2.55)$$

In einer rotverstimmten Einstrahlfalle kann vereinfachend die maximale Heizrate

$$\hat{T}_{\text{Heiz}} = \frac{1}{3} T_{\text{R}} \hat{\Gamma}_{\text{sc}} \quad (2.56)$$

betrachtet werden, die sich aus der maximalen Streureate  $\hat{\Gamma}_{\text{sc}} = \Gamma_{\text{sc}}(I_0 = 2P/\pi w_0^2)$  im Fokus (gemäß Gleichung (2.34)) ergibt.<sup>8</sup> Im Fall von Mehr-Niveau-Systemen ist analog zu Gleichung (2.50) über die Streurenbeiträge aller relevanten elektronischen Übergänge  $i$  zu summieren (ggf. laut Gleichung (2.51) unter Berücksichtigung der gewichtet gemittelten Beiträge der Feinstrukturübergänge  $j$ ), wobei die jeweilige Rückstoßtemperatur  $T_{\text{R},i}$  des betrachteten Übergangs zu beachten ist:

$$\begin{aligned} \hat{T}_{\text{Heiz}} &= \frac{1}{3} \sum_i T_{\text{R},i} \hat{\Gamma}_{\text{sc},i} \\ &= \frac{1}{3} \sum_i \frac{\hbar^2 k_i^2}{k_{\text{B}} m} \frac{3\pi c^2}{2\hbar \omega_{0i}^3} \left( \frac{\omega_{\text{L}}}{\omega_{0i}} \right)^3 \left( \frac{\gamma_i}{\omega_{0i} - \omega_{\text{L}}} + \frac{\gamma_i}{\omega_{0i} + \omega_{\text{L}}} \right)^2 \frac{2P}{\pi w_0^2} \end{aligned} \quad (2.57)$$

$$\text{mit} \quad \omega_{0i} = \sum_j \frac{f_j \omega_{0j}}{f_j}, \quad \gamma_i = \sum_j \frac{f_j \gamma_j}{f_j}, \quad k_i = \sum_j \frac{f_j k_j}{f_j}.$$

Ein zusätzlicher „technischer Heizeffekt“ wird durch Intensitätsfluktuationen und Positionsinstabilitäten des Fallenlasers verursacht [144]. Dieser an sich unerwünschte Effekt kann bei absichtlichem Herbeiführen zur Messung der Fallenfrequenzen ausgenutzt werden (*parametrisches Heizen*, siehe Abschnitt 5.4.2).

## 2.3 Stoßeigenschaften ultrakalter Gase

Das Verständnis von Kollisionen ultrakalter Atome ist grundlegend für die experimentelle Untersuchung der Wechselwirkung von Gemischen ultrakalter Gase. So erfolgt die Einstellung eines thermischen Gleichgewichts sowohl innerhalb einer isolierten Atomwolke als auch zwischen zwei verschiedenen Ensembles durch elastische Kollisionen zwischen den Teilchen. Dabei gilt für jeden Stoß die Impuls- und Energieerhaltung, ohne dass innere Freiheitsgrade der Stoßpartner angeregt werden. Dagegen verursachen inelastische Kollisionen, die

<sup>8</sup>Vertiefende Ausführungen zur Berechnung der mittleren Streureate in rot- und blauverstimmten Dipolfallen finden sich in [141].

die innere Struktur der beteiligten Atome verändern, Teilchenverluste und Heizraten. Die Stößeigenschaften ultrakalter Gase spielen daher auch eine entscheidende Rolle für die Rahmen der vorliegenden Arbeit eingesetzten Kühlverfahren der Verdampfungskühlung und der sympathetischen Kühlung, die in Abschnitt 2.4 diskutiert werden.

Die Wechselwirkung zwischen zwei elastisch stoßenden Teilchen wird allgemein durch die quantenmechanische Streutheorie beschrieben, deren Grundzüge im folgenden zusammengefasst sind. Anschließend wird auf spezielle Aspekte der elastischen Streuung bei niedrigen Energien eingegangen und eine kurze Übersicht über inelastische Prozesse gegeben. Eine ausführliche Behandlung dieser Themen ist in den Standardwerken der Quantenmechanik (z. B. [145, 146, 147]) und verschiedenen speziellen Werken und Übersichtsartikeln zu kalten Kollisionen [148, 149, 150] nachzulesen.

### 2.3.1 Grundlagen der Streutheorie

#### Problemstellung

Betrachtet wird der nicht-relativistische elastische Kollisionsprozess zweier unterscheidbarer strukturloser Teilchen mit Massen  $m_1, m_2$  und Ortsvektoren  $\vec{r}_1, \vec{r}_2$ , die durch ein skalares Potenzial  $V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  miteinander wechselwirken. Durch den Übergang ins Schwerpunktsystem reduziert sich das Zweiteilchenproblem auf die Streuung eines Teilchens mit reduzierter Masse  $m_\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$  an einem Potenzial  $V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = V(\vec{r})$  mit  $V(r \rightarrow \infty) = 0$ . Charakterisierende Größen sind äquivalent die Relativgeschwindigkeit  $\vec{v}$ , der Relativimpuls  $\vec{p} = m_\mu \vec{v}$  oder der Relativwellenvektor  $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$  mit  $k = |\vec{k}|$ .

Die Teilchen werden quantenmechanisch als Wellenpakete  $\psi(\vec{r})$  mit Orts- und Impulsschärfe beschrieben, die durch eine Superposition ebener Wellen  $e^{-i\vec{k}\vec{r}}$  ausgedrückt werden können. Die Streuung einer einlaufenden ebenen Welle mit Wellenvektor  $\vec{k}_0$  an einem Potenzial  $V(\vec{r})$  ist durch die zeitabhängige Schrödingergleichung

$$\left( \frac{\hat{p}^2}{2m_\mu} + V(\vec{r}) \right) \psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad (2.58)$$

mit dem Impulsoperator  $\hat{p}$  und der Gesamtenergie  $E$  bestimmt. Im stationären Fall setzt sich die asymptotische Lösung der Streuwellenfunktion im Fernfeld ( $r \rightarrow \infty$ ) aus zwei Komponenten zusammen:

$$\psi(\vec{r}) \propto e^{-i\vec{k}_0\vec{r}} + f(k, \theta) \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (2.59)$$

Die einlaufende ebene Welle wird dabei durch eine mit der winkelabhängigen Streuamplitude  $f(k, \theta)$  modulierte Kugelwelle überlagert. Bei elastischer Streuung gilt aufgrund der Energieerhaltung  $k = |\vec{k}_0|$ .

Von besonderem Interesse ist die Bestimmung des *Streuquerschnitts*  $\sigma$ . Diese Größe lässt sich anhand der Streuamplitude berechnen und gibt an, wie viele Streuprozesse pro Zeiteinheit und einfallendem Teilchenstrom stattfinden. Aus der Definition des auf ein Raumwinkelement  $d\Omega$  bezogenen differentiellen Streuquerschnitts  $d\sigma(k, \theta) = |f(k, \theta)|^2 d\Omega$  folgt durch Integration über alle möglichen Streuwinkel  $\theta$  der totale Streuquerschnitt

$$\sigma(k) = \int |f(k, \theta)|^2 d\Omega. \quad (2.60)$$

### Partialwellenzerlegung

Zur Lösung des Streuproblems in kugelsymmetrischen Zentralpotenzialen  $V(\vec{r}) = V(r)$  ist es nützlich, die Streuwellenfunktion nach Partialwellen mit wohldefiniertem Drehimpuls  $\ell$  zu entwickeln. Aus dem Ansatz

$$\psi(\vec{r}) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{u_{\ell}(r)}{r} P_{\ell}(\cos \theta), \quad (2.61)$$

wobei  $P_{\ell}$  die Legendre-Polynome darstellen, folgt die Schrödingergleichung für die radiale Wellenfunktion  $u_{\ell}(r)$

$$\frac{\hbar^2}{2m_{\mu}} \frac{d^2 u_{\ell}}{dr^2} + (E - V_{\text{eff}}(r)) u_{\ell} = 0 \quad (2.62)$$

mit dem effektiven Potenzial

$$V_{\text{eff}}(r) = V(r) + \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2m_{\mu} r^2}. \quad (2.63)$$

Dabei beschreibt der zweite als *Zentrifugalterm* bezeichnete Anteil des effektiven Potenzials die Rotationsenergie des Systems. Allgemein kann die Lösung des vollständigen Streuproblems in zwei Bereiche unterteilt werden: in die Wechselwirkungszone bei kleinen Teilchenabständen, in der das Potenzial  $V_{\text{eff}}(r) \neq 0$  vergleichbar der Gesamtenergie  $E$  wird, und in das Fernfeld bei großen Teilchenabständen, in dem das Potenzial  $V_{\text{eff}}(r) \rightarrow 0$  vernachlässigt werden kann. Im Grenzfall  $r \rightarrow \infty$  besitzt diese asymptotische Lösung dieselbe Struktur wie die Lösung für ein freies Teilchen ( $V(r) = 0$ ) und unterscheidet sich von dieser nur durch eine Phasenverschiebung  $\delta_{\ell}(k)$ , die durch die Anschlussbedingungen zwischen der Wechselwirkungszone und dem Fernfeld bestimmt wird. Aus einem Koeffizientenvergleich der Partialwellenzerlegung der einlaufenden ebenen Welle mit der der Streuwellenfunktion im Grenzfall  $r \rightarrow \infty$  ergibt sich für die ebenfalls durch Partialwellen dargestellte Streuamplitude eine Abhängigkeit von dieser Phasenverschiebung gemäß

$$f(k, \theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell} (2\ell + 1) \left( e^{2i\delta_{\ell}(k)} - 1 \right) P_{\ell}(\cos \theta). \quad (2.64)$$

Nach Ausführung der Integration in Gleichung (2.60) folgt daraus für den Streuquerschnitt

$$\sigma(k) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{\ell} (2\ell + 1) \sin^2 \delta_{\ell}(k) = \sum_{\ell} \sigma_{\ell}(k) \quad (2.65)$$

mit den Beiträgen  $\sigma_{\ell}(k)$  der einzelnen Partialwellen. Im Fall  $\sin^2 \delta_{\ell} = 1$  wird im sogenannten Unitaritätslimit der jeweils maximale Streuquerschnitt von  $\sigma_{\ell} = 4\pi(2\ell + 1)/k^2$  erreicht.

Damit ist das Streuproblem auf die Bestimmung der einzelnen Streuphasen  $\delta_{\ell}(k)$  zurückgeführt. Die Berechnung des Streuquerschnitts mit Hilfe der Partialwellenzerlegung ist vor allem dann hilfreich, wenn nur sehr wenige Partialwellen zur Summe in Gleichung (2.65) beitragen. Im Limes niedriger Energien  $k \rightarrow 0$  verschwinden alle Streuquerschnitte höherer Partialwellen mit Ausnahme der *s*-Welle für  $\ell = 0$ . Dies wird als *s-Wellen-Streuung* oder *ultrakalte Kollisionen* bezeichnet (siehe Abschnitt 2.3.2).

### Identische Teilchen

Im Falle identischer Stoßpartner muss die bisherige Betrachtung modifiziert werden, da nicht mehr unterschieden werden kann, welches Teilchen gestreut wird und welches Streuzentrum ist. Um die verschiedenen Symmetrieeigenschaften bei Teilchenvertauschung zu berücksichtigen, wird beim Ansatz der Streuwellenfunktion (2.59) für Bosonen die symmetrische (+) und für Fermionen die antisymmetrische (−) Zweiteilchenwellenfunktion verwendet:

$$\psi(\vec{r}) \propto e^{i\vec{k}\vec{r}} \pm e^{-i\vec{k}\vec{r}} + \left( f(k, \theta) \pm f(k, \pi - \theta) \right) \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (2.66)$$

Dies führt auf einen Streuquerschnitt von

$$\sigma(k) = \int |f(k, \theta) \pm f(k, \pi - \theta)|^2 d\Omega \quad (2.67a)$$

$$= \int |f(k, \theta)|^2 + |f(k, \pi - \theta)|^2 \pm 2\operatorname{Re}\left(f(k, \theta)f^*(k, \pi - \theta)\right) d\Omega \quad (2.67b)$$

$$= \frac{8\pi}{k^2} \sum_{\substack{\ell \text{ gerade} \\ (\ell \text{ ungerade})}} (2\ell + 1) \sin^2 \delta_\ell(k), \quad (2.67c)$$

wobei bei Bosonen (Fermionen) nur noch Partialwellen mit geradem (ungeradem) Drehimpuls einen Beitrag leisten. Dies resultiert aus dem Interferenzterm im Streuamplitudenquadrat, der durch die Symmetrie der Legendre-Polynome dazu führt, dass bei Bosonen (Fermionen) alle ungeraden (geraden) Partialwellen destruktiv interferieren. Infolgedessen finden im Grenzfall  $k \rightarrow 0$ , in dem wie im folgenden Abschnitt beschrieben nur noch  $s$ -Wellen-Stöße mit  $\ell = 0$  möglich sind, keine Kollisionen zwischen identischen Fermionen mehr statt („Ausfrieren“ der  $s$ -Wellen-Streuung, [151]).

### 2.3.2 Ultrakalte Kollisionen

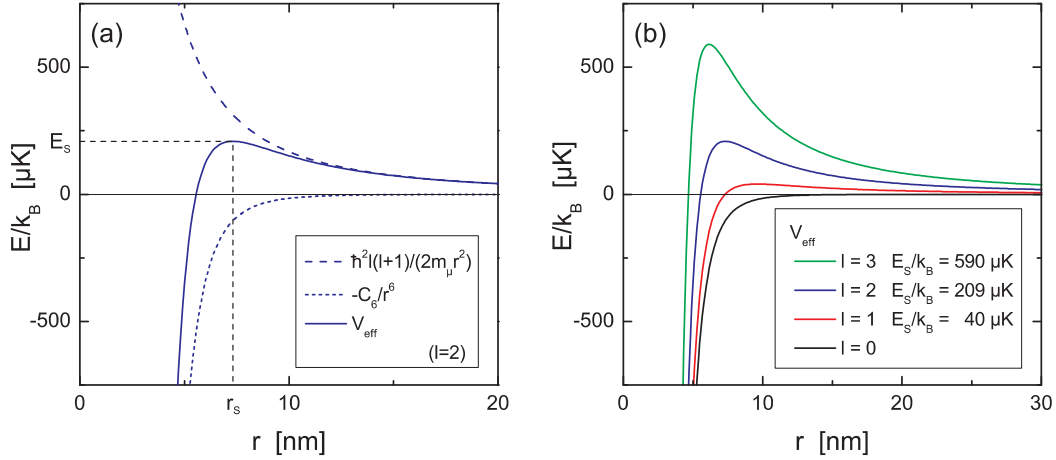
#### Zentrifugalbarriere

Im Bereich niedriger Kollisionsenergien, wie sie in ultrakalten Atomensembles vorherrschen, spielen Partialwellen höherer Ordnung in der Regel keine Rolle. Dies resultiert aus dem Verlauf des effektiven Wechselwirkungspotenzials (2.63), das für eine Partialwelle mit Drehimpuls  $\ell$  allgemein durch

$$V_{\text{eff}}(r) = -\frac{C_n}{r^n} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2m_\mu r^2} \quad (2.68)$$

angenähert werden kann. Dabei beschreibt  $-\frac{C_n}{r^n}$  die spezifische langreichweitige Wechselwirkung mit dem entsprechenden Dispersionskoeffizienten  $C_n$ . Für zwei in einem  $S$ -Grundzustand stoßende Atome dominiert die auf induzierten Dipolen der Elektronenhüllen beruhende van-der-Waals-Wechselwirkung. In diesem Fall gilt  $n = 6$  mit dem *van-der-Waals-Koeffizienten*  $C_6$ , was zu dem in Abbildung 2.5 gezeigten charakteristischen Verlauf





**Abbildung 2.5:** (a) Aus dem Zusammenspiel der van-der-Waals-Wechselwirkung und des Zentrifugalterms im effektiven Potenzial (2.63) resultiert die Zentrifugalbarriere (2.69) der Höhe  $E_S(\ell)$ , hier gezeigt für  $\ell = 2$  in Ytterbium. (b) Effektives Potential in Ytterbium für  $\ell = 0 \dots 3$ . Zu beachten ist die für  $\ell = 0$  verschwindende Zentrifugalbarriere.

des Potentials führt. Man spricht von der sogenannten *Zentrifugalbarriere*, deren Höhe für die  $\ell$ -te Partialwelle durch

$$E_S(\ell) = 2 \left( \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{6m_\mu} \right)^{3/2} C_6^{-1/2} \quad (2.69)$$

gegeben ist. Die Höhe der Zentrifugalbarriere stellt einen Schwellwert für die durch die Temperatur des Ensembles gegebene Kollisionsenergie eines Teilchens dar, ab der eine Partialwelle mit Drehimpuls  $\ell$  signifikant zur Kollision beitragen kann. Für  $E < E_S(\ell)$  kann die Welle die Zentrifugalbarriere nicht überwinden und nicht in die Wechselwirkungszone eintreten, so dass klassisch gesehen das Potenzial für  $r < r_s$  keine Auswirkung hat und das Teilchen keine Kollision erfährt.<sup>9</sup> In einer genaueren Betrachtung nimmt nach dem Wigner-Gesetz der Beitrag der einzelnen partiellen Streuquerschnitte  $\sigma_\ell$  zum totalen Streuquerschnitt  $\sigma$  mit kleiner werdender Energie der streuenden Teilchen ab wie

$$\sigma_\ell \propto (\delta_\ell/k)^2 \propto k^{4\ell} \propto E^{2\ell}. \quad (2.70)$$

Bei niedrigen Kollisionsenergien tritt dieser Fall der Unterdrückung von Partialwellen bereits bei kleinen  $\ell$ -Werten ein. Da die Zentrifugalbarriere für  $\ell = 0$  verschwindet, kann die niedrigste Partialwelle jedoch immer gestreut werden. Der Energiebereich  $E < E_S(\ell = 1)$  unterhalb der *p*-Wellen-Barriere, in dem nur noch die *s*-Welle mit  $\ell = 0$  beiträgt und alle höheren Partialwellen  $\ell \geq 1$  „ausgefroren“ sind, wird als *s-Wellen-Streuung* bezeichnet und markiert den Beginn eines quantenmechanischen Streuverhaltens. Aufgrund der typischen Werte der zugeordneten Temperaturen spricht man auch von *ultrakalten Kollisionen*.

<sup>9</sup>Eine Ausnahme hiervon ist die sogenannte Resonanzstreuung: Existieren im effektiven Potenzial gebundene Zustände mit  $E > 0$ , können Partialwellen höherer Ordnung durch die Zentrifugalbarriere hindurch tunneln und an die gebundenen Zustände ankoppeln. Klassisch führt dies zur einer endlichen Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Teilchens innerhalb der Barriere und damit zu einer endlichen Streuwahrscheinlichkeit.

Wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, tragen bei ununterscheidbaren Stoßpartnern ausschließlich Partialwellen mit geradem (Bosonen) bzw. ungeradem (Fermionen) Drehimpuls zum Streuquerschnitt bei (vgl. Gleichung (2.67c)). In Ensembles identischer Bosonen ist daher die Energieschwelle für das Regime der  $s$ -Wellen-Streuung durch  $E = E_s(\ell = 2)$  gegeben. In Ensembles identischer Fermionen hingegen gibt es keine  $s$ -Wellen-Stöße, sodass im Bereich  $E < E_s(\ell = 1)$  keine Kollisionen zwischen den Teilchen mehr stattfinden.

Tabelle 2.1 zeigt in den hier relevanten Fällen für Ytterbium, Rubidium und das System Ytterbium–Rubidium die  $C_6$ -Koeffizienten (siehe Abschnitt A.3) sowie die Höhe der Zentrifugalbarrieren für  $\ell = 1$  und  $\ell = 2$ .

Ensemble	$C_6$ [a.E.]	Ref.	$E_S(\ell = 1)/k_B$ [ $\mu\text{K}$ ]	$E_S(\ell = 2)/k_B$ [ $\mu\text{K}$ ]
Ytterbium	$1932 \pm 30$	[117]	$43,9 \pm 0,5$	$228 \pm 2$
Rubidium	$4703 \pm 9$	[152]	$79,6 \pm 0,1$	$413,6 \pm 0,4$
Ytterbium–Rubidium	$\approx 3475$	(A.1)	$\approx 63$	

**Tabelle 2.1:**  $C_6$ -Koeffizienten in atomaren Einheiten (siehe Abschnitt A.3) und Höhe der Zentrifugalbarrieren für  $\ell = 1$  und  $\ell = 2$ . Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist insbesondere der Wert  $E_S^{YbRb}(\ell = 1)$  von Interesse, um bei den Experimenten zur sympathetischen Kühlung beurteilen zu können, ob die beobachteten Ytterbium-Rubidium-Stöße im  $s$ -Wellen-Regime stattfinden.

### $s$ -Wellen-Streuung

Im Bereich der reinen  $s$ -Wellen-Streuung, wenn nur noch die Partialwelle mit  $\ell = 0$  beiträgt, ist der Streuquerschnitt unterscheidbarer Teilchen (2.65) durch

$$\sigma_0(k) = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0(k) \quad (2.71)$$

gegeben. Bei hinreichend niedrigen Energien  $k \rightarrow 0$  gehorcht der Kollisionsprozess dem Wigner-Gesetz, wonach die Wellenfunktion in der Wechselwirkungszone unabhängig von der Kollisionsenergie ist (wegen  $E \ll V_{\text{eff}}$ ) und die resultierende Phasenverschiebung durch die Phase der ungestörten Wellenfunktion eines freien Teilchens bestimmt wird. In diesem Regime ist die Phasenverschiebung  $\delta_0(k)$  der  $s$ -Welle proportional zum Wellenvektor, wobei die Proportionalitätskonstante als ( $s$ -Wellen-)Streulänge  $a$  mit

$$a = - \lim_{k \rightarrow 0} \frac{\tan \delta_0(k)}{k} \quad (2.72)$$

definiert ist. Im Grenzfall  $k \rightarrow 0$  nimmt der *elastische  $s$ -Wellen-Streuquerschnitt* (2.71) somit den konstanten Wert

$$\sigma_0 = 4\pi a^2 \quad (2.73)$$

an. Mit dieser Gleichung ist die Niederenergiestreuung durch einen einzigen Parameter, die Streulänge  $a$ , vollständig beschrieben. In einer quantenmechanisch-geometrischen Interpretation markiert sie den effektiven Ursprung der gestreuten Wellenfunktion. Die Streulänge

wird üblicherweise in Einheiten des Bohr'schen Radius'  $a_0$  angegeben und kann positiv oder negativ sein, wobei  $a > 0$  eine repulsive und  $a < 0$  eine attraktive Wechselwirkung charakterisiert.<sup>10</sup> Die Streulängen der einzelnen Ytterbium- und Rubidiumisotope sind in den Tabellen A.1 und A.3 angegeben.

Gleichung (2.73) stellt den konstanten  $s$ -Wellen-Streuquerschnitt im Grenzfall  $k, T \rightarrow 0$  dar. Für kleine endliche Werte von  $k, T$  ist der Streuquerschnitt temperaturabhängig: Wird in Gleichung (2.72) auf die Limesbildung  $k \rightarrow 0$  verzichtet, folgt aus  $\tan \delta_0(k) = -ka$  der Ausdruck  $\sin^2 \delta_0(k) = k^2 a^2 / (k^2 a^2 + 1)$  und damit für den Streuquerschnitt (2.71)

$$\sigma_0^{(1)}(k) = \frac{4\pi a^2}{k^2 a^2 + 1}. \quad (2.74)$$

In einer vertieften Analyse kann durch eine Entwicklung anhand der effektiven Reichweite  $r_{\text{eff}}$  des Potenzials die „Effective Range“-Näherung [148]

$$\sigma_0^{(2)}(k) = \frac{4\pi a^2}{k^2 a^2 + (\frac{1}{2}k^2 r_{\text{eff}} a - 1)} \quad (2.75)$$

abgeleitet werden. In niedrigerer Ordnung reproduziert diese Entwicklung das vorhergehende Ergebnis für  $\sigma_0^{(1)}$ . Aus beiden Ausdrücken  $\sigma_0^{(1),(2)}$  ergibt sich im Fall  $k^2 a^2 \ll 1$  wieder der temperaturunabhängige Wert (2.73).

Aus dem Streuquerschnitt  $\sigma_0$  folgt die *elastische Kollisionsrate*

$$\gamma_{\text{el}} = \sigma_0 n \bar{v}, \quad (2.76)$$

wobei  $n$  die Dichte und  $\bar{v} = \sqrt{8k_B/\pi(T/m_\mu)}$  die mittlere thermische Relativgeschwindigkeit der Teilchen darstellt. Im Fall von zweikomponentigen Ensembles gilt für die Rate von Kollisionen zwischen Teilchen verschiedener Ensembles

$$\gamma_{\text{el},12} = \sigma_{0,12} n_{12} \bar{v}_{12} \quad (2.77)$$

mit dem Interspezies-Streuquerschnitt  $\sigma_{0,12}$ , dem *Überlappintegral*

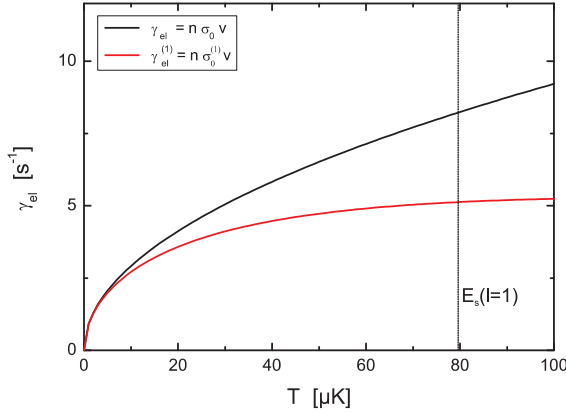
$$n_{12} = \left( \frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2} \right) \int n_1(\vec{r}) n_2(\vec{r}) d^3 \vec{r} \quad (2.78)$$

und der mittleren thermischen Relativgeschwindigkeit

$$\bar{v}_{12} = \sqrt{\frac{8k_B}{\pi} \left( \frac{T_1}{m_1} + \frac{T_2}{m_2} \right)}. \quad (2.79)$$

Für kleine Energien  $k, T \rightarrow 0$  nimmt  $\gamma_{\text{el}}$  mit kleiner werdender Temperatur ab (sofern die Dichte konstant bleibt), wie Abbildung 2.6 verdeutlicht. Das Diagramm zeigt außerdem, dass dabei das Regime der  $s$ -Wellen-Streuung nicht automatisch gleichzusetzen ist mit dem Gültigkeitsbereich des temperaturunabhängigen Streuquerschnitts  $\sigma_0$  (2.73). Je nach Temperatur (und Wert der Streulänge) muss ggf. der temperaturabhängige Streuquerschnitt  $\sigma_0^{(1)}$  (2.74) verwendet werden.

<sup>10</sup>Die Streulänge  $a$  ist auch im Kontext der Bose-Einstein-Kondensation ein wichtiger Parameter, wo  $4\pi\hbar^2 a/m$  die Wechselwirkungsenergie von Atomen in einem Kondensat angibt und das Vorzeichen von  $a$  die Stabilität des Kondensats bestimmt.



**Abbildung 2.6:** Temperaturabhängigkeit der elastischen Kollisionsrate  $\gamma_{el}$  im Regime der  $s$ -Wellen-Streuung am Beispiel von  $^{87}\text{Rb}$  mit konstanter Dichte von  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Das Diagramm veranschaulicht gleichzeitig den Vergleich der Ausdrücke (2.73) und (2.74) für den Streuquerschnitt.

Die elastische Kollisionsrate  $\gamma_{el}$  ist direkt proportional zur Thermalisierungsrate  $\gamma_{\text{therm}}$  eines Ensembles und bestimmt daher maßgeblich dessen Thermalisierungseigenschaften. Umgekehrt kann anhand von Thermalisierungsmessungen experimentell die elastische Kollisionsrate ermittelt werden, woraus sich mit Hilfe der Gleichungen (2.76) und (2.73) bzw. (2.74) die Streulänge  $a$  bestimmen lässt. Auf diese Art und Weise konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmalig die bislang unbekannte Interspezies-Streulänge zwischen verschiedenen Ytterbiumisotopen und  $^{87}\text{Rb}$  ermittelt werden. Messungen und Ergebnisse hierzu werden ausführlich in Kapitel 7 vorgestellt.

### 2.3.3 Inelastische Prozesse

Bei inelastischen Kollisionen ändert sich die innere Struktur der Atome. Dies kann so viel Energie freisetzen, dass die beteiligten Stoßpartner die Falle verlassen oder ein Aufheizen des Ensembles verursachen, was zu unerwünschten Verlust- und Heizraten führt. Dabei sind verschiedene Prozesse zu unterscheiden.

**Stöße mit dem Hintergrundgas** Der Stoß eines Atoms mit einem Teilchen aus dem Hintergrundgas, das eine thermische Energie von etwa 300 K aufweist, führt bei Fallentiefen von wenigen mK zum Verlust des betreffenden Atoms aus der Falle. Die durch das Hintergrundgas begrenzte Lebensdauer kann durch  $\tau_{\text{HG}} [\text{s}] \approx 1, 3 \cdot 10^{-8} / p [\text{mbar}]$  [123] abgeschätzt werden; die Kollisionsrate ergibt sich daraus zu  $\gamma_{\text{HG}} = 1/\tau_{\text{HG}}$ .

**Zwei-Körper-Stöße** In Magnetfallen sind Atome nicht im energetisch niedrigsten Zustand gefangen. Daher kann bei Stößen, die zu einem Übergang in einen anderen Unterzustand führen, Energie frei werden. Die dazu nötige Änderung des Drehimpulses kann entweder bei der *Spin-Relaxation* durch Stöße zwischen Atomen in unterschiedlichen  $m_F$ -Zuständen verursacht werden, oder durch eine Kopplung höherer Ordnung zwischen Bahndrehimpuls und Spin während des Stoßes [153, 154], was als *dipolare Relaxation* bezeichnet wird. Die Raten dieser Zwei-Körper-Stöße sind dichteabhängig und liegen typischerweise im Bereich von bis zu  $\gamma_{\text{SR}} = n \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$  für die Spin-Relaxation und etwa  $\gamma_{\text{DR}} = n \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$  für die dipolare Relaxation [155, 156]. In polarisierten Ensembles, bei denen sich alle Atome im selben magnetischen Unterzustand befinden, können Spin-Relaxationen nicht stattfinden. Dies ist im vorliegenden Experiment für Rubidium gegeben. In optischen Dipolfallen können

Atome auch im niedrigsten Hyperfeinzustand gefangen werden, wodurch Zwei-Körper-Stöße vollständig vermieden werden.

**Drei-Körper-Stöße** Treffen bei einem Stoß drei Atome aufeinander, können zwei davon ein Molekül – meist in einem vibronisch hochangeregten Zustand – bilden. Die dabei frei werdende Bindungsenergie wird in kinetische Energie der Stoßpartner umgewandelt. Die Rate für diese *Drei-Körper-Rekombination* ist proportional zum Quadrat der Dichte und beträgt etwa [157]  $\gamma_{3K} = n^2 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^3/\text{s}$ .

**Das Verhältnis von „guten“ zu „schlechten“ Stößen** Die totale inelastische Kollisionsrate  $\gamma_{\text{inel}} = \gamma_{\text{HG}} + \gamma_{\text{SR}} + \gamma_{\text{DR}} + \gamma_{3K}$  ist durch die Summe aller Beiträge gegeben. Wichtig für die im folgenden Abschnitt beschriebenen Verfahren der Verdampfungs- und sympathetischen Kühlung ist ein hohes Verhältnis von elastischen („guten“) zu inelastischen („schlechten“) Stößen, um eine effiziente Thermalisierung bei niedrigen Verlustraten zu gewährleisten (typischerweise  $\gamma_{\text{el}}/\gamma_{\text{inel}} \gg 100$  [155]).

**Photonenstreuung** Schließlich sei an dieser Stelle auf die in Abschnitt 2.2.2 beschriebene Photonenstreuung hingewiesen, die in erster Linie in optischen Fallen relevant ist und dort zu unerwünschten Heizraten führen kann.

## 2.4 Kühlmechanismen in konservativen Fallen

Im Gegensatz zur magneto-optischen Falle, die durch die dissipative Spontankraft neben dem Fangen auch das gleichzeitige Kühlen von Atomen erlaubt, stellen die in Abschnitt 2.2 beschriebenen Magnet- und optischen Fallen ein Instrument ausschließlich zur Speicherung von Atomen dar. Im folgenden werden zwei Verfahren zur Kühlung von in konservativen Fallenpotenzialen gefangenen Atomen erläutert: die Verdampfungskühlung durch sukzessives Entfernen der jeweils energiereichsten Atome und die sympathetische Kühlung durch Kontakt mit einem zweiten kälteren Atomensemble. Bei beiden Methoden spielen Stoßprozesse eine entscheidende Rolle, auf die im vorangegangenen Abschnitt 2.3 eingegangen wurde.

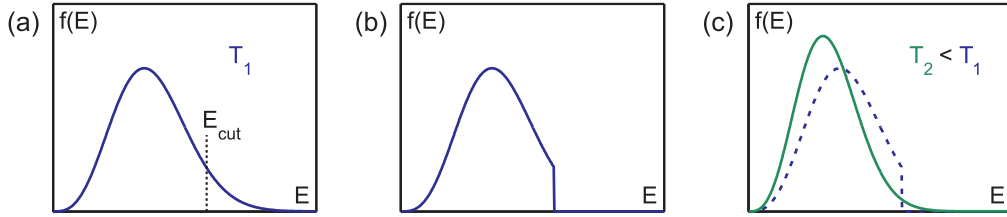
### 2.4.1 Verdampfungskühlung

#### Prinzip

Das Prinzip der *Verdampfungskühlung* (auch *evaporatives Kühlen*; zur Vertiefung siehe z. B. [158, 155]), beruht auf dem Entfernen von Atomen, deren Energie höher ist als die mittlere Energie des Ensembles. Durch elastische Stöße zwischen den verbleibenden Atomen rethermalisiert das Ensemble und erreicht einen neuen Gleichgewichtszustand mit niedrigerer mittlerer Energie bzw. Temperatur. Dies ist in Abbildung 2.7 anhand der Verteilungsfunktion

$$f(E)dE \propto E^2 e^{-E/k_{\text{B}}T} dE \quad (2.80)$$

der Gesamtenergie  $E$  von Atomen in einer harmonischen Falle dargestellt.



**Abbildung 2.7:** Zum Prinzip der Verdampfungskühlung. (a) Energieverteilungsfunktion  $f(E)$  einer Atomwolke mit Temperatur  $T_1$ . (b) Abgeschnittene Verteilungsfunktion, nach dem hochenergetische Atome mit  $E > E_{cut}$  aus dem Ensemble entfernt wurden. (c) Durch thermalisierende elastische Stöße stellt sich eine neue Gleichgewichtsverteilungsfunktion mit kleinerer Temperatur  $T_2 < T_1$  ein.

Aus der Betrachtung der mittleren Energie, die einem Ensemble der Atomzahl  $N$  und der Temperatur  $T$  mit einem entfernten Atom verloren geht, folgt der Ausdruck

$$\alpha = \frac{\dot{T}/T}{\dot{N}/N} = \frac{\eta}{3} - 1, \quad (2.81)$$

für die Effizienz des Verdampfungsprozesses, die durch die Temperaturniedrigung pro entferntem Teilchen gegeben ist. Entscheidend hierfür ist der Abschneideparameter

$$\eta = \frac{E_{cut}}{k_B T}, \quad (2.82)$$

der das Verhältnis der Abschneideenergie zur mittleren kinetischen Energie des Ensembles beschreibt. Für die Rate der verdampften Atome gilt [155]

$$\dot{N} = -N n \sigma_0 \bar{v} \eta e^{-\eta} = -\frac{N}{\tau_{ev}}. \quad (2.83)$$

mit der Atomzahl  $N$ , der Dichte  $n$ , dem Streuquerschnitt für elastische Kollisionen  $\sigma_0$ , der mittleren relativen thermischen Geschwindigkeit der Atome  $\bar{v}$  und der Zeitkonstanten für die Verdampfung  $\tau_{ev}$ . Dies berücksichtigt die notwendige Zeit zur Rethermalisierung. Typischerweise hat das Ensemble nach drei bis zehn elastischen Stößen pro Atom den neuen Gleichgewichtszustand erreicht [159, 160, 161, 162, 163, 164].

Mit bei fortschreitender Verdampfung sich verringernder Temperatur nimmt die Anzahl hochenergetischer Atome ab. Da dies bei konstanter Abschneideenergie zu einer Zunahme von  $\eta$  und damit zu einer Verlangsamung der Verdampfungskühlung führen würde, wird üblicherweise die Abschneideenergie kontinuierlich abgesenkt, um  $\eta$  möglichst konstant auf dem für eine effiziente Verdampfung optimalen Wert zu halten (typisch im Bereich 3...10). Die Wahl von  $\eta$  ist kritisch: Bei zu kleinen Werten erreicht man sehr schnell niedrige Temperaturen, verliert aber sehr viele Atome, da das Ensemble zu wenig Zeit zur Rethermalisierung hat. Bei sehr großem  $\eta > 10$  ist der Atomzahlverlust minimiert, aber die Kühlrate sehr klein, was zu einer langen Zeitdauer des Verdampfungsprozesses führt. Da neben elastischen auch inelastische Kollisionen auftreten (z. B. Dreikörperstöße, dipolare und Spinrelaxationen; siehe Abschnitt 2.3.3), die im Falle langer Verdampfungszeiten zu

signifikanten zusätzlichen Verlusten oder Heizraten führen, kann in diesem Fall der Kühleffekt zunichte gemacht werden. Der zeitliche Verlauf der Absenkung der Abschneideenergie wird typischerweise experimentell optimiert.

Generell muss für eine effektive Temperaturerniedrigung die Rate elastischer („guter“) Kollisionen  $\gamma_{\text{el}} = n\sigma_0\bar{v}$  sehr viel größer sein als die Rate inelastischer („schlechter“) Kollisionen  $\gamma_{\text{inel}}$  ( $\gamma_{\text{el}}/\gamma_{\text{inel}} \gg 100$ ). Da im Bereich niedriger Energien  $\gamma_{\text{el}}$  mit sinkender Temperatur abnimmt,  $\gamma_{\text{inel}}$  jedoch konstant ist,<sup>11</sup> begrenzt dies die mittels Verdampfungskühlung erreichbare Temperatur bei  $\gamma_{\text{el}}/\gamma_{\text{inel}} \approx 1$  auf

$$k_{\text{B}}T_{\text{ev}} = \frac{\pi m \gamma_{\text{inel}}^2}{16\sigma_0^2}. \quad (2.84)$$

Dabei ist  $n$  die Dichte,  $\bar{v}$  die mittlere Relativgeschwindigkeit und  $\sigma_0$  der Streuquerschnitt. Aus der Voraussetzung hoher elastischer Stoßraten zwischen den Atomen folgt, dass sich nicht alle Elemente evaporativ kühlen lassen. Insbesondere ist diese Methode für identische Fermionen im selben internen Zustand prinzipiell nicht anwendbar – in diesem System verschwindet aufgrund der Antisymmetrie der Wellenfunktion die  $s$ -Wellen-Streuung, die bei Temperaturen unterhalb der  $p$ -Wellen-Energieschwelle den einzigen Beitrag zum Streuquerschnitt liefert. In diesem Regime kommen daher keine elastischen Stöße zwischen den Atomen vor, wodurch das Ensemble nicht rethermalisiert (näheres zu Stoßprozessen siehe Abschnitt 2.3).

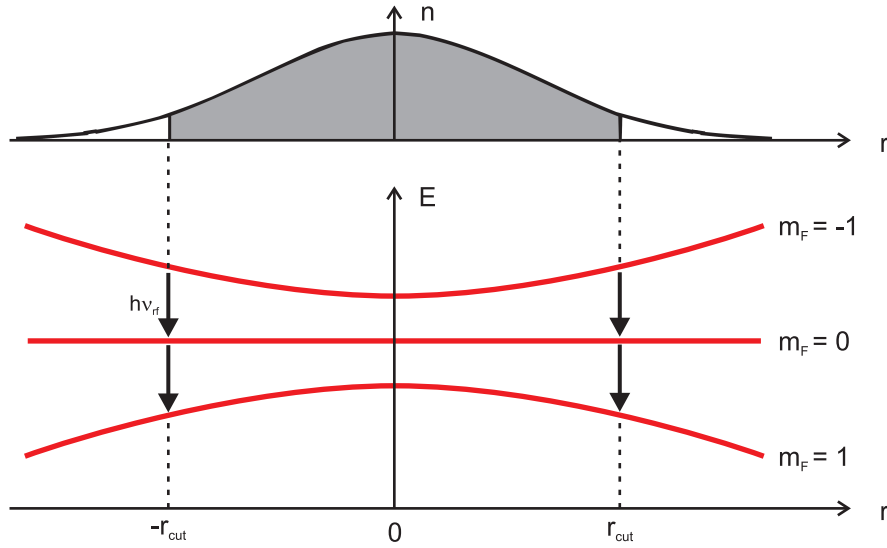
Es sei angemerkt, dass jede reale Atomfalle intrinsisch eine Abschneideenergie aufweist, die durch die endliche Falltiefe gegeben ist. Dies führt nach dem Beladen der Falle zu einer initialen *natürlichen Verdampfung* (*plain evaporation*), die sich jedoch durch den konstant bleibenden Wert der Abschneideenergie und den damit verbundenen Anstieg des Abschneideparameters mit der Zeit sehr stark verlangsamt und schließlich asymptotisch zum Erliegen kommt. Davon zu unterscheiden ist die *erzwungene Verdampfung* (*forced evaporation*), die wie oben beschrieben durch die Absenkung der Abschneideenergie getrieben wird. Wie die erzwungene Verdampfung experimentell realisiert werden kann, wird im folgenden anhand der in der vorliegenden Apparatur eingesetzten Techniken diskutiert.

### Verdampfungskühlung in Magnetfallen

In Magnetfallen wird meist das Verfahren der *Radiofrequenz-Verdampfungskühlung* eingesetzt. Dabei werden durch Einstrahlen einer Radiofrequenz (Rf) energiewahlweise Zeeman-Übergänge in nicht gefangene Zustände induziert, wodurch die betreffenden Atome die Falle verlassen. Dies ist in Abbildung 2.8 am Beispiel von Rubidium im Grundzustand  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$  mit drei magnetischen Unterzuständen veranschaulicht. Technisch wird die Radiofrequenz von einer innerhalb der Vakuumkammer angebrachten Drahtschleife abgestrahlt, die über eine Vakuumdurchführung an einen Rf-Generator angeschlossen ist.

<sup>11</sup>Dies resultiert aus der Energieabhängigkeit der Streuquerschnitte für elastische und inelastische Prozesse, die für kleine Energien wie  $\sigma_{\ell}^{\text{el}} \propto k^{4\ell}$  und  $\sigma_{\ell}^{\text{inel}} \propto k^{2\ell-1}$  skalieren [165]. Demnach verschwindet allgemein bei allen Partialwellen  $\ell$  für  $k \rightarrow 0$  der Streuquerschnitt elastischer Stöße schneller als der inelastischer Stöße, und es gilt speziell im Bereich der reinen  $s$ -Wellen-Streuung  $\sigma_0^{\text{el}} = \text{konst.}$  und  $\sigma_0^{\text{inel}} \propto 1/k \propto 1/v$ , was mit  $\gamma^i = \sigma_0^i n v$  zu einer mit der Geschwindigkeit bzw. der Temperatur abnehmenden elastischen Kollisionsrate und einer konstanten inelastischen Kollisionsrate führt.





**Abbildung 2.8:** Radiofrequenz-induzierte Verdampfungskühlung in einer Magnetfalle am Beispiel von Rubidium im Grundzustand  $|5S_{1/2}, F = 1\rangle$  ( $g_F = -1/2$ ). Dargestellt sind eindimensional die ortsabhängigen Energien der Zeeman-Niveaus und eine Momentaufnahme der bei  $r_{\text{cut}}$  abgeschnittenen gaußförmigen Dichteverteilung der Atomwolke im harmonischen Fallenpotenzial. Im fangbaren Zustand  $m_F = -1$  gefangene Atome mit ausreichend hoher Energie geraten am Ort  $r_{\text{cut}}$  in Resonanz mit der Radiofrequenz und werden in die nicht gefangenen Zustände  $m_F = 0, 1$  transferiert.

Die Radiofrequenz muss der Energiedifferenz zweier benachbarter Zeeman-Niveaus

$$h\nu_{\text{Rf}} = |g_F \mu_B B(r)| \quad (2.85)$$

entsprechen und bewirkt bei geeigneter Wahl, dass jeweils die hochenergetischen Atome der aktuellen Verteilung adressiert werden: nur diese Atome gelangen bei ihrer Bewegung in der Falle an Orte  $r$  im Außenbereich des Potenzials, wo sie durch die magnetfeldabhängige Zeeman-Verschiebung in Resonanz mit der Radiofrequenz kommen und dann in nicht gefangene Zustände transferiert werden. Bei Atomen, die in Zuständen mit  $|m_F| > 1$  gefangen werden, erfolgt dieser Transfer kaskadenartig durch die Absorption mehrerer Rf-Photonen. Für den Abschneideparameter gilt

$$\eta = \frac{|m_F| h\nu_{\text{Rf}} - |g_F m_F \mu_B B_0|}{k_B T} = \frac{|m_F| h(\nu_{\text{Rf}} - \nu_{\text{Rf0}})}{k_B T}, \quad (2.86)$$

wobei der endliche Fallenboden (Magnetfeldoffset)  $B_0$  berücksichtigt wird. Die Resonanzfrequenz im Fallenminimum ist durch

$$h\nu_{\text{Rf0}} = |g_F \mu_B B_0| \quad (2.87)$$

gegeben. Um während des Verdampfungsprozesses die Abschneideenergie zu verringern und  $\eta$  konstant zu halten, wird im Experiment die Radiofrequenz kontinuierlich erniedrigt, typischerweise mit einem exponentiellen zeitlichen Verlauf. Zu beachten ist, dass durch dieses Verfahren lediglich der Fallenrand erniedrigt wird, ohne dabei die Form des Fallenpotenzials an sich zu verändern.



### Verdampfungskühlung in optischen Fallen

In optischen Dipolfallen kann erzwungene Verdampfungskühlung durch adiabatisches Absenken der Leistung des Fallenlasers realisiert werden. Dabei wird im Gegensatz zur Rf-Verdampfungskühlung in Magnetfallen allerdings nicht nur die Fallentiefe erniedrigt, sondern auch die Potenzialform verändert. Wie anhand von Gleichung (2.44) ersichtlich, führt eine reduzierte Fallentiefe zu kleineren Fallenfrequenzen, so dass im Verlauf des Kühlprozesses die Falle flacher bzw. der Einschluss der Atome schwächer wird. Außerdem skaliert gemäß (2.47) die Dichte und damit die Kollisionsrate mit der Fallentiefe. In [166] werden Skalierungsgesetze abgeleitet, die die zeitliche Entwicklung der thermodynamischen Parameter während des Verdampfungsprozesses beschreiben und mit deren Hilfe die erforderliche Zeitabhängigkeit der Fallentiefe ermittelt werden kann, um den Abschneideparameter  $\eta$  konstant zu halten.

#### 2.4.2 Sympathetische Kühlung

Im Rahmen von Experimenten mit Gemischen ultrakalter Atome ist das *sympathetische Kühlen* von großer Bedeutung. Bei dieser Methode wird ein Atomensemble in thermischen Kontakt mit einem zweiten Ensemble gebracht, das seinerseits aktiv gekühlt wird (z. B. durch die im letzten Abschnitt beschriebene Verdampfungskühlung). Durch elastische Kollisionen der Atome kommt es zu einem Energietransfer zwischen den Ensembles, der zu einer Angleichung der beiden Temperaturen führt. Man spricht dann von der „Thermalisierung“ des zu kühlenden Ensembles mit dem aktiv gekühlten Ensemble, das als Wärmereservoir dient. Wichtig hierfür sind analog zur Verdampfungskühlung hohe elastische Stoßraten, hier allerdings zwischen Atomen verschiedener Ensembles.

Dieses Prinzip funktioniert sowohl zwischen Atomen desselben Elements in unterschiedlichen internen Zuständen, zwischen verschiedenen Isotopen desselben Elements als auch zwischen verschiedenen Elementen, und dies in Boson-Boson- wie auch in Boson-Fermion-Gemischen. Ursprünglich für die Kühlung von gefangenen Ionen vorgeschlagen [167] und demonstriert [168], wurde die sympathetische Kühlung inzwischen in zahlreichen Systemen von Neutralatomen, wie z. B.  $^{87}\text{Rb} |F = 2, m_F = 2\rangle$ – $^{87}\text{Rb} |F = 1, m_F = -1\rangle$  [106],  $^{87}\text{Rb}$ – $^{40}\text{K}$  [13],  $^7\text{Li}$ – $^6\text{Li}$  [169, 40],  $^{87}\text{Rb}$ – $^{85}\text{Rb}$  [107],  $^{133}\text{Cs}$ – $^7\text{Li}$  [170],  $^{23}\text{Na}$ – $^6\text{Li}$  [41],  $^{171}\text{Yb}$ – $^{174}\text{Yb}$  [171],  $^{87}\text{Rb}$ – $^{133}\text{Cs}$  [108] und  $^{172}\text{Yb}$ – $^{174}\text{Yb}$ ,  $^{174}\text{Yb}$ – $^{176}\text{Yb}$ ,  $^{172}\text{Yb}$ – $^{176}\text{Yb}$  [118] gezeigt, wobei z. T. auch die Quantenentartung erreicht wurde. Diese Technik bietet dabei die Möglichkeit der Kühlung von Atomen, die mit anderen Methoden nicht selbst kühlbar sind (vgl. insbesondere die bei identischen Fermionen ausgeschlossene Verdampfungskühlung, siehe Abschnitt 2.4.1). Besonders vorteilhaft ist weiterhin, dass das sympathetisch gekühlte Ensemble keinerlei Atomzahlverluste erfährt. Dies ist vor allem im Vergleich zur Verdampfungskühlung interessant, die typischerweise zu einem Atomzahlverlust in Höhe mehrere Größenordnungen führt. Der räumlich Überlapp der zwei Atomwolken wird üblicherweise dadurch gewährleistet, dass beide Ensembles im selben Fallenpotenzial gefangen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte das sympathetische Kühlen erstmalig im System Ytterbium–Rubidium demonstriert werden, worauf ausführlich in Kapitel 7 eingegangen wird. In unabhängigen Experimenten wurden dabei die bosonischen Isotope  $^{170}\text{Yb}$ ,  $^{172}\text{Yb}$ ,  $^{174}\text{Yb}$ ,  $^{176}\text{Yb}$  und fermionisches  $^{171}\text{Yb}$  jeweils mit  $^{87}\text{Rb}$  gekühlt. Dafür wurde eine neuartige

kombinierte Falle entwickelt, in der im Gegensatz zu allen zitierten bisherigen Arbeiten zur sympathetischen Kühlung die beiden atomaren Spezies in räumlich überlappenden aber voneinander unabhängigen Fallenpotenzialen gefangen waren (siehe Kapitel 6).

Eine quantenmechanische Behandlung der sympathetischen Kühlung ist in [172] zu finden. Zur Auswertung der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente wird ein in [173] entwickeltes Modell auf die vorliegende Situation unterschiedlicher Massen und Fallenfrequenzen erweitert (siehe Abschnitt 7.2.1).

# 3

## Die Apparatur

*Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die Apparatur, an der die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Experimente durchgeführt worden sind. Behandelt werden die Vakuumkammer, die Lasersysteme zur Laserkühlung von Ytterbium und Rubidium, die Technik von Magnet- und optischer Falle sowie Methoden der Detektion und Datenanalyse. Zahlreiche Komponenten sind bereits in früheren Projekten entwickelt und aufgebaut worden. Ihre Darstellung beschränkt sich daher auf die Zusammenfassung der wichtigsten funktionellen Eigenschaften, die zum Verständnis der beschriebenen Experimente nötig sind. Weitere technische Details sowie konzeptionelle Aspekte sind in den früher an der Apparatur entstandenen Arbeiten [109, 126, 174, 175, 176] nachzulesen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Lasersysteme bei 399 nm und 556 nm für Ytterbium in veränderter Form neu aufgebaut (Abschnitt 3.2.1), die bichromatische optische Dipolfalle entwickelt (Abschnitt 3.4) und ein Zwei-Achsen-Abbildungssystem eingerichtet (Abschnitt 3.5.3).*

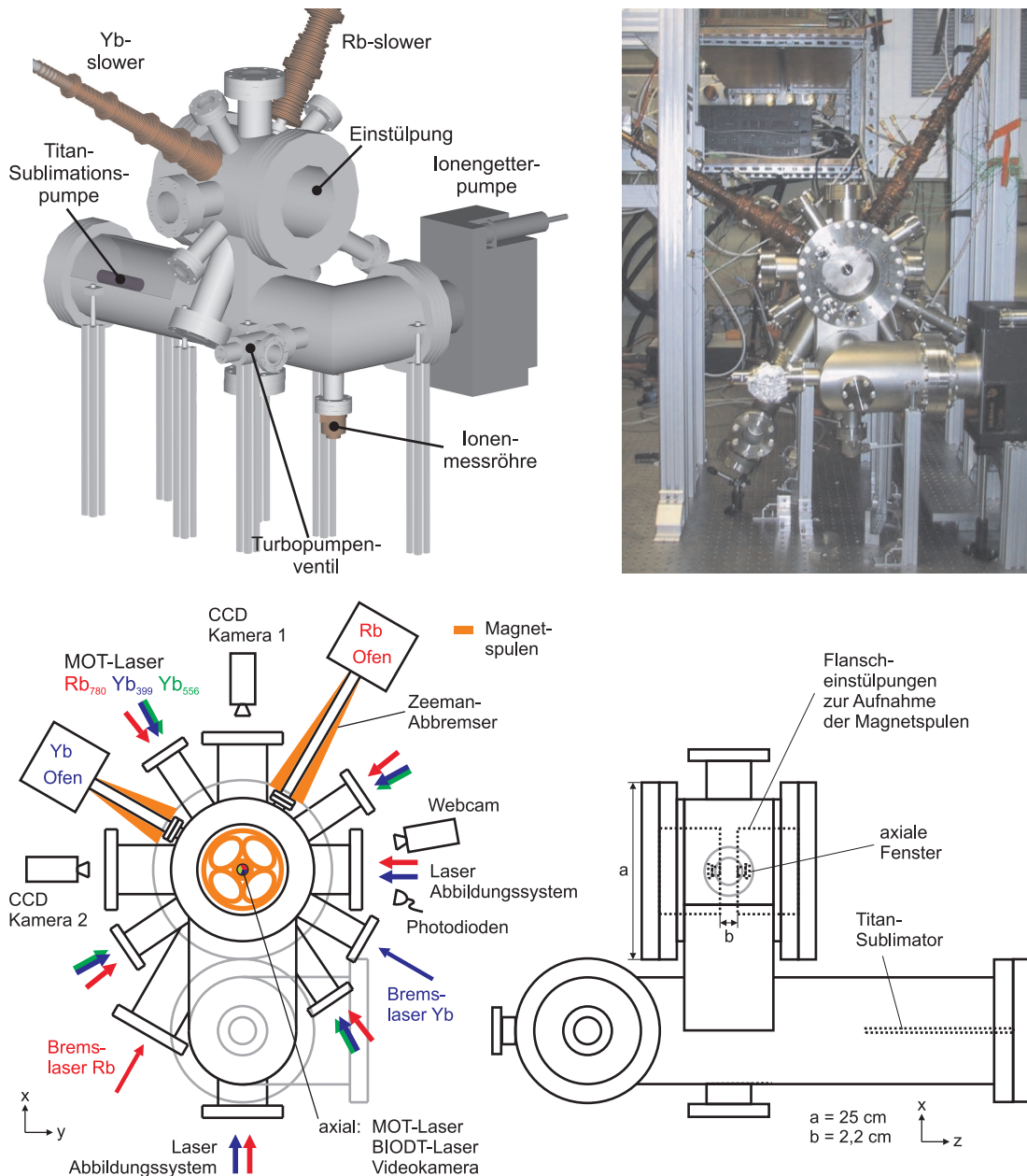
### 3.1 Vakuumsystem

Eine entscheidende Voraussetzung für das Experimentieren mit ultrakalten Atomensembles ist die weitestgehende Vermeidung von Kollisionen der zu untersuchenden Atome mit dem Hintergrundgas. Aufgrund der geringen Tiefe von Fallen für Neutralatome führt ein Stoß mit einem Teilchen, dessen thermische Energie Raumtemperatur entspricht, zum Verlust des betreffenden Atoms aus der Falle. Die durch das Hintergrundgas begrenzte Lebensdauer von Atomen in einer Falle kann durch  $\tau$  [s]  $\approx 1,3 \cdot 10^{-8}/p$  [mbar] [123] abgeschätzt werden. Derartige Experimente müssen daher in Ultrahochvakuumkammern bei Drücken im Bereich  $\leq 10^{-11}$  mbar durchgeführt werden.

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Vakuumsystem besteht aus einer Hauptkammer und zwei separaten Öfen für Ytterbium und Rubidium, die jeweils über eine differentielle Pumpstrecke und einen Zeeman-Abbremsler mit der Hauptkammer verbunden sind.

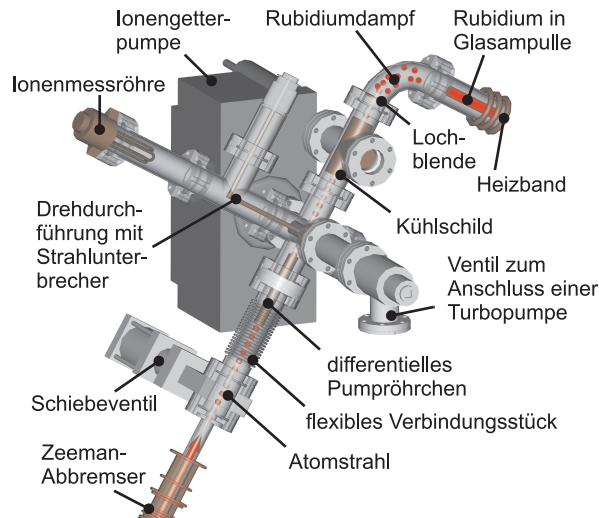
#### Hauptkammer

Die in Abbildung 3.1 dargestellte Hauptkammer ist in eine Experimentier- und eine Pumpenkammer unterteilt. Die Experimentierkammer hat die Form eines Zylinders mit zwei axialen und zwölf radialen Flanschen. Die axialen Flansche (Varian DN200CF) besitzen eimerförmige Einstülpungen zur Aufnahme der Magnetfallenspulen sowie ein kleines zentriert angebrachtes Fenster mit 25 mm Durchmesser. Radial sind die beiden Zeeman-Abbremsler



**Abbildung 3.1:** Konstruktionszeichnung, Foto und schematische Darstellung der Hauptkammer.

und zehn Sichtfenster (je fünf DN40CF und DN63CF) angebracht. Diese Bauform bietet einen guten optischen Zugang für die benötigten Detektionskameras sowie für das Einführen der Laserstrahlen von Zeeman-Abbremsler, MOT, BIODT und des Absorptionsabbildungssystems. Außerdem wird trotz der außerhalb der Kammer angebrachten Magnetfallenspulen, was technisch einfacher zu realisieren ist, ein sehr geringer Abstand der Spulen zum Fallenzentrum im Kammermittelpunkt erreicht, was hohe Magnetfelder bei niedrigen Spulenströmen ermöglicht. Mit der Experimentierkammer verbunden ist die darunter liegende L-förmige Pumpenkammer, an die eine Ionengetterpumpe, ein Titansublimator, eine Io-



**Abbildung 3.2:** Konstruktionszeichnung des Rubidiumofens.

nenmessröhre zur Druckmessung sowie ein Ganzmetallventil angeschlossen sind, das bei Bedarf (z. B. zum Anpumpen) das Anbringen einer Turbopumpe erlaubt. In der Hauptkammer wird typischerweise ein Druck im Bereich von einigen  $10^{-12}$  mbar erreicht.

### Atomöfen

Die Präparation ultrakalter Atome beginnt mit der Überführung der zu untersuchenden Spezies in die Gasphase in einem Ofen. Der Aufbau des Ofens ist elementspezifisch, im vorliegenden Fall von Ytterbium und Rubidium sind die Konstruktionen jedoch sehr ähnlich. Abbildung 3.2 zeigt beispielhaft den Rubidiumofen.

Beide Öfen bestehen aus einem aus Reservoir in Form eines Vakuumsrohrstückes, das mit Hilfe von Heizbändern beheizt werden kann. Das Rohrstück ist experimentseitig mit einer Blende von 3 mm Öffnungsdurchmesser abgeschlossen und so orientiert, dass der im Betrieb aus der Blendenöffnung austretende Atomstrahl durch die Zeeman-Abbremsler hindurch auf das Zentrum der Hauptkammer ausgerichtet ist. Die Betriebstemperatur der Öfen hängt stark vom Dampfdruck des jeweiligen Elements ab (siehe Anhang A) und richtet sich außerdem nach der gewünschten MOT-Laderate. Typischerweise werden die Öfen bei  $400 \dots 500^\circ\text{C}$  (Yb) bzw.  $100 \dots 150^\circ\text{C}$  (Rb) betrieben; der Atomfluss am Ofenausgang liegt jeweils in der Größenordnung von  $10^{11} \text{ s}^{-1}$ . Das Ein- und Ausschalten der Atomstrahlen wird durch mechanische Strahlunterbrecher in Form von kleinen Metallplättchen ermöglicht, die in die Strahlen hineingefahren werden können. Ihre Ansteuerung erfolgt mit Hilfe einer Drehdurchführung und eines Schrittmotors. Im Rubidiumofen ist wegen des hohen Dampfdrucks von Rubidium zwischen der Ofenblende und dem Strahlunterbrecher zusätzlich ein Kühlschild eingebaut. Es besteht aus einem kühlbaren Kupferhohlzylinder, an dem von der Strahlachse abweichende Rubidiumatome abgefangen werden, und verhindert einen zu starken Druckanstieg bei Betrieb des Ofens. Beide Ofenbereiche sind mit Ionengetterpumpen ausgestattet, mit denen Drücke im Bereich von  $10^{-10}$  mbar (Yb) bzw.  $10^{-9}$  mbar (Rb) im kalten Zustand und  $10^{-8}$  mbar (beide) im Betrieb erreicht werden. Die Druckdiffe-

renzen zum Ultrahochvakuum der Hauptkammer werden durch differentielle Pumpstrecken aufrechterhalten (zu den Spezifikation siehe [109]). Außerdem können die Öfen durch pneumatisch angesteuerte Schiebeventile komplett von der Hauptkammer getrennt werden, um diese Vakuumbereiche einzeln abpumpen und belüften zu können. Insbesondere können dadurch die Öfen neu befüllt werden, ohne die Hauptkammer zu belüften.

## 3.2 Lasersysteme

### 3.2.1 Ytterbium

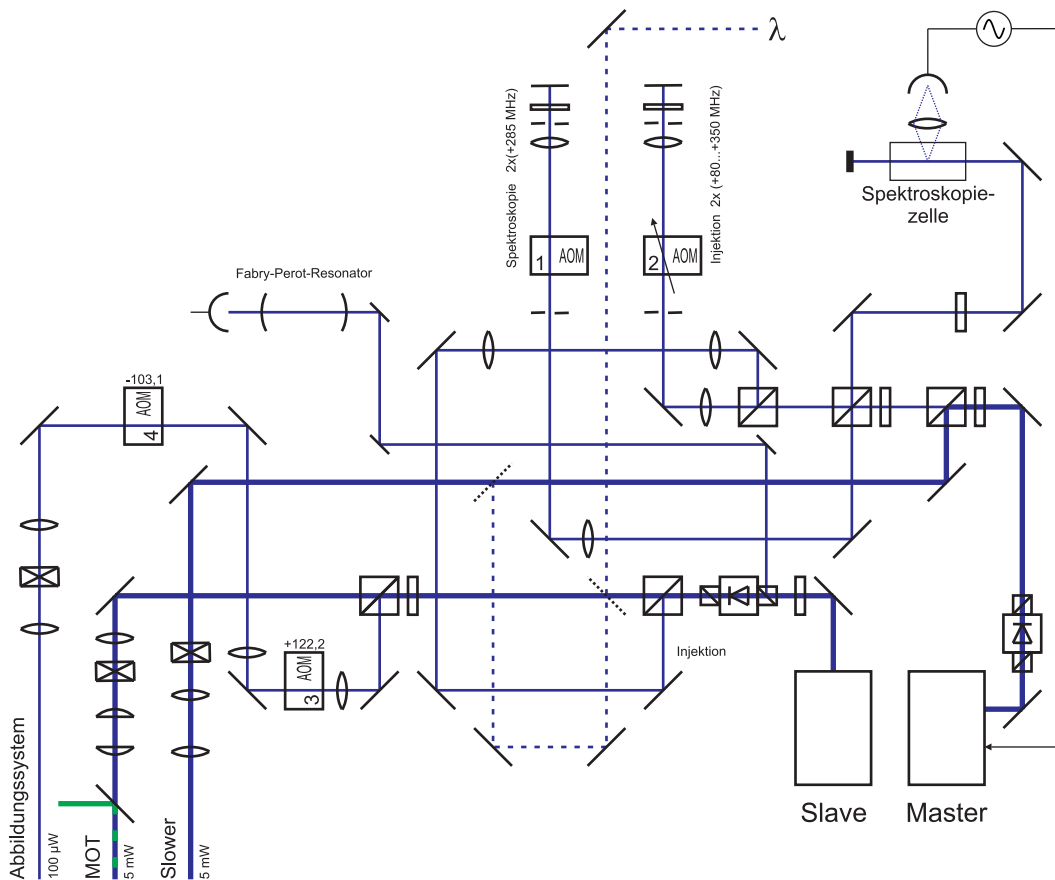
In einer typischen Experimentsequenz werden die Ytterbiumatome sukzessive in zwei verschiedenen MOTs auf den Übergängen  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  und  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  gefangen (siehe Kapitel 5). Dafür wird Laserlicht bei Wellenlängen von 399 nm und 556 nm benötigt (vgl. Abschnitt A.1). Für den Zeeman-Abbremsers und das Abbildungssystem wird ebenfalls Laserlicht bei 399 nm verwendet. Die Lasersysteme für die genannten Wellenlängen werden im folgenden näher beschrieben.

#### 399 nm–Laser

Im Gegensatz zu früher an der Apparatur durchgeführten Untersuchungen basiert die Erzeugung des Laserlichts bei 399 nm nicht mehr auf einem frequenzverdoppelten Titan:Saphir-Laser [109, 126], sondern wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit auf ein Diodenlasersystem umgestellt. Dazu werden zwei Laserdioden in einer Master-Slave-Konfiguration betrieben, wie in Abbildung 3.3 dargestellt (Master: Nichia NDHV310ACAEI, 399 nm, 30 mW, Slave: Nichia NDHV310APC, 401 nm, 60 mW). Der Master-Laser ist gitterstabilisiert (Littrow-Konfiguration nach [177]) und aktiv auf das Signal einer Ytterbiumspektroskopie stabilisiert.

**Strahlführung** Beide Laserdioden werden zur Erhöhung der Lebensdauer bei konservativen Betriebsparametern betrieben und liefern etwa 17 mW (Master) und 33 mW (Slave) Ausgangsleistung. Die Slave-Diode muss zum Erreichen der gewünschten Wellenlänge auf ca. 0 °C gekühlt werden. Das Licht des Master-Lasers wird in drei Anteile aufgespalten: der Hauptanteil dient dem Betrieb des Zeeman-Abbremsers (Nutzleistung ca. 5 mW), zwei leistungsärmere Äste dienen der Spektroskopie zur Wellenlängenstabilisierung (ca. 100  $\mu$ W) und der Injektion des Slave-Lasers (ca. 200  $\mu$ W). Dessen Licht wird hauptsächlich für die MOT verwendet (ca. 18 mW); zwei kleine Anteile werden abgespalten und führen zum Abbildungssystem (ca. 100  $\mu$ W) und zu einem Fabry-Perot-Resonator zur permanenten Überwachung des single-mode-Betriebs (ca. 50  $\mu$ W)<sup>1</sup>. Mit Hilfe von Klappspiegeln kann von beiden Diodenlasern bei Bedarf Licht zum Wellenlängenmessgerät geführt werden.

<sup>1</sup>Die Differenz zwischen den Ausgangsleistungen der Dioden und den Summen der zur Verfügung stehenden Nutzleistungen resultiert aus Verlusten im optischen Aufbau, hauptsächlich in den Isolatoren und AOMs. Allein die optischen Isolatoren (Isowave I-40-T5-M und I-40-FR-5) zeigen bei optimierter Diodenwirkung ca. 30% Verlust in Transmission aufgrund eines von 45° abweichenden Polarisationsdrehwinkels der Rotatoren.



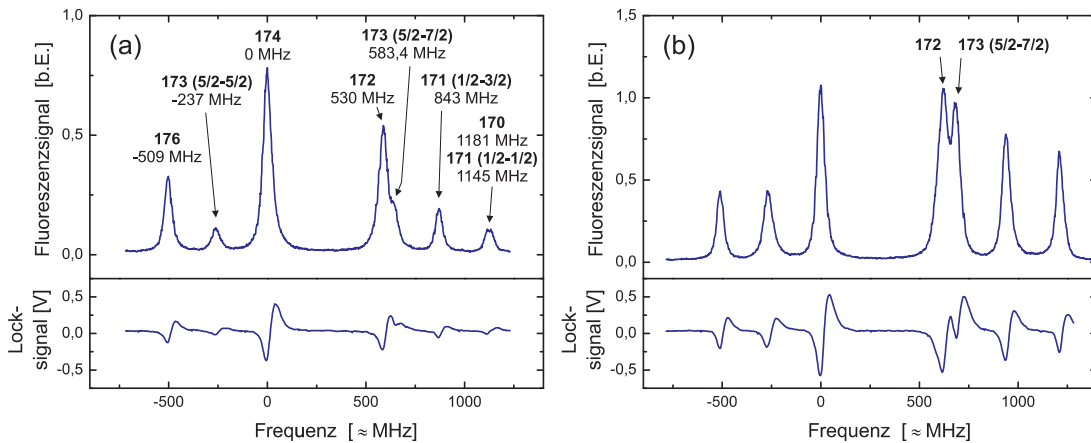
**Abbildung 3.3:** Diodenlasersystem für Ytterbium zum Betrieb des Zeeman-Abbremsers, der blauen MOT und des Abbildungssystems auf dem  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergang bei 399 nm.

Alle Laserstrahlen können durch mechanische Strahlunterbrecher mit Schaltzeiten<sup>2</sup> von wenigen ms (Slower- und Abbildungsstrahl) und  $300 \mu\text{s}$  (MOT-Strahl) ein- und ausgeschaltet werden. Im Abbildungsstrahl ermöglichen zwei AOMs das schnelle Schalten innerhalb weniger  $\mu\text{s}$ .

Der Strahl des Slave-Lasers wird mit Hilfe von Zylinderlinsen in eine runde Mode überführt und anschließend in drei Teilstrahlen für die drei MOT-Achsen aufgespalten. Die Ytterbium-MOT wird in retroreflektierter Strahlanordnung betrieben bei Strahldurchmessern von rund 10 mm und einer typischen Leistungaufteilung von ca. 0,75 mW axial sowie jeweils ca. 5,5 mW radial. Für den Zeeman-Abbremsler kann auf eine Korrektur der Strahlform verzichtet werden. Der Slowerstrahl wird auf ca. 8 mm Durchmesser aufgeweitet und dann auf die Ofenöffnung fokussiert in die Kammer eingestrahlt. Die zirkulare Polarisierung von Slower- und MOT-Strahlen (gemäß den Abschnitten 2.1.2 und 2.1.3) wird durch  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten aus den linear polarisierten Laserstrahlen erzeugt.

<sup>2</sup>Die Schaltzeit bezieht sich hier und im folgenden auf die reine Schließ- bzw. Öffnungszeit ohne Berücksichtigung einer etwaigen Reaktionszeit.





**Abbildung 3.4:** (a) Oben: Fluoreszenzspektrum des  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergangs in Ytterbium bei linear polarisiertem Spektroskopiestrahl. Relative Frequenzverschiebungen der Isotope aus [178]. Die Skalierung der Frequenzachse ist grob abgeschätzt und beruht nicht auf einer quantitativen Eichung. Unten: Dispersives Regelsignal zur Laserstabilisierung. (b) Durch eine geeignete zirkulare Polarisation des Spektroskopiestrahls wird die relative Intensität der fermionischen Linien verändert und die Linien von  $^{172}\text{Yb}$  und  $^{173}\text{Yb}$  können aufgelöst werden.

**Frequenzstabilisierung** Die aktive Frequenzstabilisierung des Systems erfolgt durch Spektroskopie an einem Ytterbiumatomstrahl (zum Aufbau der Spektroskopiezelle s. u.). Dabei detektiert eine orthogonal zum Laser- und zum Atomstrahl orientierte Fotodiode die Fluoreszenz der Ytterbiumatome. Abbildung 3.4 (a) zeigt das Fluoreszenzspektrum des  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergangs. Abgesehen von  $^{168}\text{Yb}$  mit seiner extrem niedrigen relativen Häufigkeit können alle stabilen Isotope detektiert und zugeordnet werden. Die beobachtete Linienbreite ist aufgrund der Transversalgeschwindigkeit im Atomstrahl dopplerverbreitert und beträgt ca. 50 MHz (bei einer natürlichen Linienbreite von  $\gamma/2\pi = 28,0$  MHz). Überlappende Linien verschiedener Isotope können teilweise aufgelöst werden, indem die Polarisation des Spektroskopiestrahls verändert wird, da dann die relativen Intensitäten der fermionischen Isotope variieren (siehe Abbildung 3.4 (b)). Mit Hilfe eines Lock-in-Verstärkers und einer Frequenzmodulation des Spektroskopiestrahls mit ca. 2,3 kHz durch AOM 1 (vgl. Abbildung 3.3) wird aus den Fluoreszenzlinien jeweils bei der Frequenz der Maxima ein dispersives elektronisches Regelsignal erzeugt (siehe ebenfalls Abbildung 3.4). Durch Rückkopplung dieses Regelsignals mit einem PI-Regler auf das Gitter des Master-Lasers wird das gesamte Lasersystem aktiv auf den atomaren Übergang stabilisiert. Die Auswahl des zu fangenden Isotops erfolgt durch die Wahl der entsprechenden Flanke des Regelsignals mit Hilfe des Gitter-Offsets. Auf diese Art und Weise ist im bosonischen Fall ein Wechsel zwischen den zu untersuchenden Isotopen binnen kürzester Zeit möglich, beim Umschalten auf eines der fermionischen Isotope sind zusätzliche Anpassungen der AOM-Frequenzen, der Magnetfeldparameter und der Strahljustage nötig (vgl. Abschnitt 5.2). Die Stabilisierung auf  $^{170}\text{Yb}$  erfolgt durch Locken des Lasers auf die nicht in ihre Komponenten auflösbare  $^{170}\text{Yb}$ - $^{171}\text{Yb}$ -Gesamtlinie und einer darauf abgestimmten Modifizierung der Betriebsparameter (Frequenz von AOM 1: 267 MHz; im Steuerprogramm eingestellte MOT-Verstimmung:  $-0,44 \gamma$ ; experimentell optimierte Anpassung).



Strahl	Lockpunkt des Lasers bzgl. Resonanz [MHz]	AOM-Frequenzen [MHz]	Verstimmung bzgl. Resonanz	AOM- Fkt./Nr.
MOT	$2 \cdot (-278,9)$	$2 \cdot (+270,3)_2$	$-17,2 \text{ MHz}$ $\hat{=} -0,6 \gamma$	F2
Slower	$2 \cdot (-278,9)$		$-557,8 \text{ MHz}$ $\hat{=} -20 \gamma$	
Abbildungs- laser	$2 \cdot (-278,9)$	$2 \cdot (+267,4)_2$ $+(122,0)_3 + (-96,4)_4$	$2,6 \text{ MHz}$ $\hat{=} +0,1 \gamma$	F2,S3,S4

**Tabelle 3.1:** Strahlfrequenzen bzgl. der Resonanz des  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergangs im Ytterbium-Lasersystem bei 399 nm. Der Lockpunkt des Master-Lasers ist durch AOM 1 gegeben, wobei gilt (Lockpunkt bzgl. Resonanz) =  $-(\text{Frequenz von AOM } 1)$ . Die Indizes an den AOM-Frequenzen geben die Nummer des AOMs an. AOM-Nummern gemäß Abbildung 3.3. Die AOM-Funktionen sind S=Strahl schaltbar und F=Strahlfrequenz regelbar. Bei der Berechnung der Verstimmung von MOT- und Abbildungsstrahl wurde für den in der Frequenz regelbaren AOM 2 jeweils die Frequenz zu Grunde gelegt, die im MOT-Betrieb bzw. bei der Aufnahme von Absorptionsbildern typischerweise eingestellt wird (im Steuerprogramm „Yb-Detuning“ auf  $-0,51 \gamma$  (MOT) bzw.  $-0,61 \gamma$  (Absorptionsbilder) gesetzt).

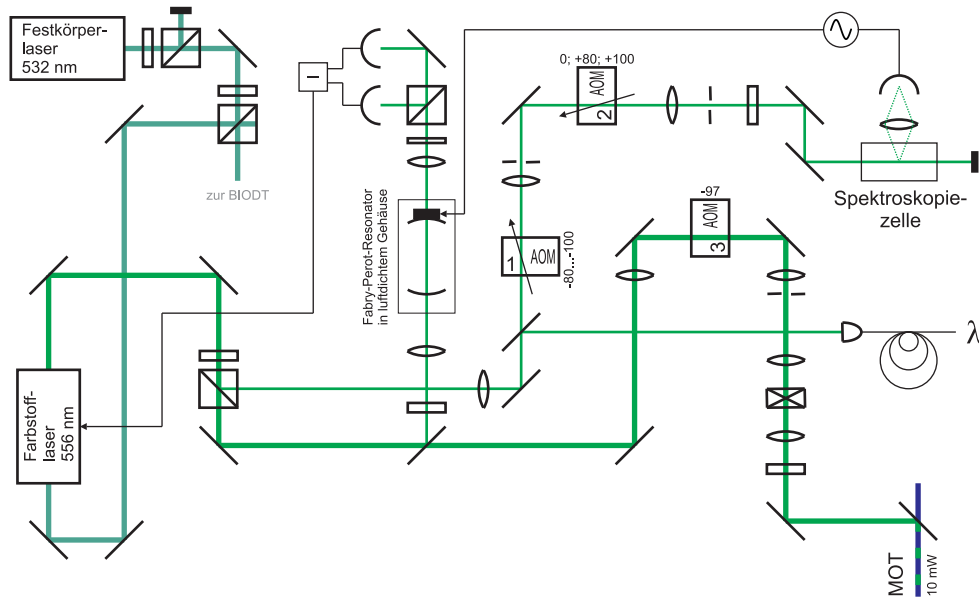
**Erzeugung der benötigten Frequenzen** Für die MOT, den Zeeman-Abbremsler und das Abbildungssystem werden drei verschiedene Lichtfrequenzen benötigt: das MOT-Licht ist je nach Betriebsparameter zwischen  $-0,5\gamma$  und  $-1\gamma$  gegenüber der Resonanz verstimmt, der Zeeman-Abbremsler läuft bei einer Rotverschiebung von etwa 570 MHz und der Abbildungsstrahl ist resonant.

Mit Hilfe des double-pass-AOMs 1 im Spektroskopieast ist der Master-Laser auf die Slower-Frequenz stabilisiert. Durch den zweiten über die Experimentsteuerung regelbaren double-pass-AOM 2 im Injektionsast wird der Slave-Laser direkt bei der gewünschten MOT-Verstimmung injiziert (beide AOMs Crystal Technology 3250-190; AOM-Nummern gemäß Abbildung 3.3). Mit diesem Aufbau sind weder im Slower- noch im MOT-Strahl AOMs zur Frequenzanpassung nötig, sodass dem Experiment die volle Laserleistung zur Verfügung steht. Das resonante Licht für Absorptionsabbildungen wird durch geeignete Einstellung des Injektions-AOMs in Kombination mit zwei weiteren AOMs im Abbildungsstrahl erzeugt, die gleichzeitig dem schnellen Schalten dieses Strahls dienen. Die genauen Werte der Strahlverstimmungen und der AOM-Frequenzen sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

### 556 nm-Laser

Zur Erzeugung des Laserlichts für die grüne MOT steht ein Farbstofflaser (TekhnoScan AMETIST-SF-07) zur Verfügung, der von einem Festkörperlaser bei 532 nm (Coherent Verdi V10) gepumpt wird (letzterer wird gleichzeitig für die optische Falle verwendet; siehe Abschnitt 3.4). Der Farbstofflaser wird mit Rhodamin 110 betrieben und liefert bei 1...4 W Pumpleistung (je nach Alter des Farbstoffs) eine Ausgangsleistung von bis zu 15 mW bei 556 nm.<sup>3</sup>

<sup>3</sup>Der einfacher zu handhabende Farbstoff Rhodamin 6G liefert ähnliche Ausgangsleistungen bei 556 nm. Da sein Effizienzmaximum jedoch bei höheren Wellenlängen liegt, sind mit diesem Farbstoff Laserjustage und -betrieb kritischer hinsichtlich der gewünschten Wellenlänge.

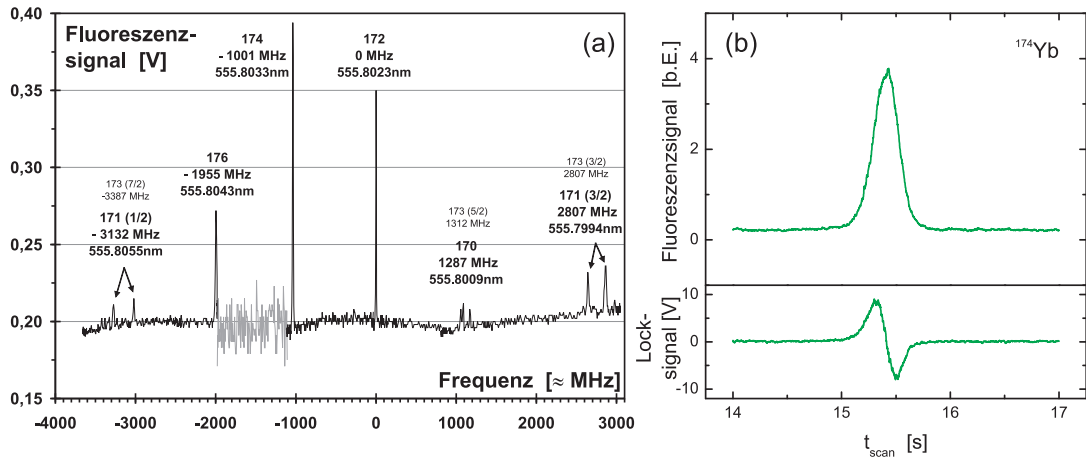


**Abbildung 3.5:** Farbstofflasersystem für Ytterbium zum Betrieb der grünen MOT auf dem  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergang bei 556 nm.

**Strahlführung** Abbildung 3.5 zeigt den Aufbau des Lasersystems. Nach mehreren Strahlabsplattungen zu einem Referenzresonator, zur Spektroskopiezelle und zum Wellenmessgerät stehen als Nutzleistung für die MOT etwa 10 mW zur Verfügung. Der MOT-Strahl kann durch einen AOM innerhalb von wenigen  $\mu\text{s}$  ein- und ausgeschaltet und zusätzlich durch einen mechanischen Strahlunterbrecher innerhalb von einigen ms vollständig geblockt werden. Der Strahl wird auf einen Durchmesser von ca. 5 mm aufgeweitet und dann dem blauen MOT-Strahl überlagert: Die Aufspaltung in die MOT-Teilstrahlen und die Führung zur Vakuumkammer erfolgen über eine gemeinsame Optik mit den Strahlen der blauen MOT. Alle eingesetzten Spiegel, Strahlteilerwürfel und Linsen sind dafür entsprechend breitbandig beschichtet; die Verzögerungsplatten sind dichromatisch für 399 nm und 556 nm ausgelegt.

**Frequenzstabilisierung** Die Frequenzstabilisierung des Systems erfolgt in zwei Stufen: Zunächst ist der Laser auf einen Referenzresonator stabilisiert, wofür ein Hänsch-Couillaud-Verfahren [180] in Transmission zur Anwendung kommt. Um Störungen durch Temperatur- und Druckschwankungen im Raum zu minimieren, ist der Resonator in ein luftdicht verschlossenes Gehäuse integriert. Die Zeitkonstante der Regelung beträgt 1 ms. In einer zweiten Stufe ist die Länge des Referenzresonators durch Spektroskopie an einem Ytterbiumatomstrahl (zur Spektroskopiezelle s. u.) stabilisiert.<sup>4</sup> Dazu detektiert ein orthogonal zum Laser- und Atomstrahl orientierter Photomultiplier die Fluoreszenz der Ytterbiumatome. Abbildung 3.6 (a) zeigt das Spektrum des  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergangs. Abgesehen von  $^{168}\text{Yb}$  und  $^{173}\text{Yb}$  können alle stabilen Isotope detektiert und zugeordnet werden. Die beobachtete

<sup>4</sup>In Vorarbeiten wurde zunächst der Referenzresonator auf einen Diodenlaser bei 780 nm stabilisiert, der von einem Diodenlaser des Rubidium-Lasersystem injiziert wurde, der seinerseits durch Spektroskopie in einer Rubidium-Dampfzelle frequenzstabilisiert war [175]. Nach dem Aufbau einer Ytterbiumspektroskopie bei 556 nm konnte dieses komplexe System durch das beschriebene und deutlich einfachere Verfahren ersetzt werden.



**Abbildung 3.6:** (a) Fluoreszenzspektrum des  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergangs bei 556 nm in Ytterbium. Relative Frequenzverschiebungen der Isotope aus [179]. Wellenlängenangaben gemäß der Anzeige des verwendeten Wellenlängenmessgeräts. Die Linien von  $^{171}\text{Yb}$  sind durch ein Magnetfeld in zwei Zeeman-Komponenten aufgespalten. Die Linien von  $^{173}\text{Yb}$  sind nur sichtbar und nicht eindeutig zuzuordnen. Da der Scanbereich des Farbstofflasers nur 1 GHz abdeckt, ist das Spektrum aus mehreren Einzelscans zusammengesetzt. Die Skalierung der Frequenzachse ist grob abgeschätzt und beruht nicht auf einer quantitativen Eichung. (b) Fluoreszenz und Regelsignal der Linie von  $^{174}\text{Yb}$  bei einem Detailscan.

Linienbreite ist aufgrund der endlichen Transversalgeschwindigkeit im Atomstrahl dopplerverbreitert und beträgt je nach Linie ca. 10...20 MHz (bei einer natürlichen Linienbreite von  $\gamma/2\pi = 181$  kHz). Mittels Lock-in-Technik wird anhand einer Frequenzmodulation (100 kHz) des Spektroskopiestrahls durch einen AOM ein dispersives Regelsignal erzeugt, das der Ansteuerung eines piezokontrollierten Resonatorspiegels dient. Diese Regelstufe hat eine deutlich langsamere Zeitkonstante von 10 ms. In Abbildung 3.6 (b) sind Fluoreszenz- und Regelsignal am Beispiel von  $^{174}\text{Yb}$  dargestellt. Die Breite des solchermaßen stabilisierten Farbstofflasers beträgt etwa 500 kHz und liegt damit deutlich über der Linienbreite des  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergangs von 181 kHz. Für den Betrieb der MOT auf diesem Übergang ist dies dennoch ausreichend, wengleich die Limitierung der erreichten Temperaturen von minimal etwa  $50 \mu\text{K}$  (siehe Abschnitt 5.3) vermutlich teilweise darauf zurückzuführen ist.

**Erzeugung der benötigten Frequenzen** Durch den in der Frequenz regelbaren AOM 1 im Spektroskopiestrahls (AOM-Nummern gemäß Abbildung 3.5) kann der Farbstofflaser auf 80...100 MHz oberhalb der Resonanz stabilisiert werden. Dies führt in Kombination mit AOM 3 im MOT-Ast bei einer festen Frequenz von  $-97$  MHz zu einer regelbaren effektiven Verstimmung des MOT-Strahls von einigen MHz unterhalb der Resonanz, wie in Tabelle 3.2 dargestellt ist. Experimentelle Beobachtungen deuten allerdings darauf hin, dass die tatsächliche Resonanz bei einer eingestellten Verstimmung von ca.  $-2$  MHz liegen muss. Die Ursache für die Abweichung zwischen rechnerischer und realer Verstimmung kann in einer nicht perfekt orthogonalen Orientierung des Spektroskopiestrahls zum Atomstrahl liegen. Bereits eine Winkelabweichung von  $0,5^\circ$  führt aufgrund der Geschwindigkeitskomponente des Atomstrahls längs des Spektroskopiestrahls zur einer Dopplerverschiebung der beobach-

MOT-Phase	Lockpunkt des Lasers bzgl. Resonanz	Frequenz AOM 3	Verstimmung des MOT-Strahls	
			rechnerisch	real
Ladephase	+89 MHz	-97 MHz	-8 MHz	-6 MHz $\hat{=}$ $-33 \gamma$
Kompressions- phase	+94 MHz	-97 MHz	-3 MHz	-1,5 MHz $\hat{=}$ $-8 \gamma$

**Tabelle 3.2:** Typische Frequenzen des MOT-Strahls bzgl. des  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergangs im Ytterbium-Lasersystem bei 556 nm in verschiedenen MOT-Phasen. Der Lockpunkt des Lasers ist durch AOM 1 bestimmt, wobei gilt (Lockpunkt bzgl. Resonanz) = -(Frequenz von AOM 1). AOM-Nummern gemäß Abbildung 3.3. Erläuterung der Abweichung zwischen rechnerischer und realer Verstimmung im Haupttext.

teten Linie von  $\approx 6$  MHz.<sup>5</sup> Durch die Breite des Lasers ist die Angabe der Verstimmung allgemein mit einer Unsicherheit von etwa  $\pm 0,5$  MHz  $\hat{=}$   $\pm 2,75 \gamma$  behaftet.

AOM 2 im Spektroskopiestrahl ist optional und wird benötigt, wenn die MOT mit fermionischen Isotopen betrieben werden soll. Im Gegensatz zu den bosonischen Isotopen spaltet in diesem Fall das Fluoreszenzsignal der Spektroskopie durch ein definiertes Magnetfeld im Zellenbereich in Zeeman-Komponenten auf, sodass bei der Resonanz selbst keine Linie mehr auftritt. Um dennoch auf die Resonanz stabilisieren zu können, wird der Spektroskopiestrahl mit Hilfe von AOM 2 so in der Frequenz verschoben, dass eine der beiden Zeeman-Linien genau auf die Position der Resonanz zu liegen kommt. Die einzustellende Frequenz für  $^{171}\text{Yb}$  bzw.  $^{173}\text{Yb}$  beträgt +80 bzw. +100 MHz, für die bosonischen Isotope  $^{170,172,174,176}\text{Yb}$  ist der AOM ausgeschaltet. Durch eine Blende kann bei aktiviertem AOM die nullte Ordnung unterdrückt werden.

### Spektroskopiezelle

Aufgrund des niedrigen Dampfdrucks kann die Spektroskopiezelle an Ytterbium nicht in einer einfachen Dampfzelle durchgeführt werden, sondern erfolgt an einem separaten Atomstrahl, der in einer kleinen Vakuumkammer erzeugt wird. Zentrales Stück ist hierbei ein vertikal orientiertes Vakuumrohrendstück als Ytterbiumreservoir, das mit Hilfe eines Heizdrahtes auf etwa 500 °C geheizt wird. Begrenzt durch Blenden wird so ein vertikal nach oben gerichteter Strahl von Ytterbiumatomen erzeugt. Darüber sind zwei Vakuumkreuze mit seitlichen Sichtfenstern angeordnet, durch die Spektroskopiestrahlen bei 399 nm im unteren Kreuz und bei 556 nm im oberen Kreuz orthogonal zum Atomstrahl eingeführt werden. Die Beobachtung der Fluoreszenz geschieht jeweils orthogonal zum Atomstrahl und zum entsprechenden Spektroskopiestrahl mit Hilfe von Photomultipliern.

Der Divergenzwinkel des Atomstrahls ist durch vor den Interaktionszonen mit dem blauen bzw. grünen Licht eingesetzte Blenden mit Durchmessern von  $(5 \text{ mm})_{399}$  bzw.  $(3 \text{ mm})_{556}$  und Abständen von  $(100 \text{ mm})_{399}$  bzw.  $(225 \text{ mm})_{556}$  zur Öffnungsblende des Reservoirs mit 5 mm Durchmesser gegeben und beträgt in den jeweiligen Interaktionszonen  $\Theta_{399} = 0,025$  bzw.  $\Theta_{556} = 0,007$ . Bei einer Zellentemperatur von 500 °C und damit einer mittleren Longitudinalgeschwindigkeit der Atome von [123]  $\bar{v}_{\text{long}} = 2\sqrt{k_{\text{B}}T/m_{\text{Yb}}} \approx 385 \text{ m/s}$  führt dies zu mittleren Transversalgeschwindigkeiten von  $\bar{v}_{399}^{\text{tr}} \approx 10 \text{ m/s}$  bzw.  $\bar{v}_{556}^{\text{tr}} \approx 3 \text{ m/s}$ , was Doppler-

<sup>5</sup>In der Spektroskopie bei 399 nm ist dieser Effekt aufgrund der sehr viel größeren Linienbreite unkritisch.

breiten der Fluoreszenzsignale von [181]  $\Delta\nu_{399} = 2\sqrt{\ln 2}k\bar{v}_{399}^{\text{tr}}/(2\pi) \approx 40$  MHz für blau bzw.  $\Delta\nu_{556} \approx 8$  MHz für grün erwarten lässt. Die tatsächlich beobachteten Linienbreiten liegen mit  $\Delta\nu_{399} \approx 50$  MHz bzw.  $\Delta\nu_{556} \approx 10 \dots 20$  MHz nur leicht über diesen Werten.

Um Kollisionen der Ytterbiumatome mit dem Hintergrundgas zu vermeiden (die mittlere freie Weglänge der Atome sollte größer sein als der Abstand zwischen dem Reservoir und der Interaktionszone mit dem Spektroskopiestrahl), muss der Druck in der Zelle unterhalb von  $5 \cdot 10^{-3}$  mbar liegen [126], was durch eine kleine 20 l-Ionengetterpumpe (Varian Vaclon Plus 20 Diode) gewährleistet wird. Der Druck in der Zelle beträgt bei Betrieb typischerweise  $10^{-9}$  mbar.

### 3.2.2 Rubidium

Für den Betrieb des Zeeman-Abbremsers und der MOT für Rubidium wird Laserlicht bei vier verschiedenen Frequenzen benötigt (vgl. auch Abschnitt A.2): MOT- und Slower-Laser auf dem  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang (mit unterschiedlichen Verstimmungen bzgl. der Resonanz) sowie für MOT und Slower jeweils ein Rückpumperlaser auf dem  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang (ebenfalls mit unterschiedlichen Verstimmungen). Dazu kommen noch ein mit dem  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang resonanter Abbildungslaser und zwei sogenannte Umpumplaser auf den Übergängen  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$  und  $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 1\rangle$ , die für die Präparation des Ensembles in einem bestimmten magnetischen Unterzustand in der Magnetfalle wichtig sind (vgl. Abschnitt 4.1). Alle Übergänge gehören zur D<sub>2</sub>-Linie von Rubidium und liegen bei einer Wellenlänge von 780 nm.

Das Rubidium-Lasersystem basiert auf vier Diodenlasern (Sharp GH0781JA2C, 784 nm, 120 mW): je ein in Littrow-Anordnung [177] gitterstabilisierter Rückpump- und Master-Laser sowie zwei Slave-Laser. Rückpump- und Master-Laser sind unabhängig voneinander mit Hilfe von dopplerfreier Sättigungsspektroskopie [181] in Rubidium-Dampfzellen frequenzstabilisiert. Daraus werden durch Frequenzverschiebungen mit akusto-optischen Modulatoren (AOM) alle benötigten Frequenzen erzeugt. Das Gesamtsystem inklusive des Spektroskopieverfahrens ist detailliert in [109] beschrieben und wird hier nicht näher erläutert. Da jedoch durch einen Umzug der Apparatur bedingt das System inzwischen in veränderter Anordnung aufgebaut ist und sich im Lauf der Zeit einige kleine Modifikationen ergeben haben, ist in Abbildung 3.7 ein aktualisierter Plan der Strahlführung dargestellt. Die Frequenzen der einzelnen Strahlen und ihre Erzeugung sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Die Rubidium-MOT wird mit sechs Einzelstrahlen mit einem Durchmesser von etwa 15 mm betrieben. Die Lichtleistungen betragen typischerweise ca. 3,5 mW in den axialen und ca. 9 mW in den radialen Strahlen. Der Slowerstrahl mit ca. 20 mW wird auf ca. 30 mm Durchmesser aufgeweitet und dann auf die Ofenöffnung fokussiert in die Kammer eingestrahlt. In allen Slower- und MOT-Strahlen sorgen  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten für die nötige zirkulare Polarisierung. Die zur Verfügung stehenden Lichtleistungen sind in Abbildung 3.7 angegeben. Analog zum Lasersystem für Ytterbium können alle Laserstrahlen durch mechanische Strahlunterbrecher über die Experimentsteuerung ein- und ausgeschaltet werden. Wo nötig, erlauben ansteuerbare AOMs ein schnelleres Schalten, eine Leistungs- oder eine Frequenzregelung (siehe Tabelle 3.3).

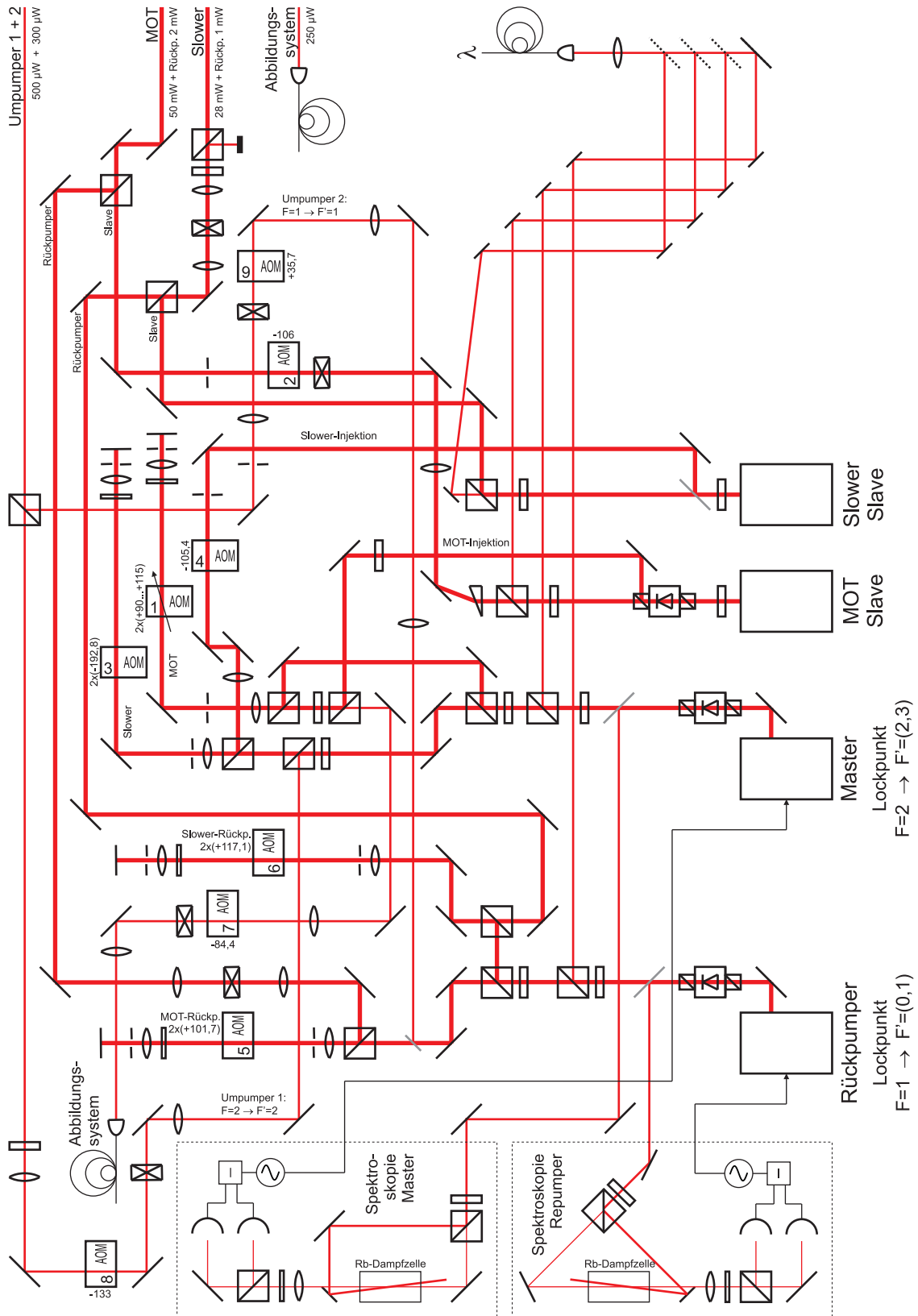


Abbildung 3.7: Diodenlasersystem für Rubidium.

Strahl	QL	Lockpunkt	AOM-Frequenzen [MHz]	Verstimmung	AOM- Fkt./Nr.
	Bezug			Bezug	
MOT	M	-133,5 MHz	$2 \cdot (+112, 1)_1 + (-106, 0)_2$ $= (+118, 2)$	$-15, 3 \text{ MHz} \hat{=} 2, 5\gamma$	S2,L2,F1
	$ F = 2\rangle \rightarrow  F' = 3\rangle$			$ F = 2\rangle \rightarrow  F' = 3\rangle$	
Slower	M	-133,5 MHz	$2 \cdot (-192, 8)_3 + (-105, 4)_4$ $= (-491)$	$-624, 5 \text{ MHz} \hat{=} 103\gamma$	
	$ F = 2\rangle \rightarrow  F' = 3\rangle$			$ F = 2\rangle \rightarrow  F' = 3\rangle$	
MOT- Rückpumper	R	-46 MHz	$2 \cdot (+101, 7)_5$ $= (+203, 4)$	+0,4 MHz	S5,L5
	$ F = 1\rangle \rightarrow  F' = 1\rangle$			$ F = 1\rangle \rightarrow  F' = 2\rangle$	
Slower- Rückpumper	R	-46 MHz	$2 \cdot (+117, 1)_6$ $= (+234, 2)$	+31,2 MHz	
	$ F = 1\rangle \rightarrow  F' = 1\rangle$			$ F = 1\rangle \rightarrow  F' = 2\rangle$	
Abbildungs- laser	M	-133,5 MHz	$2 \cdot (+107, 6)_1 + (-84, 8)_7$ $= (+130, 4)$	$-3, 1 \text{ MHz} \hat{=} -0, 5\gamma$	S7,F1
	$ F = 2\rangle \rightarrow  F' = 3\rangle$			$ F = 2\rangle \rightarrow  F' = 3\rangle$	
Umpumper 1	M	-133,5 MHz	$(-132, 4)_8$ $= (-133, 0)$	+1,1 MHz	S8
	$ F = 2\rangle \rightarrow  F' = 3\rangle$			$ F = 2\rangle \rightarrow  F' = 2\rangle$	
Umpumper 2	R	-46 MHz	$(+35, 7)_9$ $= (+35, 7)$	-9,7 MHz	S9
	$ F = 1\rangle \rightarrow  F' = 1\rangle$			$ F = 1\rangle \rightarrow  F' = 1\rangle$	

**Tabelle 3.3:** Strahlfrequenzen im Rubidium-Laserssystem. Die Abkürzungen bedeuten: QL=Quell-Laser bzw. Ausgangspunkt für die Frequenzerzeugung mit M=Master und R=Rückpumper; die AOM-Funktionen sind S=Strahl schaltbar, L=Strahlleistung regelbar und F=Strahlfrequenz regelbar. AOM-Nummern gemäß Abbildung 3.7. Die Indizes an den AOM-Frequenzen geben die Nummer des AOMs an. Bei der Berechnung der Verstimmung von MOT- und Abbildungsstrahl wurde für den in der Frequenz regelbaren AOM 1 jeweils die Frequenz zu Grunde gelegt, die im MOT-Betrieb bzw. bei der Aufnahme von Absorptionsbildern typischerweise eingestellt wird (im Steuerprogramm: Rb-Detuning auf  $-2,5\gamma$  (MOT) bzw  $-4,0\gamma$  (Absorptionsbilder)). Die endliche Verstimmung im Abbildungsstrahl resultiert aus dem Anlegen eines Quantisierungsfeldes während der Abbildung (siehe Abschnitt 3.5.3) von etwa  $6 \text{ A} \cdot 0,77 \text{ G/A} = 4,6 \text{ G}$ . Die Zeeman-Aufspaltung der Niveaus in diesem Feld führt bei  $\sigma^-$ -polarisiertem Abbildungslicht zu einer berechneten Frequenzverschiebung des Abbildungsüberganges von etwa  $-4,3 \text{ MHz} \hat{=} -0,7\gamma$ , womit die optimale experimentell ermittelte Verstimmung des Abbildungsstrahls in guter Übereinstimmung steht. Der Rückpumplaser ist durch die Wahl der benutzten Flanke 10 MHz unterhalb des crossover-Übergangs  $F = 1 \rightarrow F' = (0,1)$  gelockt. Die Leistungsregelung L2 für den MOT-Strahl ist vorbereitet, momentan jedoch nicht in Benutzung.

## 3.3 Magnetfeldspulen

### 3.3.1 Magnetfalle

Das Magnetfallenpotenzial wird durch eine Spulenanordnung in Kleeblatt-Konfiguration erzeugt, die in die Einstülpungen der axialen Kammerflansche eingepasst ist (vgl. Abschnitte 2.2.1 und 3.1). Die Symmetrieachse des Magnetfeldes ist entlang der  $z$ -Achse der Vakuumkammer ausgerichtet („axiale“ Richtung). Die Spulen sind intern wassergekühlt und werden mit kontinuierlich regelbaren Strömen bis max. 235 A betrieben, womit axiale Feldkrümmungen von max.  $B'' = 224 \text{ G/cm}^2$  und radiale Feldgradienten von max.  $B' = 138 \text{ G/cm}$  bei typischen Offsetfeldern von ca.  $B_0 = 0,5 \text{ G}$  erreicht werden. Bei diesen Parametern betragen die Fallenfrequenzen für Rubidiumatome im  $|F = 1, m_F = -1\rangle$ -Zustand radial 176 Hz und axial 13,5 Hz (zur Messung siehe Abschnitt 4.3). Die Ansteuerung erfolgt mit getrennten Netzteilen für die Kleeblattspulen und für die in Serie geschalteten Offset- und



Dipolspulen.<sup>6</sup> Mit einem dritten Netzteil kann ein zusätzlicher Strom durch die Dipolspulen geleitet werden, um den Magnetfeldoffset zu erhöhen bzw. den Fallenboden anzuheben und damit die Falle zu öffnen, was für den Umladeprozess der Atome von der MOT in die Magnetfalle von Bedeutung ist („Modenanpassung“). Das Ein- und Ausschalten der Spulen wird über Hochleistungstransistoren (IGBT, Eupec BSM300GA120DLC) gesteuert, die in spezielle Abklingschaltungen eingebaut sind. Dies gewährleistet ein Abfangen von Induktionsspitzen beim Abschaltvorgang bei Abschaltzeiten von maximal 1 ms. Weitere Details zur Magnetfalle siehe [109].

### 3.3.2 MOT

Das für die MOT benötigte dreidimensionale Gradientenfeld wird durch eine spezielle Beschaltung der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Spulenanordnung erzeugt, bei der nur die Dipol- und die Offsetspule auf einer Seite der Kammer gegensinnig vom selben Strom durchflossen werden. Diese einseitige Konfiguration erzeugt näherungsweise dasselbe Magnetfeld wie das üblicherweise verwendete Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Anordnung und besitzt technische Vorteile<sup>7</sup>. Die berechneten Gradienten im Mittelpunkt des MOT-Magnetfeldes betragen in Abhängigkeit des Spulenstroms  $(\partial B/\partial z)/I = 0,44 \text{ G/cm A}$  in axialer und  $(\partial B/\partial r)/I = 0,22 \text{ G/cm A}$  in radialer Richtung. So wie Dipol- und Offsetspulen für den Betrieb der Magnetfalle konzipiert wurden, weist das in dieser Konfiguration erzeugte MOT-Magnetfeld eine axiale Nullpunktverschiebung von 1,2 mm gegenüber der Zentrum der Magnetfalle auf, was sich jedoch leicht mit den im folgenden Abschnitt beschriebenen Kompensationsspulen ausgleichen lässt.

### 3.3.3 Kompensationsspulen

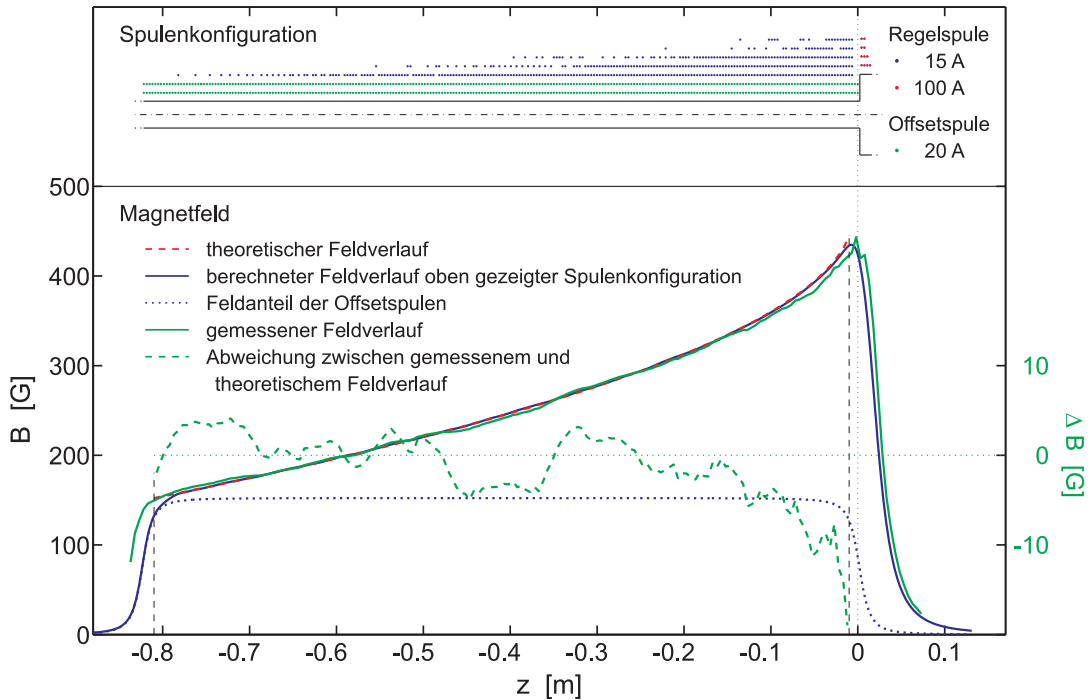
Zusätzlich zu den Fallenspulen sind sogenannte Kompensationsspulen um die Vakuumkammer gewickelt, mit denen sich in allen drei Raumachsen näherungsweise homogene Magnetfelder variabler Stärke anlegen lassen. Dies dient der Kompensation von Störmagnetfeldern (Betrieb der Ionengetterpumpen und Zeeman-Abbremsen, Magnete in Nachbarlabors usw.) und der Erzeugung von Quantisierungsfeldern zur Durchführung von Absorptionsabbildungen. Eine weitere wichtige Aufgabe ist die Beeinflussung und Feinabstimmung der magnetischen Fallenpotenziale selbst: so wird z. B. der Ausgleich der erwähnten Nullpunktverschiebung des MOT-Magnetfeldes sowie die in den Abschnitten 4.2 und 6.3 beschriebene Verschiebung des Magnetfallenpotenzialminimums mit Hilfe der Kompensationsspulen durchgeführt. Die Feldstärken betragen stromabhängig axial<sup>8</sup> jeweils ca.  $0,77 \text{ G/A}$  (max. 10 A), radial horizontal ca.  $1,60 \text{ G/A}$  (max. 16 A) und radial vertikal ca.  $0,77 \text{ G/A}$  (max. 16 A).

<sup>6</sup>Da der Magnetfeldoffset durch eine gegensinnige Orientierung von Offset- und Dipolspulen erzeugt wird, ist deren Serienschaltung vorteilhaft für die Stabilität der Magnetfalle gegenüber Stromschwankungen.

<sup>7</sup>Die Realisierung einer Anti-Helmholtz-Konfiguration würde entweder in der bestehenden Anordnung eine Stromrichtungsänderung in einer der Offsetspulen beim Umladen von der MOT in die Magnetfalle bedeuten (in der Magnetfallenbeschaltung wird das Offsetspulenpaar gleichsinnig von Strom durchflossen) oder den Einbau eines zusätzlichen Spulenpaares ausschließlich für die MOT erfordern.

<sup>8</sup>Axial sind zwei unabhängig voneinander ansteuerbare Spulen in gegensinniger Orientierung angebracht, um Kompensationsfelder in beiden Richtungen anlegen zu können





**Abbildung 3.8:** Spulenkonfiguration und Feldverlauf des neuen Rubidium-Abbremsers. Durch ein zusätzliches Offsetfeld von 150 G wurde gegenüber der früheren Version der Betrag der benötigten Laserverstimmung von -450 MHz auf -660 MHz erhöht.

### 3.3.4 Zeeman-Abbremsers

Die beiden Zeeman-Abbremsers in increasing-field-Geometrie sind das Verbindungsstück zwischen den Öfen und der Hauptkammer. Die zur Kammer hin gemäß (2.9) bis zu Maximalwerten von 290 G (Yb) bzw. 440 G (Rb) ansteigenden Magnetfelder werden durch 55 cm (Yb) bzw. 80 cm (Rb) lange Spulen um die Abbremsers-Rohre herum erzeugt, deren Windungsdichten zur Kammer hin in geeigneter Weise zunehmen. Die Spulen werden bereichsweise unterteilt mit 15 A, 20 A und 100 A betrieben und mit Hilfe von MOSFETs (15, 20 A) und Hochleistungstransistoren (IGBT, Eupec BSM300GA120DLC) (100 A) geschaltet. Analog der Kleeblattmagnetfalle sind die Spulen mit Abklingschaltungen versehen, deren Abschaltzeiten im Bereich weniger ms liegen. Die für den Betrieb nötigen Laserverstimmungen betragen (alle Angaben berechnete Werte) -570 MHz (Yb) bzw. -660 MHz (Rb), die maximal bremsbaren Geschwindigkeiten 229 m/s (Yb) bzw. 350 m/s (Rb), die Endgeschwindigkeiten 5 m/s (Yb) bzw. 20 m/s (Rb) und die Flüsse der von den MOTs fangbaren Atomen  $2 \cdot 10^8$  1/s (Yb; bei  $T_{\text{Ofen}} = 400^\circ\text{C}$ ) bzw.  $2 \cdot 10^{11}$  1/s (Rb; bei  $T_{\text{Ofen}} = 160^\circ\text{C}$ ). Weitere Details zu den Zeeman-Abbremsers siehe [126, 109].

Der Rubidium-Abbremsers wies in seiner ursprünglichen Ausführung [109] den Nachteil auf, dass die zum Abbremsen der Atome optimale Laserverstimmung von -450 MHz bezüglich des Übergangs  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{1/2}, F' = 3\rangle$  relativ nahresonant bezüglich des Übergangs  $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5^2P_{1/2}, F' = 1\rangle$  in ruhenden Atomen war, was die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems Abbremsers-MOT deutlich einschränkte. Aus diesem Grund

wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit nach dem Umzug der Apparatur ein neuer Rubidium-Abbremsler in das Experiment eingebaut, dessen Feld mit Hilfe einer zusätzlichen Spule, die ein homogenes Feld erzeugt, durch einen variablen Offset geregelt werden kann. Damit ist die nötige Laserverstimmung innerhalb gewisser Grenzen frei einstellbar. Sämtliche das Abbremsen der Atome betreffenden Kenndaten wie maximal bremsbare und Endgeschwindigkeit oder der Fluss von der MOT fangbarer Atome bleiben dabei unverändert zur früheren Version. Die neue Spulenkonfiguration und der veränderte Feldverlauf sind in Abbildung 3.8 dargestellt.

### 3.4 Optische Falle

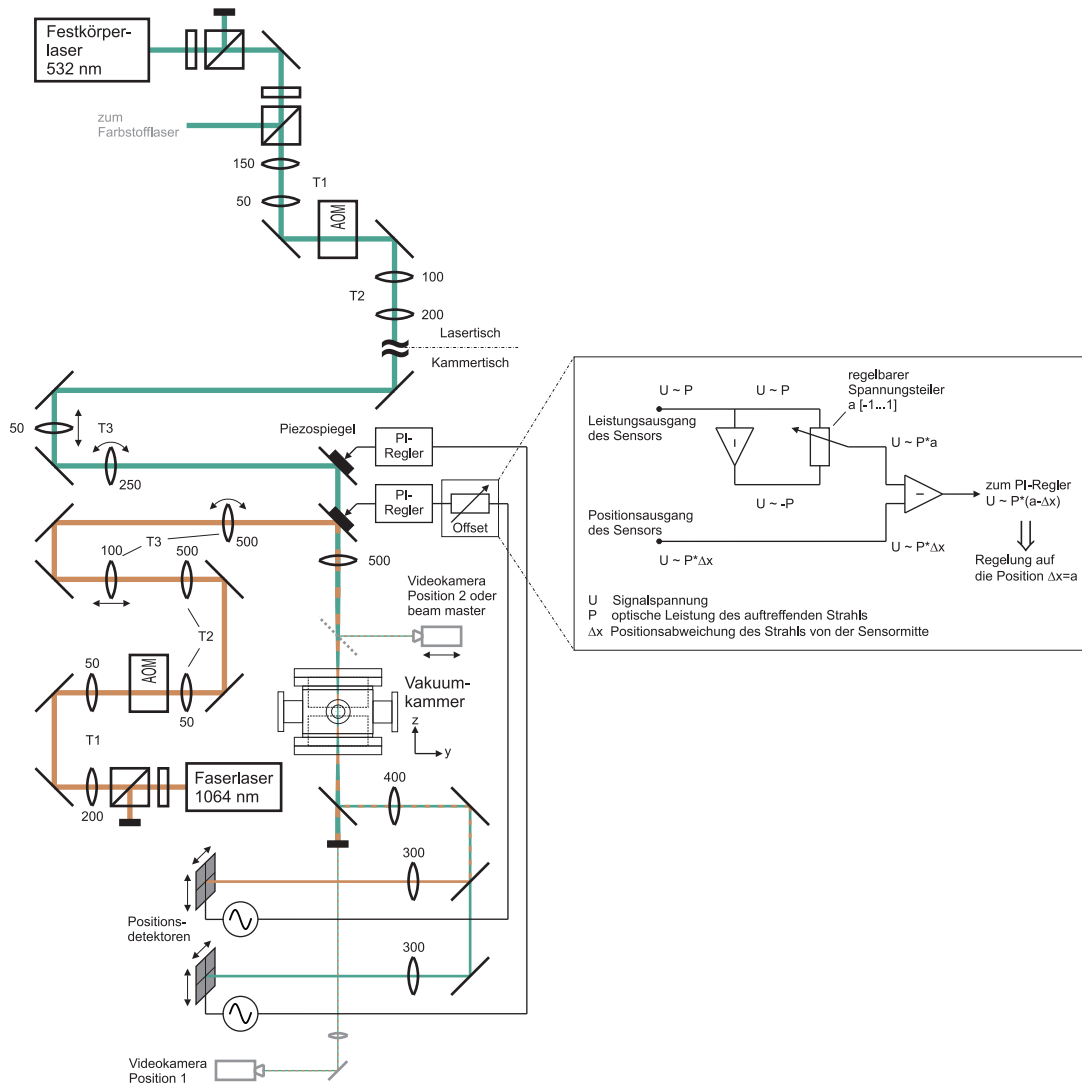
In diesem Abschnitt ist die Technik der bichromatischen optischen Dipolfalle (BIODT) beschrieben. Die Idee des bichromatischen Ansatzes sowie Berechnungen und Visualisierungen der resultierenden optischen Potenziale für Ytterbium und Rubidium sind in den Abschnitten 6.1 und 6.2 diskutiert.

#### 3.4.1 Aufbau

Die BIODT besteht aus zwei parallel überlagerten Einstrahlfallen bei 532 nm (532ODT) und 1064 nm (1064ODT). Der optische Aufbau ist in Abbildung 3.9 skizziert.

Als Quelle für das Laserlicht bei 532 nm dient ein Festkörperlaser (Coherent Verdi V10) mit 10W Ausgangsleistung. Ein variabler Anteil des Lichts wird abgespalten und zum Pumpen des Farbstofflasers verwendet (siehe Abschnitt 3.2.1). Durch einen zweiten regelbaren Abzweig (dieser Ast ist zukünftig für das Pumpen eines Titan:Saphir-Lasers vorgesehen) kann die 532ODT bei konstant bleibender Leistung betrieben werden. Das Laserlicht bei 1064 nm wird durch einen 20 W-Faserlaser (IPG PYL-20M-LP) erzeugt. Da der Laser erst bei hohen Ausgangsleistungen  $> 10$  W hinreichend leistungsstabil läuft, die 1064ODT aber mit max. etwa 1,6 W viel weniger Lichtleistung benötigt, wird der Laser bei typischerweise 12 W betrieben und ein Großteil des Lichts über einen polarisierenden Strahlteiler in einen Strahlblock geleitet.

Der optische Aufbau ist in beiden Lasersystemem analog: ein Teleskop T1 (Brennweiten siehe Abbildung 3.9) kollimiert die Strahlen verkleinert in AOMs (532ODT: Isomet I205C-1-869; 1064ODT: Crystal Technology 3110-125). Beide AOMs sind sowohl digital als auch analog ansteuerbar und dienen dem Ein- und Ausschalten sowie der kontinuierlichen Leistungsregelung der Fallenstrahlen. Die Schaltzeiten liegen bei ca.  $2 \mu\text{s}$ . Mit zwei weiteren Teleskopen T2 und T3 werden die Laserstrahlen auf Durchmesser von ca.  $(11 \text{ mm})_{532}$  bzw.  $(23 \text{ mm})_{1064}$  aufgeweitet, an einem (HT532/HR1064)-beschichteten Strahlteiler überlagert und durch einen Achromaten der Brennweite  $f = 500$  mm (Thorlabs LAC811-A) fokussiert in die Kammer eingestrahlt. Die Strahlradien  $w_L$  vor dem Achromaten ergeben sich aus der gewünschten Strahltaile (Waist) von  $w_0 = 15 \mu\text{m}$  unter der Annahme Gauß'scher Strahlen gemäß  $w_L = \lambda f / \pi w_0$  [182]. Der Achromat ist auf einen  $yz$ -Mikrometerschiebetisch montiert, was die manuelle Feinjustage der Fokusposition transversal horizontal ( $y$ ) und longitudinal ( $z$ ) ermöglicht. Zusätzlich kann auch jeweils die erste Linse im Teleskop T3 über die Montage auf einem Schiebetisch längs zum Strahl bewegt werden, um die axia-



**Abbildung 3.9:** Optischer Aufbau der BIODT mit den Lasersystemen bei 532 nm und 1064 nm. Details zur Positionsstabilisierung siehe Abschnitt 3.4.3.

len Fokuspositionen der zwei Fallen unabhängig voneinander zu justieren. Die zweite Linse im Teleskop T3 ist jeweils so gehaltert, dass sie um zwei Achsen, die untereinander und zum Laserstrahl orthogonal orientiert sind, gedreht werden kann. Dies ist zur Astigmatismuskorrektur notwendig. Der letzte Spiegel vor der Kammer ist in beiden Fällen ein Piezospiegel (Thorlabs KC1-T-PZ/M), was eine aktive Positionsstabilisierung der Fallenstrahlen und damit der transversalen Fokuspositionen ermöglicht (siehe Abschnitt 3.4.3).

Hinter der Kammer werden beide Strahlen aus Sicherheitsgründen in einen Strahlblock geführt. Der Block kann bei stark reduzierten Leistungen entfernt werden, um die Foki auf den Sensor einer Videokamera (siehe Abschnitt 3.5.2) abzubilden. Diese Beobachtungsmöglichkeit aus axialer Richtung erlaubt es, die transversalen Fokuspositionen zu bestimmen, was für die Grobjustage der beiden Fallenstrahlen relativ zueinander und für die Positionierung der grünen Ytterbium-MOT auf die BIODT-Position sowie für die Positionierung

der Rubidium-MOT neben die BIODT-Position (vgl. Abschnitt 6.3) nützlich ist. Vor dem Strahlblock werden an einer Glasplatte schwache Strahlanteile für das System zur Positionsstabilisierung abgezweigt, das in Abschnitt 3.4.3 beschrieben ist.

Zur Vermessung der Fokuseigenschaften können die Fallenstrahlen vor der Kammer über einen optionalen Spiegel auf einem Magnetfuß seitlich abgelenkt und mit einer Videokamera oder einem Gerät zur Strahlprofilanalyse detektiert werden. Die Geräte sind jeweils auf einen Mikrometerschiebetisch montiert, um definiert die Fokusebene an- bzw. durchfahren zu können.

### 3.4.2 Fallenparameter

#### Konzeption

Für die Realisierung der BIODT sind Strahltaillen der Einzelfallen von jeweils  $w_0 = 15 \mu\text{m}$  vorgesehen. Potenzialberechnungen zeigen das gewünschte Verschwinden des resultierenden optischen Potenzials für Rubidium bei einem Leistungsverhältnis der Einzelfallenstrahlen von  $P_{1064}/P_{532} = P^* = 0,3815$  (Details zur Idee des bichromatischen Ansatzes und zur Konzeption der BIODT siehe in den Abschnitten 6.1 und 6.2). Bei typischen zur Verfügung stehenden Leistungen im 532ODT-Strahl von ca.  $P_{532} = 3,4\text{W}$  werden für Ytterbiumatome die in Tabelle 3.4 aufgelisteten Fallenparameter erwartet.

#### Reale Falle

Experimentell haben sich Leistungswerte von  $P_{532} = 3,41\text{W}$  und  $P_{1064} = 0,99\text{W}$  (d. h.  $P^* \approx 0,29$ ) als optimal für die sympathetische Kühlung von Ytterbium mit Rubidium erwiesen (siehe Abschnitt 7.1). Die bei diesen Leistungen gemessenen realen Fallenparameter für Ytterbiumatome sind in Tabelle 3.5 zusammengestellt. Die Messungen hierzu sind in Abschnitt 5.4.2 beschrieben. Unter Berücksichtigung der gegenüber der Konzeption leicht veränderten Strahlleistungen stimmen alle Fallenparameter gut mit den erwarteten Werten überein.

Größe	532ODT	1064ODT	BIODT
Leistung $P$	3,40 W	$3,40\text{ W} \cdot 0,3815 = 1,30\text{ W}$	
Strahltaille $w_0$	$15 \mu\text{m}$	$15 \mu\text{m}$	
Fallenfrequenz $\nu_{\text{radial}}$	3334 Hz	1609 Hz	3702 Hz
Fallenfrequenz $\nu_{\text{axial}}$	26,6 Hz	25,7 Hz	37,0 Hz
Fallentiefe $U/k_{\text{B}}$	$-520 \mu\text{K}$	$-121 \mu\text{K}$	$-641 \mu\text{K}$
Heizraten $\dot{T}_{\text{Heiz}}$	$1,08 \mu\text{K/s}$	$0,01 \mu\text{K/s}$	$1,09 \mu\text{K/s}$

**Tabelle 3.4:** Laut Konzeption erwartete Parameter der optischen Fallen für Ytterbium. Zur Berechnung der Fallentiefe siehe Abschnitt 6.2.2. Berechnung der Fallenfrequenzen nach Gleichung (2.44). Berechnung der Heizraten nach Gleichung (2.57) mit den in Abschnitt 6.2.2 ermittelten relevanten Übergängen.

Größe	532ODT	1064ODT	BIODT
Leistung $P$	3,41 W	0,99 W	
Strahltaille $w_0^x \times w_0^y$ (A)	(14,8 × 12,1) $\mu\text{m}$	(13,8 × 14,5) $\mu\text{m}$	
Strahltaille $w_0^x \times w_0^y$ (B)	(17,8 × 14,6) $\mu\text{m}$	(14,9 × 14,9) $\mu\text{m}$	
Fallenfrequenz $\nu_{\text{radial}}$	(2950 ± 73) Hz	(1134 ± 105) Hz	(3160 ± 106) Hz
Fallenfrequenz $\nu_{\text{axial}}$	(19,7 ± 0,2) Hz	(21,4 ± 0,5) Hz	(29,0 ± 0,2) Hz
Fallentiefe $U/k_B$	(−540 ± 100) $\mu\text{K}$	(−100 ± 15) $\mu\text{K}$	(−640 ± 115) $\mu\text{K}$
Heizrate $\dot{T}_{\text{Heiz}}$			(0,92 ± 0,03) $\mu\text{K/s}$

**Tabelle 3.5:** Reale Parameter der optischen Fallen für Ytterbium. Strahlleistungen, Fallenfrequenzen und Heizrate aus direkten Messungen. Bestimmung der Strahltaille (A) mittels Strahlprofilanalysator (B) berechnet aus Leistung und Fallenfrequenz. Fallentiefe berechnet aus Leistung und Strahltaille. Details zu den Messungen und Berechnungen siehe Abschnitt 5.4.2.

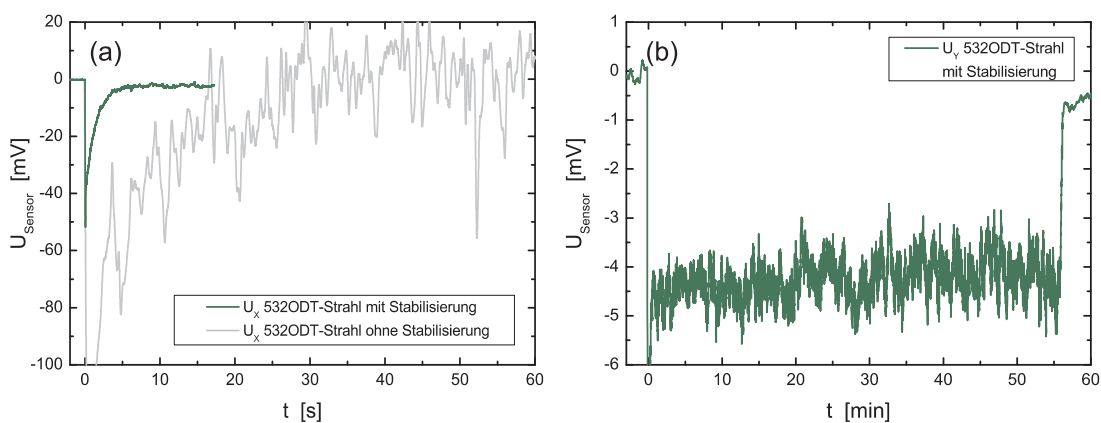
### 3.4.3 Positionsstabilisierung

Für den Betrieb der BIODT und der kombinierten Falle müssen die Foki der beiden Strahlen transversal mit einer relativen Genauigkeit von rechnerisch  $\pm 0,1 \mu\text{m}$  überlagert und auf dieser Position stabil gehalten werden (siehe die Potenzialberechnungen in Abschnitt 6.2.3). Eine Stabilität in dieser Größenordnung kann nur mit einer aktiven Positionsstabilisierung der Strahlen erreicht werden. Die Regelung muss dabei sowohl Schwankungen im Kurzzeitbereich von einigen Sekunden als auch langsame Drifts im Minutenbereich ausgleichen können: Einerseits kommt es beim Einschalten der Strahlen mit Hilfe der AOMs durch die mittels Radiofrequenz in die AOM-Kristalle eingebrachte Leistung zu thermischen Effekten, wodurch insbesondere der 523ODT-Strahl z. T. erst nach 30 s seine Gleichgewichtspositionen erreicht. Andererseits driftet eine einmal eingestellte gute Überlagerung der Foki innerhalb von 15...30 Minuten wieder auseinander (siehe Abschnitt 6.4), was durch allgemeine mechanische Instabilitäten im Aufbau der Apparatur oder durch Schwankungen der Raumtemperatur verursacht werden kann. Hierzu trägt insbesondere die Tatsache bei, dass die Laserquelle des 532ODT-Strahls aus Platzgründen auf einem anderen Tisch als die Experimentierkammer steht. Desweiteren muss die Positionsstabilisierung von einem der beiden Strahlen mit einem manuell regelbaren Offset bezüglich der Sollposition ausgestattet sein: Da die geforderte Überlagerungsgenauigkeit durch eine freie Spiegeljustage per Hand nicht erreichbar ist, muss einer der Strahlen auch im stabilisierten Zustand durch eine geeignete Ansteuerung verschiebbar sein, um eine kontrollierte Feineinstellung der relativen Fokuspositionen zu ermöglichen.

Der Aufbau des Stabilisierungssystems ist Abbildung 3.9 zum BIODT-Lasersystem zu entnehmen. Hinter der Vakuumkammer wird an einer Glasplatte ein schwacher Anteil der Fallenstrahlen abgezweigt und an einem dielektrischen Spiegel wellenlängenselektiv aufgespalten. Beide Strahlen werden dann einzeln auf positionssensitive Detektoren (Hamamatsu S5990-01) fokussiert, sodass die Fallenfoki in der Kammer jeweils auf die Sensoroberflächen abgebildet werden. Geeignete Abschwächer und Filter begrenzen die auf die Detektoren auftreffende Leistung auf rund 100...200  $\mu\text{W}$  (bei typischen Betriebsparametern der optischen Fallen) und stellen sicher, dass kein Detektor Licht der jeweils falschen Wellenlänge

registriert und es zu keinem Übersprechen zwischen den Systemen für die beiden Strahlen kommt. Die Detektoren geben in zwei Dimensionen ein dispersives Fehlersignal mit Nulldurchgang in der Sensormitte aus. Dieses Signal wird über PI-Regler auf die entsprechenden Achsen der Piezospiegel zurückgekoppelt, sodass die abgebildeten Foki auf die Sensormitte und damit die Fallenfoki auf eine feste transversale Raumposition stabilisiert sind. Die PI-Regler sind mit Tiefpässen im Bereich von wenigen Hz versehen, um Resonanzeffekte im mechanischen Aufbau der Spiegel zu vermeiden.

Da das Fehlersignal nicht nur von der Position des Strahls auf dem Sensor abhängt, sondern auch proportional zur auf den Sensor auftreffenden Lichtleistung ist, verändert sich im gegenwärtigen Aufbau die Empfindlichkeit der Regelung in Abhängigkeit von der Leistung der Fallenstrahlen (bei geringerer Leistung nimmt die Amplitude des dispersiven Fehlersignals ab, was die Steigung im Nulldurchgang verringert). Da im Rahmen dieser Arbeit im wesentlichen bei konstanten BIODT-Strahlleistungen gearbeitet wurde, stellte dies vorläufig kein Problem dar. Die Proportionalität des Sensorsignals zur Leistung der Strahlen erforderte weiterhin ein spezielles Design für den regelbaren Positionsoffset des 1064ODT-Strahls, mit dem dieser bei der Feinjustage der BIODT in stabilisiertem Zustand relativ zum 532ODT-Strahl positioniert werden kann. Die Schaltung ist in Abbildung 3.9 schematisch skizziert und vermeidet, dass die Stabilisierungsposition von der Strahlleistung abhängt, wie es bei einem simplen additiven Spannungsoffset auf das Sensorsignal der Fall wäre. Wichtig für die Genauigkeit der Regelung ist weiterhin die exakte Fokussierung der Strahlen auf die Sensoroberfläche. Dabei werden mit Hilfe einer  $50\ \mu\text{m}$ -Blende und eines dahinter platzierten Leistungsmessgeräts die fokussierenden Linsen zunächst relativ zur Blende positioniert und anschließend um den Abstand der Blendenebene zur Sensoroberfläche verschoben. Alle Abstandmessungen werden mit einem  $\mu\text{m}$ -Maßstab durchgeführt, womit eine Übereinstimmung der Fokusebene mit der Sensoroberfläche auf ca.  $\pm 50\ \mu\text{m}$  erreicht wird.



**Abbildung 3.10:** Ausgangssignale der positionssensitiven Detektoren der Strahlstabilisierung am Beispiel des 532ODT-Strahls. Alle dargestellten Kurven sind durch Mittelwertbildung über jeweils 100 benachbarte Datenpunkte geglättet. (a) Einschaltvorgang mit/ohne Regelung. (b) Langzeitstabilität bei eingeschalteter Regelung. Zu beachten ist auch das Niveau des Sensornullsignals bei ausgeschaltetem Strahl zu Beginn und am Ende der Messung.

Mit der beschriebenen Positionsstabilisierung erreichen die BIODT-Strahlen beim Einschalten nach max. 5 s ihre Zielposition (siehe Abbildung 3.10 (a) am Beispiel der vertikalen Achse des 532ODT-Strahls). Dies ist noch nicht optimal, kann aber bei den momentan gefahrenen Experimentsequenzen problemlos durch entsprechend frühzeitiges Einschalten der Strahlen abgefangen werden. Die Zeit könnte durch eine Vergrößerung des Regelbereiches weiter verkürzt werden, was allerdings zu Lasten der Genauigkeit ginge, sodass darauf vorläufig verzichtet wurde. Die erreichte Genauigkeit der Stabilisierung kann anhand der aufgezeichneten Sensorsignale abgeschätzt werden, die bei eingeschalteter Regelung über eine Laufzeit von einigen Stunden auf  $\pm 1$  mV stabil bleiben, wie Abbildung 3.10 (b) am Beispiel der horizontalen Achse des 532ODT-Strahls zeigt.<sup>9</sup> Bei einer Sensorfläche von  $4 \times 4$  mm, einem Maximalsignal von  $\pm 12,5$  V am Sensorrand und einem Abbildungsmaßstab der Fallenfoki auf die Sensorfläche von 4:3 entspricht dies einer Positionsstabilität der Fallenfoki von gut  $\pm 0,2 \mu\text{m}$ , was sehr nahe an die rechnerisch geforderte Genauigkeit heranreicht. Ohne Stabilisierung werden Schwankungen von rund  $\pm 20$  mV beobachtet, was ca.  $\pm 4 \mu\text{m}$  entspricht. Die Einstellung der Überlagerung der beiden BIODT-Strahlen mit dem Offset des 1064ODT-Strahls ist hingegen nur auf etwa  $\pm 7$  mV kritisch (siehe Abschnitt 6.4), was einer relativen Positionierungsgenauigkeit von rund  $\pm 1,5 \mu\text{m}$  entspricht. Die tatsächlich erforderliche Überlagerungsgenauigkeit ist damit geringer als erwartet.

## 3.5 Messtechnik

Die Detektion ultrakalter Atomensembles erfolgt mit rein optischen Methoden. Je nach Fallentyp und zu untersuchender physikalischer Größe werden dafür verschiedene Verfahren angewendet. Eine Übersicht ist in Abbildung 3.12 dargestellt.

### 3.5.1 Photodetektoren

Zur Detektion des Fluoreszenzlichts von in den MOTs gefangenen Atomen sind in horizontaler Richtung zwei Photodioden angebracht. Durch eine Linse und einen Strahlteiler wird die Atomwolke auf die zwei Sensoren abgebildet, von denen mittels Filtern und einer geeigneten dielektrischen Beschichtung des Strahlteilers ein Sensor wellenlängenselektiv nur für Licht von Rubidiumatomen und der andere Sensor nur für Licht von Ytterbiumatomen in der blauen MOT empfindlich ist.

Da die Leistung des von der MOT emittierten Fluoreszenzlichts  $P_{\text{tot}}$  proportional zur Zahl der in der MOT gefangenen Atome  $N$  ist, lässt sich durch eine Kalibration der Photodetektoren die Atomzahl bestimmen. Es gilt

$$P_{\text{tot}} = N \Gamma_{\text{sc}} h\nu \quad (3.1)$$

mit der Streurrate  $\Gamma_{\text{sc}}$  gemäß Gleichung (2.2). Die von der Photodiode detektierte Leistung ergibt sich aus

$$P_{\text{det}} = P_{\text{tot}} \frac{\Omega}{4\pi} \tau_{\text{Fenster}} \tau_{\text{Linse}} \tau_{\text{Filter}}, \quad (3.2)$$

<sup>9</sup>Bei Regelsignalen von wenigen mV muss auch eine entsprechende Stabilität der Sensornullsignale und der Versorgungsspannungen gewährleistet sein.



wobei die Transmittivitäten des Kammerfensters, der Abbildungslinse und des Farbfilters berücksichtigt werden müssen. Der Raumwinkel wird durch den Durchmesser der Abbildungslinse und ihren Abstand zur MOT bestimmt. Mit dem Zusammenhang zwischen Ausgangsspannung  $U$  der Photodioden und detektierter Lichtleistung von

$$P_{\text{det}}^{399\text{ nm}} [\mu\text{W}] = 0,0413 U_{\text{Yb}} [\text{V}] \quad (3.3a)$$

$$P_{\text{det}}^{780\text{ nm}} [\mu\text{W}] = 1,9903 U_{\text{Rb}} [\text{V}] \quad (3.3b)$$

führt dies bei den gegebenen Transmittivitäten, Raumwinkeln und typischen Streuraten in den MOTs auf

$$N_{\text{Yb}} \approx 2,0 \cdot 10^7 \cdot U_{\text{Yb}} [\text{V}] \quad (3.4a)$$

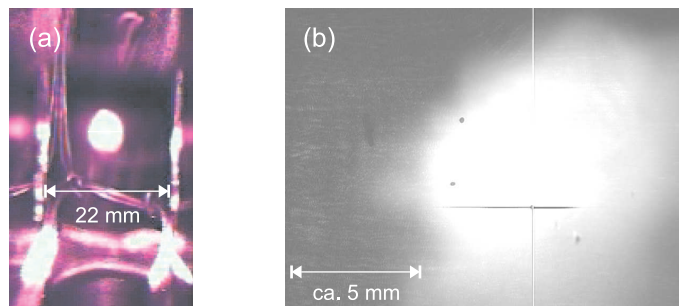
$$N_{\text{Rb}} \approx 1,5 \cdot 10^9 \cdot U_{\text{Rb}} [\text{V}]. \quad (3.4b)$$

Durch Aufzeichnung der Fluoreszenzsignale mit einem Oszilloskop kann zeitaufgelöst die MOT-Dynamik detektiert werden. Ein Beispiel sind die in Abbildung 6.6 auf Seite 108 gezeigten Lade- und Zerfallskurven der gemischten Ytterbium-Rubidium-MOT. Außerdem ist die Beobachtung der Fluoreszenzsignale ein unverzichtbares Hilfsmittel bei der Justage und Optimierung der blauen Ytterbium- und der Rubidium-MOT.

Das Fluoreszenzlicht von Ytterbiumatomen in der grünen MOT kann mit Hilfe eines Photomultipliers detektiert werden, der über einen optionalen Spiegel auf einem Magnetfuß den vertikalen Ast des Abbildungssystems nutzt (siehe Abbildung 3.12). Im Rahmen dieser Arbeit wurde die grüne MOT jedoch üblicherweise nicht kontinuierlich betrieben, sondern nach der Wiedereinfangmethode unter Beobachtung der Fluoreszenz auf dem blauen Übergang optimiert, wie in Abschnitt 5.3.3 beschrieben.

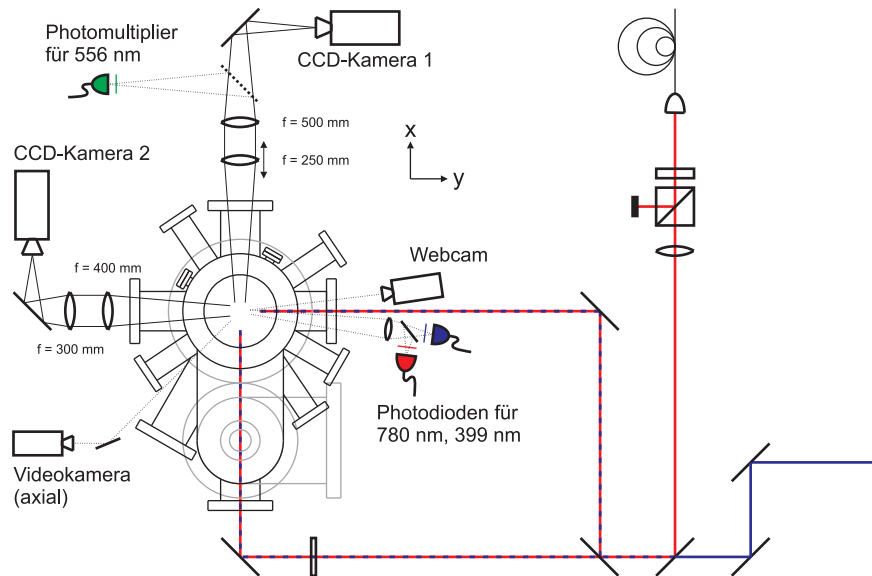
### 3.5.2 Beobachtungskameras

Als weiteres Hilfsmittel für die MOT-Justage sind zwei Beobachtungskameras installiert. Die Atomwolken können durch eine horizontal angeordnete Webcam und eine axial angebrachte CCD-Videokamera (Hitachi KP-M2) „live“ beobachtet werden (siehe Abbildung 3.11). Dies dient der Überwachung und Optimierung der Form und vor allem der



**Abbildung 3.11:** Beobachtung der Rubidium-MOT mit Webcam (links) und Videokamera (rechts).





**Abbildung 3.12:** Skizze des Detektionssystems mit Photodetektoren, Beobachtungskameras und dem Zwei-Achsen-Abbildungssystem.

Position der MOTs. Für das Ladeschema und die Justage der kombinierte Falle ist es extrem wichtig, die exakte Position der MOTs kontrollieren zu können (siehe Abschnitte 6.3 und 6.4). Mit der axialen Videokamera kann auch die transversale Position der beiden Foki von 532ODT und 1064ODT beobachtet werden (vgl. Abschnitt 3.4).

### 3.5.3 Abbildungssystem

Zur quantitativen Detektion der Dichte- und Impulsverteilung der Atomensembles dienen zwei CCD-Kameras. Kamera K1 (Finger Lakes Instrumentation MaxCam 7-E, Chip Kodak KAF 0401E,  $768(y) \times 512(z)$  Pixel, Pixelgröße  $9 \times 9 \mu\text{m}$ ) ist vertikal oberhalb der Kammer angebracht und Kamera K2 (Meade Deep Sky Imager Pro, Chip Sony ICX254AL, effektiv  $508(x) \times 244(z)$  Pixel, Pixelgröße  $9,6 \times 15 \mu\text{m}$ ) horizontal neben der Kammer, sodass die Atomwolken simultan aus zwei radialen Richtungen (jeweils orthogonal zur Symmetrieachse von Magnet- und optischer Falle) abgebildet werden können. Die beiden Abbildungssysteme sind analog aufgebaut: durch die Kombination aus einer Linse mit  $(f = 250 \text{ mm})_{K1}$  bzw.  $(f = 400 \text{ mm})_{K2}$  im Brennweitenabstand zum Fallenzentrum und einer zweiten Linse mit  $(f = 500 \text{ mm})_{K1}$  bzw.  $(f = 300 \text{ mm})_{K2}$  i Brennweitenabstand zur Kamera werden die Atome auf den Kamerachip abgebildet. Alle Linsen sind Achromaten und haben einem Durchmesser von 50 mm. Die erste Linse im vertikalen Ast ist auf einem Mikrometer-Verschiebetisch montiert, um bei Aufnahmen mit langer Flugzeit die Fokusebene nachfahren zu können. Die Abbildung eines geeichten Referenzmaßstabs bei Beleuchtung mit Licht bei 399 nm und 780 nm ergab für Kamera K1 eine praktisch wellenlängenunabhängige Vergrößerung von  $(2,052)_{K1}^{399}$  und  $(2,061)_{K1}^{780}$  und damit einen Abbildungsmaßstab von  $(4,39 \mu\text{m}/\text{Pixel})_{K1}^{399}$  und  $(4,37 \mu\text{m}/\text{Pixel})_{K1}^{780}$ . Da Kamera K2 aktuell nicht für quantitative Datenanalysen sondern lediglich zur Positionsbestimmung verwendet wird, wurde die Vergrößerung hier bisher nicht

wellenlängenselektiv vermessen. Theoretisch beträgt die Vergrößerung  $(0,75)_{K2}$  und der Abbildungsmaßstab  $(7,2 \mu\text{m}/\text{Pixel})_{K2}$  in der  $x$ - und  $(11,25 \mu\text{m}/\text{Pixel})_{K2}$  in der  $z$ -Achse. Eine erste Abschätzung anhand von Fallexperimenten ergab eine tatsächliche Vergrößerung von  $(0,77)_{K2}$  und Abbildungsmaßstäbe von  $(7,38 \mu\text{m}/\text{Pixel})_{K2}$  ( $x$ -Achse) bzw.  $(11,53 \mu\text{m}/\text{Pixel})_{K2}$  ( $z$ -Achse). Zur Ansteuerung der Kameras siehe Abschnitt 3.5.5.

Mit diesem System können verschiedene Abbildungsverfahren benutzt werden, die im folgenden erläutert werden.

### Fluoreszenzabbildung

Diese Technik basiert auf der Abbildung der Atomwolke durch Licht, das von den Atomen gestreut wird. Dafür wird das Ensemble mit einem nahresonanten Laserstrahl beleuchtet (bei Aufnahme einer MOT intrinsisch durch die MOT-Strahlen gegeben). Allgemein werden Fluoreszenzabbildungen bei großen und heißen Wolken niedriger optischer Dichte verwendet und erlauben durch eine Kalibration des Systems (Kameraempfindlichkeit, Belichtungszeit, geometrische Faktoren, Kenntnis der Streurrate der Atome) quantitative Auswertungen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden Fluoreszenzabbildungen lediglich qualitativ als Justierhilfe zur Positionsbestimmung und Formoptimierung der grünen MOT durchgeführt.

### Absorptionsabbildung

Bei der Absorptionsabbildung wird komplementär zur Fluoreszenzabbildung das von den Atomen transmittierte Licht eines resonanten Abbildungsstrahls detektiert. Anhand dieses „Schattenbilds“ der Wolke werden alle relevanten physikalischen Größen des Ensembles bestimmt (siehe Abschnitt 3.5.4). Diese Technik ist vor allem für den Bereich tiefer Temperaturen und höherer optischer Dichten geeignet.

Abbildung 3.12 zeigt die Strahlführung der beiden Abbildungsstrahlen bei 399 nm und 780 nm für Absorptionenaufnahmen von Ytterbium und Rubidium. Aus Gründen der Stabilität und der Modenqualität wird der 780 nm-Strahl mit einer Faser zur Kammer geführt. Ein polarisierender Strahlteilerwürfel dient der Leistungsregelung und der Einstellung einer rein linearen Polarisation definierter Richtung, woraus eine  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte die benötigte zirkulare Polarisation erzeugt. Der 399 nm-Strahl wird direkt zur Kammer geführt und dem 780 nm-Strahl überlagert. Durch Teleskope werden die Strahlen so aufgeweitet, dass sie am Ort der Atome einen Durchmesser von etwa 2...3 mm aufweisen, damit die gefangenen Atome komplett ausgeleuchtet werden. An einem nicht polarisierenden Strahlteiler werden die Strahlen aufgeteilt, um die Atomwolken simultan aus zwei orthogonalen Achsen abbilden zu können. Dies ist wichtig zur Positionsbestimmung von Magnet- und optischer Falle bei der Justage der kombinierten Falle (siehe Abschnitt 6.3). Aktuell werden durch entsprechendes Schalten der beiden Abbildungsstrahlen entweder Ytterbium- oder Rubidiumatome entlang zweier Achsen abgebildet. Der Aufbau des Systems erlaubt prinzipiell auch das simultane Abbilden der beiden Spezies entlang jeweils einer Achse, was für die Detektion zweikomponentiger Ensembles in der kombinierte Falle vorteilhaft wäre. Hierzu müssten geeignete Farbfilter in die zwei Äste eingebaut und für quantitative Auswertungen die exakte Vergrößerung von Kamera 2 bestimmt werden.

Absorptionsabbildungen werden typischerweise nach dem Abschalten der Fallenpotenziale und einer Zeit freier Expansion durchgeführt (sogenannte *Flugzeitaufnahmen*) und sind daher zerstörerisch. Die Expansionsphase ist Bestandteil der Methode zur Temperaturmessung (siehe den folgenden Abschnitt) und dient gleichzeitig als Zeitpuffer, damit zum Zeitpunkt der Aufnahme die Fallenpotenziale (speziell Magnetfelder) vollständig abgeklungen sind. Desweiteren kann die Expansion aus technischen Gründen nötig werden, wenn bei hohen Fallenfrequenzen und niedrigen Temperaturen die Auflösung der Atomwolke *in der Falle* problematisch wird: So beträgt z. B. im vorliegenden Experiment der radiale  $1/e^2$ -Durchmesser der Ytterbiumwolke bei  $20 \mu\text{K}$  in der BIODT nur  $4\sigma_r = 6 \mu\text{m}$ , was bei einem Abbildungsmaßstab der Kamera 1 von  $4,4 \mu\text{m}/\text{Pixel}$  (s. o.) nur schwer zu detektieren ist.

Für die Abbildung von Rubidium wird mit Hilfe der Kompensationsspulen (Abschnitt 3.3.3) ein definiertes homogenes Quantisierungsfeld entlang der Richtung des zirkular polarisierten Abbildungsstrahls von Kamera 1 angelegt, mit der quantitative Auswertungen vorgenommen werden, und außerdem wird zeitlich zum Abbildungs- auch der Rückpumplaser eingestrahlt. Rubidiumatome im  $|F = 1, m_F = -1\rangle$ -Zustand müssen bereits vor der Abbildung mit dem Rückpumplaser in den  $|F = 2\rangle$ -Zustand gepumpt werden, um resonant mit dem Abbildungslaser auf dem  $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ -Übergang zu werden. Die Pulsdauer des Absorptionsstrahls beträgt typischerweise  $100 \mu\text{s}$  bei Leistungen von  $(50 \mu\text{W})_{\text{Rb}}$  bzw.  $(100 \mu\text{W})_{\text{Yb}}$ .

### 3.5.4 Datenanalyse

Aus Absorptionsbildern können alle relevanten physikalischen Eigenschaften des Ensembles extrahiert werden: Atomzahl, Größe, Dichte und indirekt Temperatur.

**Atomzahl** Nach dem Lambert-Beer'schen Absorptionsgesetz lautet die Intensitätsverteilung des Absorptionsstrahls nach dem Durchgang durch eine Atomwolke entlang z. B. der  $x$ -Achse

$$I_{\text{trans}}(y, z) = I_0(y, z) \cdot e^{-OD(y, z)}. \quad (3.5)$$

Dabei ist  $I_0(y, z)$  ist ursprüngliche Intensitätsverteilung und  $OD(y, z)$  die optische Dichte der Wolke, die durch die über die Abbildungsachse integrierte Dichteverteilung  $\tilde{n}$  der Atome gegeben ist:

$$OD(y, z) = \sigma_\lambda \int n(x, y, z) dx = \sigma_\lambda \tilde{n}(y, z). \quad (3.6)$$

Es ist  $\sigma_\lambda = \sigma_\lambda^0 / (1 + 4\delta^2/\gamma^2)$  mit dem resonanten Absorptionsquerschnitt  $\sigma_\lambda^0 = 3\lambda^2/2\pi$ . Die optische Dichte und damit die Dichteverteilung der Atome kann bestimmt werden, indem die Intensitätsverteilung des Abbildungslaser vor und nach dem Durchgang durch die Wolke gemessen wird. Technisch werden dazu drei Aufnahmen gemacht, um Störungen z. B. durch Hintergrundlicht oder die Dunkelzählrate der Kamera zu eliminieren: ein Bild des Abbildungsstrahls nach dem Durchgang durch die Wolke mit der Intensitätsverteilung  $I_1(y, z)$ , ein Bild des Strahls allein ohne Atome mit der Verteilungsfunktion  $I_2(y, z)$  und ein Bild

der Hintergrundintensität  $I_3(y, z)$  ohne Abbildungslaser. Mit

$$I_1(y, z) = I_0(y, z)e^{-OD(y, z)} + I_3(y, z) \quad (3.7)$$

$$I_2(y, z) = I_0(y, z) + I_3(y, z) \quad (3.8)$$

folgt für die Dichteverteilung

$$\tilde{n}(y, z) = \frac{1}{\sigma_\lambda} OD(y, z) = -\frac{1}{\sigma_\lambda} \ln \frac{I_1(y, z) - I_3(y, z)}{I_2(y, z) - I_3(y, z)}, \quad (3.9)$$

woraus sich durch Integration bzw. Summation über alle Pixel die Atomzahl der Wolke zu

$$N = \frac{A}{\sigma_\lambda} \sum_{\text{Pixel}} \ln \frac{I_1(y, z) - I_3(y, z)}{I_2(y, z) - I_3(y, z)} \quad (3.10)$$

ergibt. Die Atomzahlbestimmung hängt damit nur von der Vergrößerung des Abbildungssystems ( $A$  ist die Fläche in der Wolke, die einem Kamerapixel entspricht) und der Verstärkung des Abbildungslasers (über  $\sigma_\lambda$ ) ab, nicht jedoch von der Sensorempfindlichkeit, der Transmission der Abbildungslinsen oder dem Raumwinkelanteil der ersten Abbildungslinse.

**Größe und Dichte** Bei einer gaußförmigen Dichteverteilung  $n$  der Atome in der Falle gemäß (2.21) und (2.45) ist auch die in den Absorptionsbildern enthaltene integrierte Dichteverteilung  $\tilde{n}$  gaußförmig:

$$\tilde{n}(y, z) = \int n(x, y, z) dx = n_0 \sqrt{2\pi} \sigma_x \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right). \quad (3.11)$$

Durch Fitten einer 2D-Gaußfunktion an diese Daten erhält man somit die Größe  $\sigma_{y,z}$ , die maximale Dichte  $n_0$  und die  $y$ - $z$ -Position der Atomwolke. Aufgrund der Rotationssymmetrie der Falle ist  $\sigma_x = \sigma_y$ , womit die volle 3D-Dichteverteilung des Ensembles rekonstruiert ist. Anhand dieser Werte lässt sich die Atomzahl in harmonischen Fallen alternativ zu (3.10) auch aus

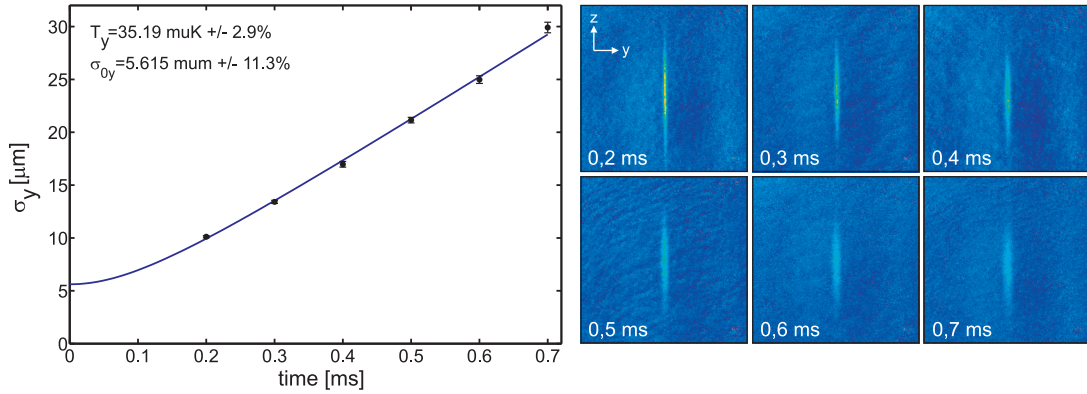
$$N = \int n dV = (2\pi)^{3/2} n_0 \sigma_x \sigma_y \sigma_z \quad (3.12)$$

bestimmen. Experimentell stimmen beide Methoden im Rahmen von etwa 10% Abweichung überein, d. h. die Annahme einer Gaußverteilung, die in (3.12) eingeht, ist hinreichend gut erfüllt. Umgekehrt kann bei bekannter Atomzahl die maximale Dichte statt aus dem Fit gemäß

$$n_0 = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \quad (3.13)$$

ermittelt werden.

Es sei angemerkt, dass bei Flugzeitaufnahmen die Größen  $\sigma_i$  die Ausdehnung der expandierenden Atomwolke zum Aufnahmezeitpunkt und nicht die Ausdehnung der Wolke in der Falle darstellen. Die für die Berechnung der Dichte nach Gleichung (3.13) relevante initiale Ausdehnung kann entweder aus einem Fit an die Daten einer Flugzeitserie bestimmt werden (s. u.) oder genauer laut  $\sigma_i = 1/\omega_i \sqrt{k_B T/m}$  aus den Fallenfrequenzen und der Temperatur berechnet werden.



**Abbildung 3.13:** Bestimmung der Temperatur mit einer Serie von Flugzeitaufnahmen am Beispiel von  $^{174}\text{Yb}$  in der BIODT. Das Diagramm zeigt die radiale Breite  $\sigma_y$  der Atomwolke als Funktion der Flugzeit sowie den Fit von Gleichung (3.14) an die Daten. Rechts die zugehörigen Absorptionsaufnahmen der Wolke zu den verschiedenen Flugzeiten. Die Kantenlänge der Bildausschnitte beträgt jeweils 1,5 mm.

**Temperatur** Zur Messung der Temperatur muss die Impulsverteilung der Atome bestimmt werden. Dazu werden sogenannte Flugzeitaufnahmen durchgeführt, bei denen die Atomwolke nach Abschalten der Fallenpotenziale eine definierte Zeit  $t$  frei expandiert, bevor ein Absorptionsbild genommen wird. Die Größe der Wolke in Abhängigkeit von der Flugzeit ist durch [183]

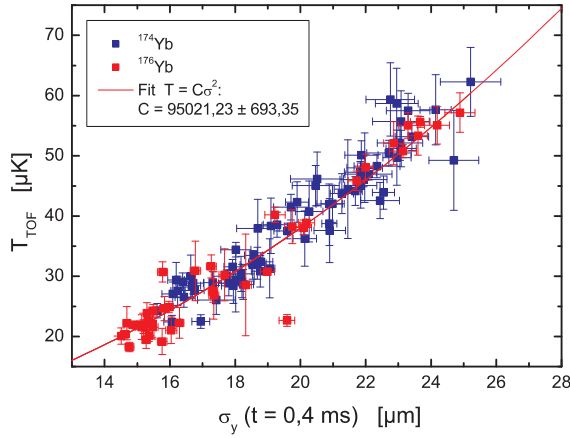
$$\sigma_i(t) = \sqrt{\sigma_i(0)^2 + \frac{k_B T}{m} t^2} = \sqrt{\frac{k_B T}{m \omega_i^2} + \frac{k_B T}{m} t^2}, \quad i = x, y, z \quad (3.14)$$

gegeben, wobei  $\sigma_i(0)$  die initiale Ausdehnung ist. Für lange Flugzeiten wird die gemessene Dichteverteilung unabhängig von der initialen Dichteverteilung und stellt ein Maß für die initiale Impulsverteilung dar. Ein Fit dieser Funktion an die mit Hilfe einer Serie von Absorptionsbildern zu unterschiedlichen Flugzeiten gemessene Entwicklung der Wolkengröße liefert die Temperatur und die initiale Ausdehnung des Ensembles. Dies ist in Abbildung 3.13 anhand einer Serie von Flugzeitaufnahmen von  $^{174}\text{Yb}$  in der BIODT dargestellt. Für einen guten Fit reichen in der Regel fünf Aufnahmen aus. Die Länge der Flugzeit richtet sich nach der erwarteten Temperatur und der Atomzahl in der Falle, die die Qualität der Aufnahmen beeinflusst. Typische Werte für in dieser Arbeit verwendete Flugzeiten sind für Ytterbium in der grünen MOT [2; 3; 4; 5; 6] ms, für Ytterbium in den optischen Fallen [0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6] ms und für Rubidium in der Magnetfalle [3; 4; 5; 6; 7] ms.

Die Temperatur kann bei Kenntnis der Fallenfrequenzen auch aus Einzelbildern nach bekannter Flugzeit ermittelt werden. Aus (3.14) folgt

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{\sigma_i(t)^2}{1/\omega_i^2 + t^2} = C(\omega_i, t) \cdot \sigma_i(t)^2. \quad (3.15)$$

Zu Beachten ist dabei eine hinreichend lange Flugzeit  $t \gg 1/\omega_i$ , sodass sich die Wolke im Regime linearer Expansion befindet; erst dann stimmt die Einzelbildtemperatur mit der aus Flugzeitserien gut überein. Bei den hier vorliegenden Fallenfrequenzen (siehe



Yb in der BIODT bei $\nu_r = 3160$ Hz	
$t$ ( $t_{\text{eff}}$ ) [ms]	$C$ [K/m <sup>2</sup> ]
0,2 (0,274)	$271233 \pm 2643$
0,3 (0,371)	$149954 \pm 1005$
0,4 (0,468)	$95021 \pm 693$
Rb in der MT bei $\nu_r = 176$ Hz	
$t$ ( $t_{\text{eff}}$ ) [ms]	$C$ [K/m <sup>2</sup> ]
3 (3,254)	$916,35 \pm 12,62$
6 (6,187)	$267,57 \pm 2,61$
8 (8,219)	$153,04 \pm 0,37$

**Abbildung 3.14:** Im Diagramm ist die aus Flugzeitserien bestimmte Temperatur von  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  in der BIODT über der radialen Größe der Atomwolke nach einer Flugzeit von 0,4 ms aufgetragen. Der Fit liefert den Parameter  $C$  zur Bestimmung der Temperatur aus Einzelbildern gemäß  $T = C \cdot \sigma_y^2$ . Die Tabelle zeigt analog ermittelte Werte von  $C$  für verschiedene Flugzeiten aus unterschiedlichen Fallen. Die in Klammern genannte effektive Flugzeit  $t_{\text{eff}}$  wurde wie im Haupttext beschrieben anhand der Werte von  $C$  und der gemessenen Fallenfrequenzen bestimmt. Die Belichtungszeit beträgt  $100 \mu\text{s}$  für Ytterbium und  $200 \mu\text{s}$  für Rubidium. Die Werte für  $C$  gelten nur für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Fallen mit den in den Abschnitten 4.3 und 5.4.2 genannten Fallenparametern.

Abschnitte 4.3 und 5.4.2) ist  $1/\omega_r^{\text{BIODT}} \approx 50 \mu\text{s}$ ,  $1/\omega_z^{\text{BIODT}} \approx 5,5 \text{ ms}$ ,  $1/\omega_r^{\text{MT}} \approx 0,9 \text{ ms}$  und  $1/\omega_z^{\text{MT}} \approx 12 \text{ ms}$ . Die Einzelbildmethode gilt i. allg. als weniger präzise, kann aber aufgrund der kürzeren Messzeit experimentell vorteilhaft sein.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine alternative Einzelbildmethode implementiert, die nicht auf Kenntnis der Fallenfrequenzen basiert, sondern auf der experimentellen Bestimmung des Parameters  $C$  in (3.15) anhand von zahlreichen Temperaturmessungen mit Flugzeitserien. Abbildung 3.14 zeigt exemplarisch die aus Flugzeitserien bestimmte Temperatur von  $^{176}\text{Yb}$  und  $^{174}\text{Yb}$  in der BIODT (der Massenunterschied der Isotope kann vernachlässigt werden) aufgetragen über der radialen Wolkenbreite  $\sigma_y$  nach einer Flugzeit von 0,4 ms, die aus dem entsprechenden Einzelbild der Serien bestimmt wurde. Der Fit einer Parabel an die Daten ergibt den gesuchten Parameter  $C$ . Da  $C$  von der Flugzeit und Fallenparametern abhängt, wurde diese Kalibration für mehrere experimentell relevante Fälle durchgeführt. Die Ergebnisse sind in der Tabelle in Abbildung 3.14 zusammengefasst. Damit kann für die angegebenen Fallen anhand von Einzelbildern nach den aufgelisteten Flugzeiten die Temperatur gemäß  $T = C(\text{Falle}, t) \cdot \sigma_y^2$  direkt aus der Wolkenbreite bestimmt werden. Es sei noch einmal betont, dass aufgrund der Abhängigkeit des Parameters  $C$  von den Fallenfrequenzen die angegebenen Werte nur für die im Rahmen dieser Arbeit normalerweise verwendeten Fallen gelten. Dies ist die Magnetfalle bei maximalen Spulenströmen und die BIODT bei den in Tabelle 3.5 genannten Parametern.



Letztendlich basiert diese Methode ebenfalls auf den Fallenfrequenzen bzw. stellt eine indirekte Messung dieser dar. Die aus Gleichung (3.15) folgend gemäß

$$\omega_i = \sqrt{\frac{1}{m/k_B C(\omega_i, t) - t^2}} \quad (3.16)$$

berechneten Fallenfrequenzen unterscheiden sich allerdings um mehr als einen Faktor drei von den gemessenen Werten (siehe Tabellen 4.2 und 5.1). Dies liegt am empfindlichen Einfluss der Flugzeit, deren effektiver Wert für die Atome von dem im Steuerprogramm eingestellten abweicht. Hier spielen in erster Linie die „lange“ Belichtungsdauer des Abbildungslasers von 100  $\mu\text{s}$  für Ytterbium bzw. 200  $\mu\text{s}$  für Rubidium und Abschaltzeiten der AOMs bzw. Magnetspulen eine Rolle. Umgekehrt kann aus Gleichung (3.16) diese effektive Flugzeit ermittelt werden, in dem unter Verwendung der bestimmten Werte von  $C$  durch Variation der Zeit versucht wird, die gemessenen Fallenfrequenzen zu reproduzieren. Dies führt auf die in der Tabelle in Abbildung 3.14 in Klammern genannten effektiven Flugzeiten.

Mit diesen Daten kann unter der Annahme, dass die effektiven Flugzeiten unabhängig von den Fallenfrequenzen sind, für eine gegebene Flugzeit der Parameter  $C$  von Fallen anderer Frequenzen (z. B. eine auf niedrigere Leistungen heruntergerampfte BIODT) gemäß  $C(\omega_i, t) = (m/k_B)/(1/\omega_i^2 + t_{\text{eff}}^2)$  abgeschätzt werden, sofern deren Frequenzen bekannt sind.

**Datenverarbeitung** Die Auswertung der von den CCD-Kameras genommenen Bildern der Atomwolken nach den in diesem Abschnitt erläuterten Methoden geschieht mit Hilfe einer Evaluationssoftware [184] in Matlab, die in unserer Arbeitsgruppe weiterentwickelt und angepasst worden ist.

### 3.5.5 Experimentsteuerung

Die Kontrolle der Experiments erfolgt computerbasiert mit einem Standard-PC. Mit Hilfe einer digitalen 32-Kanal I/O-Karte (National Instruments PCI-DIO-32HS) und zwei analogen 8-Kanal Output-Karten (National Instruments PCI-6713) sowie der in Abbildung 3.15 gezeigten LabView-Benutzeroberfläche [185] können experimentelle Parameter je nach Typ des zugeordneten Bauteils diskret oder kontinuierlich angesteuert werden (z. B. Kameras auslösen, Laserstrahlen und Magnetfelder schalten oder Spulenströme, Laserfrequenzen und Strahlintensitäten einstellen). Die Software erlaubt sowohl das manuelle Schalten der Kanäle als auch die Programmierung von Steuersequenzen mit einer Zeitauflösung von 100  $\mu\text{s}$ .

Zwei weitere PCs dienen der Ansteuerung der zwei CCD-Kameras sowie der Anzeige und dem Abspeichern der Bilder. Über eine graphische LabView-Benutzeroberfläche können alle relevanten Kameraparameter wie z. B. Abbildungstyp, Blendenöffnungszeit, Zoomfunktionen, Farbskaleneinstellungen und Speicheroptionen kontrolliert werden (siehe Abbildung 3.16). Das Kameraprogramm berechnet direkt das resultierende Fluoreszenz- bzw. Absorptionsbild aus den Einzelaufnahmen. Als direkte Analysefunktionen stehen die graphische Anzeige von Pixelwerten entlang frei wählbarer Schnittachsen oder als Zeilen- und Spaltenmittelwerte sowie die Anzeige der Gesamtpixelsumme zur Verfügung.

Auf einem vierten PC ist das Matlab-Auswerteprogramm installiert, mit dem simultane Datenanalysen während des Experimentierens durchgeführt werden können.

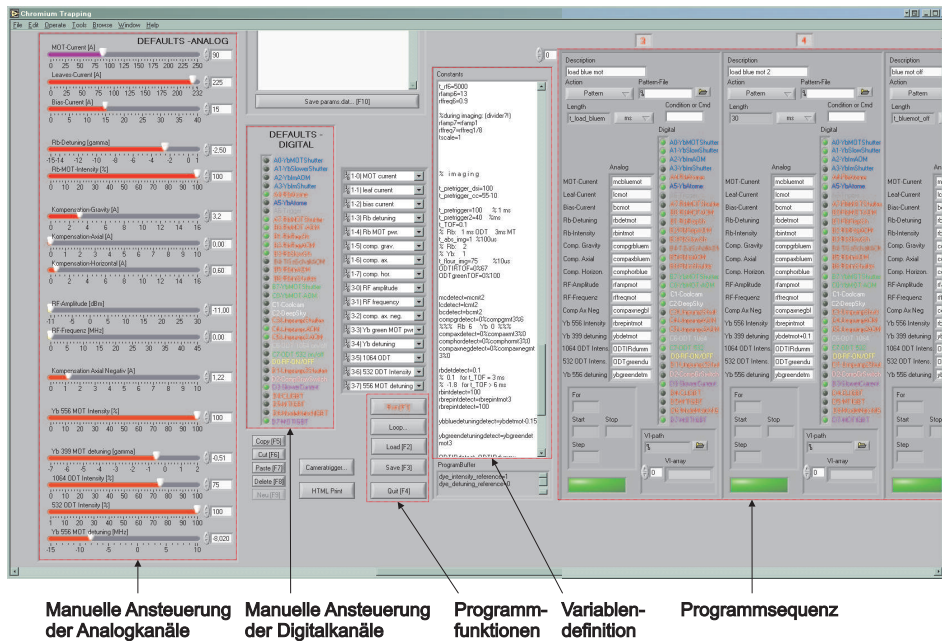


Abbildung 3.15: Bildschirmausschnitt der Benutzeroberfläche zur Ansteuerung des Experiments.

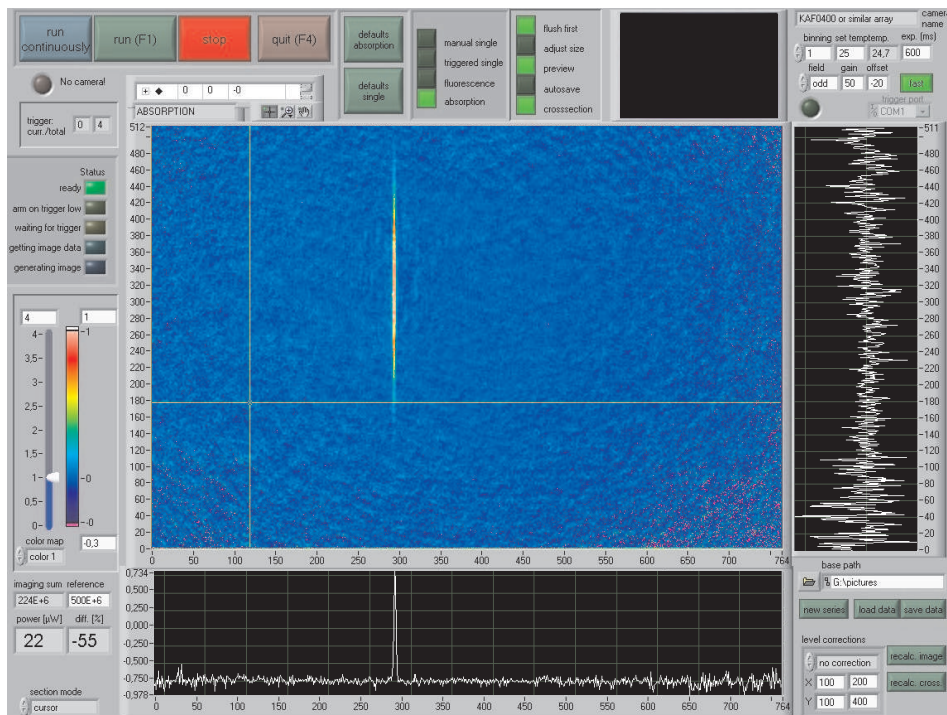


Abbildung 3.16: Benutzeroberfläche zur Ansteuerung der CCD-Kameras und zur Anzeige von Fluoreszenz- und Absorptionsabbildungen. Gezeigt ist ein Absorptionsbild von Ytterbiumatomen in der 532ODT.



# 4

## Die Magnetfalle für Rubidium

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die experimentelle Präparation von  $^{87}\text{Rb}$  in der Magnetfalle, wie sie auch im Rahmen der kombinierten Falle (siehe Kapitel 6) zur Anwendung kommt. Die relevanten theoretischen Konzepte zur Atomstrahlabbremmung, zur magneto-optischen Falle (MOT) zur Magnetfalle (MT) und zur Rf-Verdampfungskühlung wurden in Kapitel 2 behandelt. Im Vergleich zu einer früher an der Apparatur entstandenen Arbeit [109] wird die Magnetfalle prinzipiell unverändert betrieben. Da die einzelnen Schritte zum Vorkühlen von Rubidiumatomen in der MOT und zum Umladen in die Magnetfalle dort ausführlich dargestellt sind, wird der experimentelle Weg hier nur grob skizziert. Im weiteren wird die neu implementierte Möglichkeit der räumlichen Verschiebung der Magnetfalle vorgestellt, die sich im Zusammenhang mit der Ladesequenz der kombinierten Falle (Abschnitt 6.3) als nötig erwies. Aufgrund eines erfolgten Umzugs der Apparatur und der Tatsache, dass im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Rubidiumatome in der Magnetfalle nicht mehr wie in [109] im  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -, sondern im  $|F = 1, m_F = -1\rangle$ -Zustand gespeichert werden, sind wichtige Fallenparameter neu vermessen worden, was im Anschluss diskutiert wird. Abschließend wird auf die Kühlung von Rubidium in der Magnetfalle mittels Rf-Evaporation eingegangen.

### 4.1 Ladeprozess

Ausgangspunkt der Rubidium-Sequenz ist das Laden der MOT mit den im Zeeman-Slower abgebremsten Atomen. Üblicherweise wird die MOT bei Lichtleistungen von etwa 3, 5 mW in den axialen und etwa 9 mW in den radialen Strahlen, bei einer Verstimmung der MOT-Strahlen von  $-2, 5\gamma$  und bei Spulenströmen von 50 A betrieben, was zu Magnetfeldgradienten von ca. 22 G/cm in axialer und 11 G/cm in radialer Richtung führt. Je nach Qualität der Justage von MOT- und Sowerstrahlen wird dabei nach 3 s bis 10 s die Gleichgewichtsatomzahl von einigen  $10^9$  Atomen erreicht. Die Dichte der MOT liegt im Bereich von  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  und die Temperatur beträgt etwa<sup>1</sup> 1 mK [174, 109]. Um trotz des zeitlich fluktuierenden Verlaufs der Gleichgewichtsatomzahl eine möglichst konstante Rubidiumatomzahl in allen experimentellen Durchläufen zu erzielen, wird die MOT nicht voll geladen, sondern die Ladephase noch im linearen Bereich nach definierter Zeitdauer (typisch 1...1, 5 s) durch Abschalten des Laserstrahls des Zeeman-Abbremsers abgebrochen.

---

<sup>1</sup>Im Bereich hoher Atomzahlen und Dichten nimmt die Temperatur einer MOT proportional zu  $n^{2/3}N^{1/3}$  zu (siehe Abschnitt 2.1.3 und [136]), so dass ein gegenüber der Dopplertemperatur deutlich erhöhter Wert durchaus zu erwarten ist.

Für ein effizientes Umladen der Atome aus der MOT in das Magnetfallenpotenzial ist es nötig, die Temperatur weiter abzusenken und die Dichte zu erhöhen. Der Umladeprozess besteht aus folgenden experimentellen Schritten:

- Parallel zum Abschalten des Zeeman-Abbremsers-Magnetfeldes werden die Kompensationsfelder entsprechend angepasst, um ein Springen bzw. „Verreißen“ der MOT zu vermeiden.
- Bei Experimenten mit der kombinierten Falle befindet sich die Rubidium-MOT nicht an derselben räumlichen Position wie die Magnetfalle: Um Verluste im bereits in der BIODT präparierten Ytterbium zu vermeiden, dürfen MOT und die initiale Magnetfalle nicht mit der Ytterbium-BIODT überlappen. Aufgrund der größeren Ausdehnung der MOT gegenüber der Magnetfalle ist dafür für die MOT ein größerer Abstand nötig als für die Magnetfalle (siehe Abschnitt 6.3). Gegebenenfalls erfolgt daher ein Verschieben der MOT an die Position der Magnetfalle durch lineares Rampen der Kompensationsfelder innerhalb 50 ms.
- In der daran anschließenden Kompressionsphase wird durch eine Anhebung des Spulenstroms (typisch von 50 A auf 150 A) das MOT-Magnetfeld erhöht und gleichzeitig die Verstimmung von  $-2,5 \gamma$  auf etwa  $-7 \gamma$  vergrößert, was zu einer Verringerung des Fallenvolumens und damit zu einer Erhöhung der Dichte führt [186]. Diese Phase bzw. das Rampen der Felder und der Verstimmung dauert ca. 10 ... 30 ms.
- Die Erniedrigung der Temperatur erfolgt mit Hilfe einer optischen Melasse, während derer für wenige ms die MOT-Magnetfelder abgeschaltet und die MOT-Laserstrahlen auf  $-10 \gamma$  gegenüber der Resonanz verstimmt werden. Wichtig hierbei sind die exakte Anpassung der Kompensationsfelder, um den Ort der Melasse feldfrei zu halten, und ein gutes Ausbalancieren der Lichtintensitäten gegenläufiger Strahlen; beides wird experimentell auf maximale Atomzahl in der Magnetfalle optimiert.
- In der Magnetfalle werden die Rubidiumatome im  $|F = 1, m_F = -1\rangle$ -Zustand gespeichert, der gegenüber dem  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand aufgrund günstigerer dipolarer Relaxationsraten [156] eine längere Lebensdauer in der Falle aufweist. Die Atome werden daher in einem weiteren Schritt durch optisches Pumpen aus dem  $|F = 2\rangle$ -Grundzustand, in dem sie sich in der MOT befinden, in den  $|F = 1\rangle$ -Grundzustand präpariert. Dazu wird für 100  $\mu$ s Dauer der etwa 500  $\mu$ W starke  $\sigma^-$ -polarisierte Umpump-Laser U1 eingestrahlt, der auf dem Übergang  $|^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |^2P_{1/2}, F' = 2\rangle$  resonant ist (siehe Abschnitt A.2). Da von den in etwa gleichverteilt besetzten Zeeman-Unterkomponenten  $|F = 1, m_F = -1, 0, 1\rangle$  nur der mit  $m_F = -1$  magnetisch fangbar ist, kann so ungefähr ein Drittel aller Atome in die Magnetfalle geladen werden. Als Option für eine zukünftige Verbesserung der Umladeeffizienz ist im Rubidium-Lasersystem ein zweiter  $\sigma^-$ -polarisierter Umpump-Laser U2 auf dem Übergang  $|^2S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |^2P_{1/2}, F' = 1\rangle$  vorgesehen, mit dessen Hilfe sich alle Atome in den extremalen Zustand  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  pumpen lassen sollten.
- Schließlich werden sämtliche Laserstrahlen aus- und die MT-Felder eingeschaltet. Zu Beginn der Magnetfallenphase wird während der ersten 100 ms ein zusätzlicher Strom

durch die Dipolspulen geleitet, um die sogenannte Modenanpassung zwischen MOT und MT zu gewährleisten. Dabei wird der Fallenboden angehoben und ein radial flacheres Magnetfallenpotenzial erzeugt (vgl. Gleichung (2.20a) und Abschnitt 3.3.1), was zu einem besseren Überlapp mit dem Fallenvolumen und der Fallenform der MOT und damit zu einer höheren Umladeeffizienz beiträgt. Zusätzlich wird dadurch nicht-adiabatisches Heizen verhindert [187].

Nach dem Umladen in die Magnetfalle werde die Rubidiumatome mittels Rf-Evaporation gekühlt (siehe Abschnitt 4.4). Bei Experimenten mit der kombinierten Falle wird die Magnetfalle anschließend in ihrer Position verschoben, was im folgenden Abschnitt beschrieben ist.

## 4.2 Verschieben der Magnetfalle

Im Rahmen der Arbeiten zur kombinierten Falle war es nötig, die Magnetfalle in der  $xy$ -Ebene räumlich verschieben zu können (siehe Abschnitt 6.3). Dies lässt sich sehr einfach mit den bereits vorhandenen Kompensationsspulen (vgl. Abschnitt 3.3.3) bewerkstelligen. Änderungen der Stärke des nahezu homogenen horizontalen und/oder vertikalen Kompensationsfeldes führen dabei zu Positionsverschiebungen des Magnetfallenpotenzialminimums entlang der entsprechenden radialen Achse. Die Bewegung wird mit Hilfe von Absorptionbildern der Kameras K1 und K2 in zwei Achsen kontrolliert (vgl. Abschnitt 3.5.3). Die Positioniergenauigkeit ist bei dieser Detektionsmethode auf  $\pm 1$  Kamerapixel beschränkt, was bei den gegebenen Abbildungsmaßstäben einer räumlichen Auflösung von  $\delta x = \pm 7,4 \mu\text{m}$  und  $\delta y = \pm 4,4 \mu\text{m}$  entspricht. Dies ist für die benötigte Genauigkeit, mit die Magnetfalle der BIODT überlagert werden muss, jedoch vollkommen ausreichend (siehe Abschnitt 6.4). Um im täglichen Betrieb auftretende kleine Positionsabweichungen schnell korrigieren zu können, wurde der Verschiebeprozess kalibriert. Für eine Verschiebung um  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  müssen die Ströme durch die horizontale und vertikale Kompensationsspule gemäß

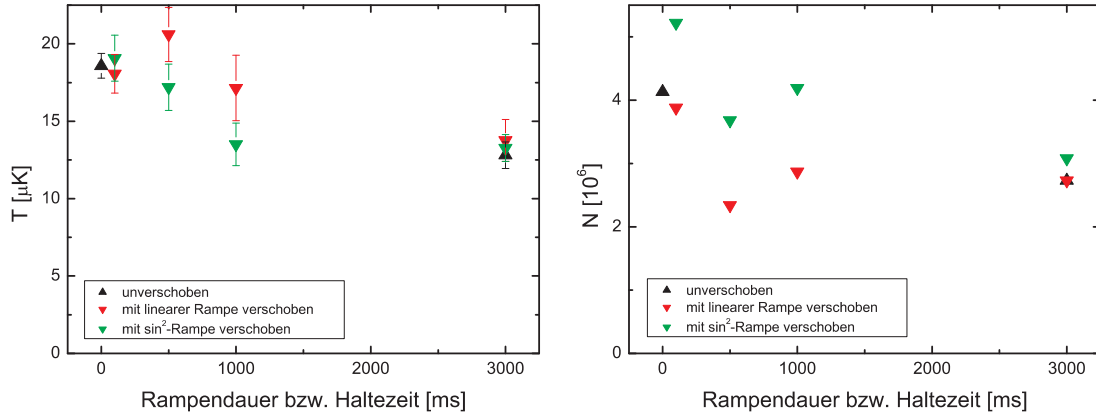
$$\Delta I_{\text{hor}} [\text{A}] = -0,02256 \Delta y [\text{Pixel}] + 0,1371 \Delta x [\text{Pixel}] \quad (4.1a)$$

$$\Delta I_{\text{vert}} [\text{A}] = 0,1025 \Delta y [\text{Pixel}] - 0,0666 \Delta x [\text{Pixel}] \quad (4.1b)$$

angepasst werden. Das Verschieben, wie es in einer typischen Ladesequenz der kombinierten Falle durchgeführt wird, ist in Abbildung 6.7 auf Seite 110 am Beispiel der  $y$ -Achse dargestellt. Der Verschiebeweg beträgt  $0,6 \text{ mm}$  in  $x$ - bzw.  $0,7 \text{ mm}$  in  $y$ -Richtung.

Wie in einer Serie von Verschiebeexperimenten mit unterschiedlich schnellen Rampen verschiedener Form gezeigt werden konnte, hat das Verschieben des Magnetfallenpotenzials in dem für die Experimente zur sympathetischen Kühlung relevanten Bereich von  $T_{\text{Rb}} \approx 16 \mu\text{K}$  bei  $\nu_{\text{Rf}} = 2,5 \text{ MHz}$  (zur Rf-Verdampfungskühlung siehe den folgenden Abschnitt) selbst bei einer kurzen Rampendauer von  $100 \text{ ms}$  keine signifikanten Auswirkungen auf Temperatur und Atomzahl der gespeicherten Rubidiumwolke.<sup>2</sup> Die beobachteten Änderungen bei

<sup>2</sup>Die strenge Anwendung des Adiabazitätskriteriums ergibt bei der gegebenen Entfernung eine kürzest erlaubte Verschiebezeit rund  $600 \text{ ms}$  – dann ist gewährleistet, dass die ins das System eingebrachte kinetische Energie  $E_{\text{kin}} = \frac{1}{2}mv^2$  kleiner ist als der energetische Abstand der quantenmechanischen Oszillatorniveaus  $\Delta E = h\nu_r$  (mit der radialen Fallenfrequenz  $\nu_r = 176 \text{ Hz}$ ; s. u.). Bei einer Verschiebung in  $100 \text{ ms}$  ist  $E_{\text{kin}} \approx 35h\nu_r \approx 0,3 \mu\text{K}$ , was bei einer Temperatur von  $T_{\text{Rb}} \approx 16 \mu\text{K}$  aber noch vernachlässigbar ist.



**Abbildung 4.1:** Einfluss des Verschiebens der Magnetfalle auf Temperatur und Atomzahl der gespeicherten Rubidiumwolke im Bereich hoher Temperaturen.

Zeitpunkt der Messung	Ströme der Kompensationsspulen [A]		$T$ [ $\mu\text{K}$ ]	Fallenboden [kHz]
vor dem Verschieben	$I_{\text{hor}} = 0$	$I_{\text{axial}} = 2,90$	$1,22 \pm 0,03$	$660 \pm 5$
	$I_{\text{vert}} = 0$	$I_{\text{axneg}} = 1,20$		
nach dem Verschieben	$I_{\text{hor}} = 10,46$	$I_{\text{axial}} = 2,90$	$4,50 \pm 0,04$	$900 \pm 50$
	$I_{\text{vert}} = 10,98$	$I_{\text{axneg}} = 1,20$		
nach dem Verschieben	$I_{\text{hor}} = 10,46$	$I_{\text{axial}} = 1,40$	$1,01 \pm 0,02$	$660 \pm 5$
	$I_{\text{vert}} = 10,98$	$I_{\text{axneg}} = 0$		

**Tabelle 4.1:** Auswirkungen des Verschiebens der Magnetfalle auf den Fallenboden und auf die Temperatur der Rubidiumatome im Bereich niedriger Temperaturen.

langsamen Verschieberampen sind durch die längere Verweildauer in der Falle verursacht (natürliche Verdampfung) und treten bei einem entsprechend langen Halten der Wolke in der unverschobenen Falle in gleicher Weise auf, wie Abbildung 4.1 zeigt. Um möglichst kurze Experimentierzyklen zu erreichen, wurde für alle nachfolgenden Untersuchungen die  $\sin^2$ -Rampe innerhalb 100 ms gewählt.

Im Bereich niedriger Temperaturen und Radiofrequenzen nahe des Fallenbodens, wie sie z. B. zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensation nötig sind, ist der Einfluss des Verschiebens jedoch nicht mehr vernachlässigbar. Es zeigte sich, dass durch das Verschieben der Fallenboden um bis zu etwa 300 kHz absinken kann, was zu einer Temperaturerhöhung von einigen  $\mu\text{K}$  führt. Dies kann vermieden werden, indem während des Verschiebens auch die axialen Kompensationsspulen in geeigneter (experimentell ermittelter) Weise angepasst werden, wie das Beispiel in Tabelle 4.1 zeigt.

## 4.3 Fallenparameter

**Fallenfrequenzen** Die Kenntnis der Fallenfrequenzen ist von großer Wichtigkeit für die quantitative Datenauswertung, so z. B. für die Berechnung der Dichte von Atomen in einer Falle (vgl. Abschnitt 3.5.4). Die einfachste Möglichkeit ihrer Bestimmung besteht in der direkten Beobachtung von Oszillationen der gefangenen Atome (z. B. [188]). Dabei wird die Atomwolke aus ihrer Gleichgewichtslage im Fallenzentrum ausgelenkt, wieder freigelassen und anschließend die zeitliche Entwicklung der Position der Wolkenzentrums detektiert, indem eine Serie von Absorptionsbildern nach unterschiedlichen Oszillationszeiten aufgenommen wird. Zur eindeutigen Rekonstruktion der Trajektorie muss die Zeit  $\Delta t$  zwischen zwei Absorptionsbildern kürzer sein als die halbe Periodendauer ( $\Delta t < 1/2\nu_{\text{Signal}}$  bzw.  $\nu_{\text{Abtast}} > 2\nu_{\text{Signal}}$ ; Nyquist-Shannon-Abtasttheorem [189,190]), was bei einer Zeitauflösung der Experimentsteuerung von  $100\ \mu\text{s}$  und erwarteten Frequenzen von max.  $200\ \text{Hz}$  in radialer Richtung gewährleistet ist.<sup>3</sup> Als einfaches Modell für die Oszillation dient eine gedämpfte Schwingung der Form

$$x(t) = A e^{t/\tau} \sin(2\pi\nu t + \phi) + \text{const.} \quad (4.2)$$

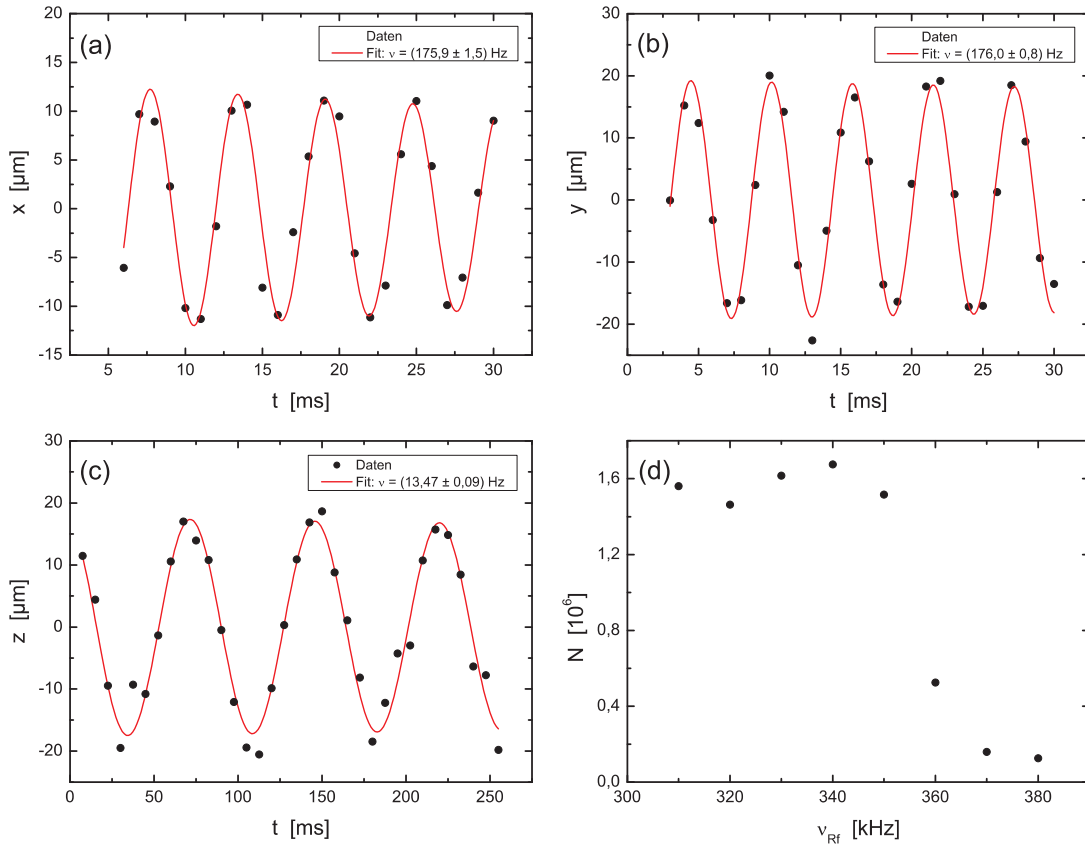
mit der Ortskoordinate  $x$ , der Oszillationszeit  $t$ , der Amplitude  $A$ , der Dämpfungskonstanten  $\tau$ , der Phasenverschiebung  $\phi$  und einem konstanten Offset. Ein Fit dieser Funktion an die Daten liefert die gesuchte Frequenz  $\nu$ .

Experimentell wurde die Messung realisiert, indem die Magnetfalle beim Verschieben in  $x$ - und  $y$ -Richtung mit Hilfe der Kompensationsfelder (s. u.) nur auf 99% des Endwertes geschoben wurde und von dort die Felder sprunghaft auf den Endwert gesetzt wurden. Um eine Oszillation in  $z$ -Richtung anzuregen, wurde die Atomwolke durch kurzzeitiges Ändern des Stromes in den axialen Kompensationspulen (ca.  $35\ \text{ms}$ ) einem Stoß ausgesetzt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.2 (a)-(c) und in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Durch simultanes Abbilden der Wolke entlang zweier radialer Achsen konnten gleichzeitig beide radialen Fallenfrequenzen  $\nu_x$ ,  $\nu_y$  gemessen werden. Wie die praktisch identischen Werte in Abbildung 4.2 (a) und (b) zeigen, ist das Fallenpotenzial radial im Rahmen der Messgenauigkeit symmetrisch.

**Fallenboden** Eine weitere Kenngröße ist der Fallenboden der Magnetfalle. Er kann sehr einfach bestimmt werden, indem die Atomzahl in der Falle unter Einwirkung einer ansteigenden Radiofrequenz gemessen wird. Sobald die Rf-Photonen bei einer Frequenz von etwa  $(360 \pm 10)\ \text{kHz}$  resonant mit Atomen am Ort des Potenzialminimums werden, führt dies zum Verlust nahezu aller Atome aus der Falle, wie Abbildung 2.2 (d) zeigt. Der Fallenboden kann durch Anpassen der axialen Kompensationsfelder beeinflusst und auf den gewünschten Wert eingestellt werden.

**Magnetfeldparameter** Aus den Fallenfrequenzen und dem Fallenboden lassen sich gemäß den Gleichungen (2.20) und (2.87) der Offset  $B_0$ , der radiale Gradient  $B'$  und die axiale Krümmung  $B''$  des Magnetfeldes berechnen. Die Werte sind in Tabelle 4.2 dargestellt.

<sup>3</sup>Eine weitere Möglichkeit der Messung der Fallenfrequenzen wird in Abschnitt 5.4.2 am Beispiel der BIODT vorgestellt.



**Abbildung 4.2:** Messungen zur Charakterisierung der Rubidium-Magnetfalle. (a,b) radiale, (c) axiale Fallenfrequenzen. Gezeigt sind die Oszillationen des Schwerpunkts der Atomwolke entlang aller Fallenachsen. (d) Der Fallboden wird anhand der Messung der Atomzahl in der Falle als Funktion der für 10 s eingestrahlt Radiofrequenz bestimmt.

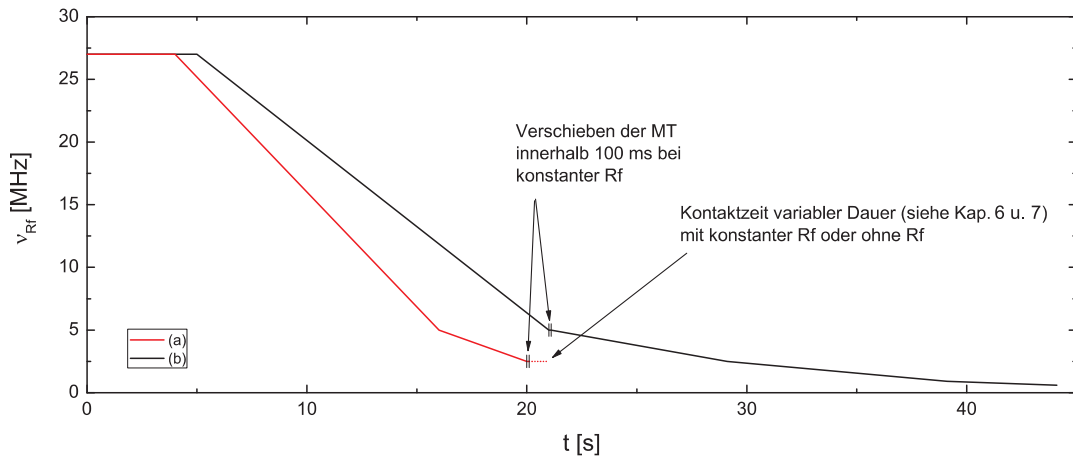
Parameter	Wert
radiale Fallenfrequenz $\omega_r$ [Hz]	$176,0 \pm 0,7$
axiale Fallenfrequenz $\omega_z$ [Hz]	$13,5 \pm 0,1$
Magnetfeldoffset $B_0$ [G]	$0,50 \pm 0,02$
radialer Gradient $B'$ [G/cm]	$138 \pm 1$
axiale Krümmung $B''$ [G/cm <sup>2</sup> ]	$224 \pm 3$

**Tabelle 4.2:** Gemessene Fallenfrequenzen und daraus berechnete weitere Parameter der Magnetfalle für  $^{87}\text{Rb}$ -Atome im  $|F = 1, m_F = -1\rangle$ -Zustand. Die Messungen wurde mit der verschobenen Magnetfalle (siehe Abschnitt 4.2) durchgeführt.

## 4.4 Kühlen von Rubidium in der Magnetfalle

Unmittelbar nach dem Umladen aus der MOT ist die Rubidiumwolke mit mehreren  $100 \mu\text{K}$  noch sehr heiß. Bei den in Kapitel 7 vorgestellten Experimenten zum sympathetischen Kühlen werden die Atome auf eine Temperatur von etwa  $16 \mu\text{K}$  präpariert. Dies erfolgt durch Verdampfungskühlung mit der in Abbildung 4.3 gezeigten experimentell optimierten Radiofrequenzrampe bis auf einen Endwert von  $\nu_{\text{Rf}} = 2,15 \text{ MHz}$  über dem Fallboden.

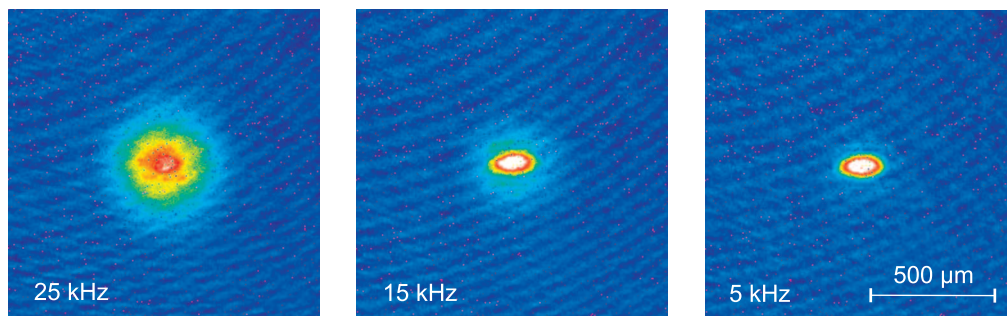




**Abbildung 4.3:** Verdampfungskühlung in der Magnetfalle. (a) Rf-Rampe zur Präparation von Rubidium auf etwa  $16 \mu\text{K}$  für Experimente zum sympathetischen Kühlen. (b) Rf-Rampe zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats.

Bei  $T_{Rb} \approx 16 \mu\text{K}$  sind typischerweise noch etwa  $10^7$  Atome vorhanden bei einer maximalen Dichte des Ensembles im Bereich von  $n_0 \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

Abschließend sei angemerkt, dass bei weiterer Abkühlung der Atome problemlos ein Bose-Einstein-Kondensat erzeugt werden kann. Dies wurde nach einem umzugsbedingten Ab- und Wiederaufbau der Apparatur demonstriert, wobei erstmals mit der bestehenden Apparatur die Kondensation von Rubidiumatomen im  $|F = 1, m_F = -1\rangle$ -Zustand beobachtet werden konnte. Abbildungen 4.3 und 4.4 zeigen die angewendete Rf-Rampe und Absorptionbilder der Atomwolke am Übergang vom thermischen ins entartete Regime. Die Bose-Einstein-Kondensation ist in einer früher an der Apparatur entstandenen Arbeit [109] mit Rubidiumatomen im  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand eingehend untersucht worden und wird hier nicht weiter vertieft.



**Abbildung 4.4:** Bose-Einstein-Kondensation von  $^{87}\text{Rb}$  im  $|F = 1, m_F = -1\rangle$ -Zustand. In Abhängigkeit der Radiofrequenz (über dem Fallenboden) ist links eine rein thermische Wolke mit gauß'schem Dichteprofil, in der Mitte eine bimodale Verteilung bei einsetzender Kondensation und rechts ein nahezu reines Kondensat zu sehen. Knapp oberhalb des Kondensatübergangs (linkes Bild) sind bei einer Temperatur in der Größenordnung von  $500 \text{ nK}$  noch rund  $2 \cdot 10^5$  Atome vorhanden. Die Absorptionbilder wurden nach einer Flugzeit von  $20 \text{ ms}$  aufgenommen.





# 5

## Die optischen Fallen für Ytterbium

*In der kombinierten Falle, die für Experimente zum sympathetischen Kühlen von Ytterbium mit Rubidium entwickelt wurde (siehe Kapitel 6 und 7), werden Ytterbiumatome in einer bichromatischen optischen Dipolfalle (BIODT) gespeichert, die aus zwei überlagerten Einstrahlfallen bei 532 nm (532ODT) und 1064 nm (1064ODT) besteht. Als Vorarbeit zur der kombinierten Falle wurde zunächst die Präparation von Ytterbium allein in den optischen Dipolpotenzialen untersucht. Aufgrund der geringen Fallentiefe dieser Potenziale müssen die Ytterbiumatome in einer magneto-optischen Falle (MOT) vorgekühlt werden, bevor sie in die optische Falle transferiert (ODT) werden können (analog der Rubidium-MOT als Vorstufe zur Magnetfalle, vgl. Kapitel 4). Breiten Raum nehmen in diesem Kapitel daher das Fangen und Kühlen der Atome in der MOT und der Umladeprozess in die optische Falle ein. Nach einem Überblick über verschiedene mögliche Ladestrategien wird die hier implementierte Variante mit zwei sukzessiven MOTs auf den Übergängen  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  und  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  („blaue“ und „grüne“ MOT) vorgestellt. Im Anschluss werden die Fallenparameter und das Verhalten von Ytterbiumatomen in der 532ODT, der 1064ODT und der BIODT diskutiert.*

### 5.1 Ladestrategien

Zum Beladen der optischen Falle müssen die Atome zunächst in einer MOT präpariert und dort in den  $\mu\text{K}$ -Bereich vorgekühlt werden. Mit Ytterbium kann eine MOT auf den Übergängen  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  („blau“) und  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  („grün“) realisiert werden. Beim Vergleich der zugehörigen Dopplertemperaturen von  $T_D^{\text{bl}} = 672 \mu\text{K}$  und  $T_D^{\text{gr}} = 4,4 \mu\text{K}$  wird deutlich, dass bei reiner Dopplerkühlung, was bei den bosonischen Isotopen die einzige Möglichkeit darstellt, nur in der grünen MOT hinreichend niedrige Temperaturen erreicht werden können, um ein effizientes Beladen der optischen Falle zu gewährleisten. Ein weiterer Vorteil der grünen MOT ist die höhere erreichbare Dichte. Im Fall der fermionischen Ytterbiumisotope bietet sich prinzipiell die Möglichkeit, die optische Falle aus der blauen MOT heraus zu laden, da durch die hier auftretende Polarisationsgradientenkühlung in der blauen MOT Subdoppler-Temperaturen bis zu wenigen  $10 \mu\text{K}$  erreicht werden [109]. Da allerdings die hier erreichbaren Dichten zu klein sind und im Rahmen der geplanten Experimente das Verhalten sowohl bosonischer als auch fermionischer Isotope untersucht werden sollte, kam dieser Ansatz nicht in Frage.

Das Ladeverfahren der grünen MOT ist aufgrund der geringen Linienbreite des Übergangs recht aufwändig. Direktes Laden mit im Zeeman-Slower abgebremsten Atome ist möglich [110], erfordert jedoch einen exakt abgestimmten Zeeman-Abbremsen, da die Einfanggeschwindigkeit der grünen MOT nur etwa<sup>1</sup> 5 m/s beträgt. Alternativ können die Atome zunächst in einer MOT auf dem blauen Übergang eingefangen werden, für die aufgrund der höheren Einfanggeschwindigkeit im Bereich von<sup>2</sup> 30 m/s die Slowerjustage unkritisch ist, und von dort in die grüne MOT umgeladen werden. Diese Methode wurde sowohl in Ytterbium [112] als auch in Strontium [191], das eine anaolge Niveaustuktur aufweist, bereits erfolgreich realisiert. Obwohl der Zeeman-Abbremsen in der vorliegenden Apparatur gerade in Hinblick auf die Option des direkten Ladens der grünen MOT für eine Endgeschwindigkeit von 5 m/s konzipiert wurde [126], fiel im Rahmen dieser Arbeit die Wahl auf den Weg über die blaue MOT, da diese Variante robuster ist und eine höhere Laderate und damit kürzere Experimentierzyklen ermöglicht.

Für alle beschriebenen Experimente setzt sich der Ladeprozess der optischen Falle damit unabhängig vom Isotop aus folgenden experimentellen Schritten zusammen:

1. Zeemanslower  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$     Abbremsen
2. blaue MOT  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$     Einfangen, „erste Kühlstufe“
3. grüne MOT  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$     weitere Temperaturniedrigung  
und Dichteerhöhung
4. Transfer in die optische Falle

Die einzelnen Phasen sind in den folgenden Abschnitten beschrieben.

## 5.2 Die blaue MOT

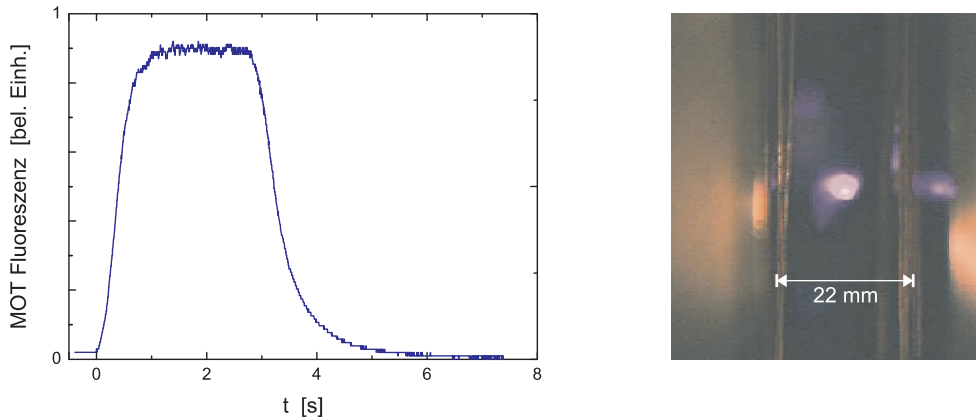
Die optimalen Betriebsparameter der blauen MOT sind für bosonische (B) und fermionische (F) Isotope verschieden. Typische Werte betragen für die Verstimmungen der MOT-Strahlen  $(-0,60 \gamma)_B$  bzw.  $(-0,54 \gamma)_F$  und für die Spulenströme  $(90 \text{ A})_B$  bzw.  $(120 \text{ A})_F$ , woraus Magnetfeldgradienten von  $(40 \text{ G/cm})_B$  bzw.  $(53 \text{ G/cm})_F$  axial und  $(20 \text{ G/cm})_B$  bzw.  $(27 \text{ G/cm})_F$  radial resultieren. Darüberhinaus müssen auch die Kompensationsfelder und die Strahljustage für den jeweiligen Fall angepasst werden. Die im Vergleich zur Rubidium-MOT höheren Gradienten ergeben sich aus der größeren Linienbreite des MOT-Übergangs in Ytterbium. Die Leistungen der MOT-Strahlen vor dem Eintritt in die Vakuumkammer betragen ca. 0,75 mW axial und jeweils ca. 5,5 mW radial, was bei einem Strahldurchmesser von rund 10 mm einer Gesamtintensität von nur etwa 0,25  $I_s$  entspricht. Die Ladezeit der MOT beträgt ca. 1 s für Bosonen und ca. 3 s für Fermionen. Abgesehen von  $^{168}\text{Yb}$  mit seiner extrem niedrigen natürlich Häufigkeit können alle Isotope in der blauen MOT gefangen werden.

Die Eigenschaften der blauen MOT hängen ebenfalls vom verwendeten Isotop ab. Die Atomzahlen liegen im Bereich von

$$N \approx 5 \cdot 10^7$$

<sup>1</sup>Bei  $F_{\text{Sp}} = F_{\text{Sp}}|_{\text{max}}$  und  $r_{\text{MOT}} = 3 \text{ mm}$ .

<sup>2</sup>Bei  $F_{\text{Sp}} = 1/10 \cdot F_{\text{Sp}}|_{\text{max}}$  und  $r_{\text{MOT}} = 5 \text{ mm}$ .



**Abbildung 5.1:** Ladekurve und Foto der blauen MOT mit  $^{174}\text{Yb}$ . Gezeigt ist das mit einer Photodiode detektierte Fluoreszenzlicht der MOT bei 399 nm. Ein Fit an den exponentiellen Zerfall des Signals nach Abschalten des Zeeman-Abbremsers liefert eine Lebensdauer der MOT von 520 ms.

bei maximalen Dichten im Bereich von

$$n \approx 5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}.$$

Die Werte zwischen den einzelnen Isotopen variieren leicht um bis zu einem Faktor fünf und sind im Fall der Bosonen direkt proportional zur relativen Häufigkeit des Isotops, was auf den davon abhängenden Atomfluss aus dem Ofen und die damit korrespondierende Variation der Laderate zurückzuführen ist. Die Fermionen weichen aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung von diesem Verhalten ab und zeigen leicht niedrigere Werte als nach der relativen Häufigkeit zu erwarten. Ein deutlicher Unterschied zeigt sich bei den Temperaturen. Für die bosonischen Isotope werden Temperaturen von

$$T = 1,5 \dots 3,5 \text{ mK} \quad ({}^{170}, {}^{172}, {}^{174}, {}^{176}\text{Yb})$$

gemessen, was konsistent mit reiner Dopplerkühlung ist (vgl. die Dopplertemperatur von  $T_D = 672 \mu\text{K}$ ), wie sie für Atome mit diamagnetischem Grundzustand und verschwindendem Kernspin zu erwarten ist. Bei den fermionischen Isotopen hingegen werden Subdopplertemperaturen von

$$T = 80 \dots 250 \mu\text{K} \quad ({}^{171}\text{Yb})$$

$$T = 10 \dots 150 \mu\text{K} \quad ({}^{173}\text{Yb})$$

beobachtet. Dies resultiert aus dem Auftreten der Polarisationsgradientenkühlung, die durch den endlichen Kernspin der Fermionen ermöglicht wird. Die Lebensdauer der blauen MOT ist durch das Aufspaltungsverhältnis des Zerfalls aus dem angeregten Zustand bestimmt (siehe Abschnitt A.1) und beträgt rund 500 ms. Abbildung 5.1 zeigt die Lade- und Zerfallskurve sowie ein Foto der blauen MOT.

Alle Angaben zur blauen MOT sind aus der früher an der Apparatur entstandenen Arbeit [109] entnommen, in der die Eigenschaften der blauen MOT eingehend untersucht und diskutiert worden sind, und auf die für weitere Details verwiesen sei.

## 5.3 Die grüne MOT

Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmalig an der bestehenden Apparatur eine Ytterbium-MOT auf dem grünen Übergang realisiert. In der Betriebsweise zum Beladen der optischen Falle lässt sich die grüne MOT in zwei Phasen einteilen: In einer ersten Ladephase werden die Betriebsparameter so gewählt, dass eine möglichst hohe Umladeeffizienz aus der blauen MOT erreicht wird. In einer zweiten Kühl- oder Kompressionsphase werden Lichtleistung, Verstimmung und Magnetfeldgradient derart angepasst, dass möglichst niedrige Temperaturen und hohe Dichten erzielt werden, um nachfolgend einen effizienten Transfer aus der grünen MOT in die optische Falle zu gewährleisten.

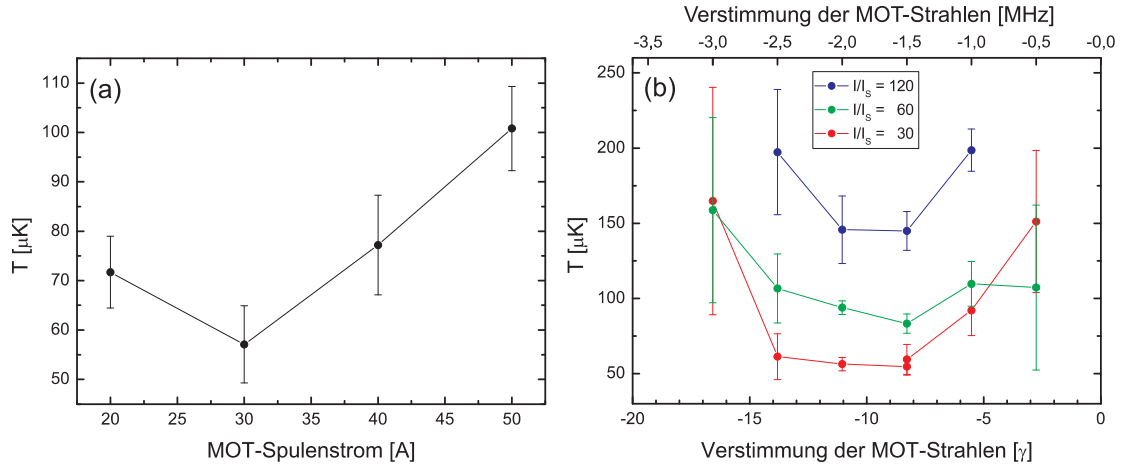
### 5.3.1 Ladeprozess

Der Transfer der Ytterbiumatome von der blauen MOT in die grüne MOT geschieht durch simples Aus- bzw. Einschalten der entsprechenden MOT-Strahlen. Nach einer blauen MOT-Phase von typischerweise 3 s, nach denen die blaue MOT voll geladen ist, werden innerhalb weniger ms die grünen MOT-Strahlen ein- und die blauen MOT- und Slowerstrahlen ausgeschaltet. Der Spulenstrom bzw. Magnetfeldgradient bleibt in der ersten grünen MOT-Phase unverändert gegenüber der blauen MOT bei 90 A für Bosonen bzw. 120 A für Fermionen. Je nach Justage der MOT-Strahlen kann die Position der grünen MOT von der der blauen MOT geringfügig abweichen. Um ggf. einen räumlichen Sprung der Atome zu vermeiden, können gleichzeitig zum Umschalten der MOT-Strahlen die Kompensationsfelder angepasst werden. In der Ladephase wird die grüne MOT bei einer relativ großen Verstimmung im Bereich von<sup>3</sup>  $-5 \dots -6 \text{ MHz} \hat{=} -28 \dots -33 \gamma$  mit der maximal zur Verfügung stehenden Lichtleistung des Farbstofflasers von etwa 10 mW betrieben. Unmittelbar vor dem Eintritt in die Vakuumkammer betragen die Leistungen der einzelnen Strahlen nach Verlusten im optischen System noch ca. 0,9 mW axial und jeweils ca. 2,5 mW radial, was bei einem Strahldurchmesser von rund 5 mm einer Gesamtintensität aller MOT-Strahlen von etwa  $400 I_s$  entspricht. Mit diesen Einstellungen werden sowohl bei den Bosonen  $^{170,172,174,176}\text{Yb}$  als auch beim Fermion  $^{171}\text{Yb}$  typischerweise 60%...80% der in der blauen MOT gefangenen Atome in die grüne MOT umgeladen. Das fermionische Isotop  $^{173}\text{Yb}$  konnte mit dem gegenwärtigen Aufbau nicht in der grünen MOT gefangen werden, da sich der Farbstofflaser nicht auf die sehr kleinen Spektrallinien von  $^{173}\text{Yb}$  stabilisieren ließ (vgl. Abschnitt 3.2.1).

### 5.3.2 Eigenschaften

Bei den Betriebsparametern der Ladephase beträgt die Temperatur der bosonischen Ytterbiumisotope in der grünen MOT mehrere  $100 \mu\text{K}$ . Für einen effizienten Transfer der Atome aus der grünen MOT in die optische Falle sind deutlich niedrigere Temperaturen erforderlich, was durch eine Variation der Betriebsparameter erreicht werden kann. An die 100 ms dauernde Ladephase schließt sich daher eine Kühl- oder Kompressionsphase an, in der die Lichtleistung, die Verstimmung und der Magnetfeldgradient durch lineare Rampen

<sup>3</sup>Für alle in diesem Kapitel angegebenen Verstimmungen der grünen MOT-Strahlen gilt eine Unsicherheit von  $\pm 0,5 \text{ MHz} \hat{=} \pm 2,75 \gamma$  (vgl. Abschnitt 3.2.1).



**Abbildung 5.2:** Temperatur von  $^{174}\text{Yb}$  in der grünen MOT. (a) Als Funktion der Endwerte der Rampen des Spulenstroms bzw. des Magnetfeldgradienten. Die Gesamtintensität der Fallenstrahlen beträgt etwa  $30 I_s$  bei einer Verstimmung von  $-1,5 \text{ MHz}$  bzw.  $-8,3 \gamma$ . (b) Als Funktion der Verstimmung bei verschiedenen Strahlintensitäten und einem Spulenstrom von  $30 \text{ A}$ .

innerhalb von  $50 \text{ ms}$  in geeigneter Weise angepasst werden. Gleichzeitig werden die Kompensationsfelder gerampt, um die MOT auf die Position der optischen Falle zu schieben.

Die optimalen Werte der Betriebsparameter wurden empirisch ermittelt. In Abbildung 5.2 ist beispielhaft die Temperatur von  $^{174}\text{Yb}$  (aus Flugzeitmessungen) als Funktion verschiedener Parameter dargestellt. Für alle bosonischen Isotope liegen die niedrigsten reproduzierbar gemessenen Temperaturen im Bereich von

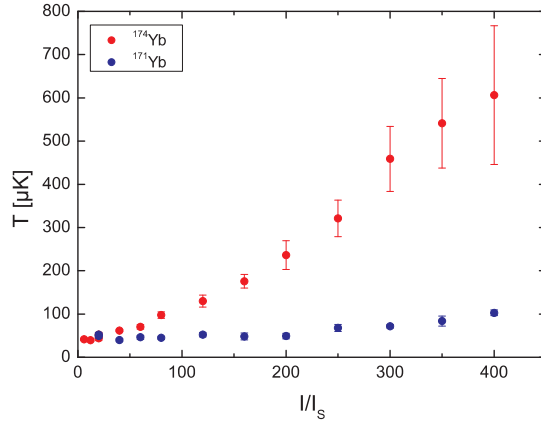
$$T = 50 \dots 80 \mu\text{K} \quad ({}^{170, 172, 174, 176}\text{Yb})$$

und werden erreicht bei einer Lichtleistung von  $5 \dots 10\%$  des Maximalwertes, was einer Gesamtintensität von ca.  $30 I_s$  entspricht, bei einer Verstimmung von  $-1,5 \dots -2 \text{ MHz}$  bzw. etwa  $-10 \gamma$  und einem Spulenstrom von  $30 \text{ A}$ , was Magnetfeldgradienten von  $13 \text{ G/cm}$  axial und  $6,5 \text{ G/cm}$  radial entspricht. Dabei ist insbesondere die Reduktion der Lichtleistung entscheidend, um niedrige Temperaturen zu erreichen, wie anhand der in Abbildung 5.3 dargestellten Messreihe deutlich wird. Dieses Verhalten steht in qualitativer Übereinstimmung mit der Theorie der Dopplerkühlung, nach der eine lineare Abhängigkeit der Temperatur von der Intensität gemäß [127]

$$T = \frac{\hbar \gamma^2}{8k_B \delta_0} \left( 1 + \frac{I}{I_s} + 4 \frac{\delta_0^2}{\gamma^2} \right) \quad (5.1)$$

erwartet wird. Allerdings ist der gemessenen Temperaturverlauf etwa  $20$  Mal steiler als von der Theorie vorhergesagt, was in ähnlicher Weise bereits in früher publizierten Arbeiten mit Calcium [192], Strontium [193] und Ytterbium [112] beobachtet wurde und bislang nicht befriedigend erklärt werden kann.

Wie Abbildung 5.3 gleichzeitig am Beispiel von  $^{171}\text{Yb}$  zeigt, ist die Temperatur bei hohen Lichtintensitäten im Fall der Fermionen deutlich niedriger. Analog zur blauen MOT ist dies



**Abbildung 5.3:** Temperatur von bosonischem  $^{174}\text{Yb}$  und fermionischem  $^{171}\text{Yb}$  in der grünen MOT in Abhängigkeit von der Gesamtintensität der Fallenstrahlen. Der Spulenstrom beträgt 30 A bei Verstimmungen von  $-1,5\text{ MHz}$  bzw.  $-8,3\gamma$  für  $^{174}\text{Yb}$  und von  $-1,0\text{ MHz}$  bzw.  $-5,5\gamma$  für  $^{171}\text{Yb}$ .

auf die bei Fermionen auftretende Polarisationsgradientenkühlung zurückzuführen [109]. Die optimalen MOT-Parameter weichen mit ebenfalls 30 A Spulenstrom und Verstimmungen im Bereich von  $-1\text{ MHz}$  bzw. etwa  $-5,5\gamma$  nur geringfügig von denen der Bosonen ab. Allerdings stagniert die Temperatur bereits bei Lichtleistungen von ca. 25% des Maximalwertes, was  $100 I_s$  entspricht, und verringert sich auch bei geringeren Lichtleistungen nicht mehr weiter. Die niedrigsten gemessenen Temperaturen liegen ähnlich zum bosonischen Fall bei etwa

$$T \approx 50 \mu\text{K} \quad ({}^{171}\text{Yb})$$

Insbesondere werden keine Subdoppler-Temperaturen erreicht. Eine mögliche Erklärung für die Limitierung der MOT-Temperatur liegt in der Breite des MOT-Lasers, die mit etwa 500 kHz die Linienbreite des MOT-Übergangs deutlich übersteigt (vgl. Abschnitt 3.2.1), wodurch die schmale Linienbreite nicht vollständig „ausgenutzt“ werden kann. Allerdings sind auch in anderen Ytterbium-Experimenten bei MOT-Laserbreiten um 200 kHz mit  $\approx 30 \mu\text{K}$  [112] und  $\approx 20 \mu\text{K}$  [110] kaum tiefere Temperaturen erzielt worden.

Die Atomzahlen in der grünen MOT betragen etwa

$$N = 2 \cdot 10^7 \quad ({}^{170, 172, 174, 176}\text{Yb})$$

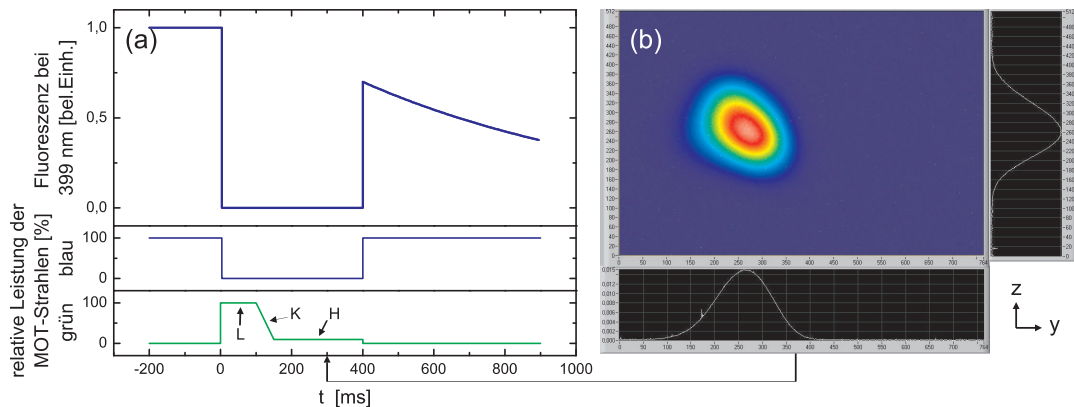
$$N = 5 \cdot 10^6 \quad ({}^{171}\text{Yb})$$

bei maximalen Dichten von

$$n = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3} \quad ({}^{170, 172, 174, 176}\text{Yb})$$

$$n = 6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3} \quad ({}^{171}\text{Yb})$$

Bemerkenswert ist die Lebensdauer der grünen MOT, die aufgrund des geschlossenen  ${}^1S_0 \rightarrow {}^3P_1$  nur durch das Hintergrundgas begrenzt ist. Sie kann bei geeigneter Justage und Wahl der Betriebsparameter mehrere Minuten betragen. Allerdings lässt sich eine auf lange Lebensdauer justierte MOT nicht optimal in die optische Falle transferieren. Nach der Kompressionsphase, wie sie zur Optimierung der Umladeeffizienz eingesetzt wird, liegt die Lebensdauer üblicherweise im Bereich von einigen 10 s.



**Abbildung 5.4:** Zur Justage der grünen MOT. (a) Oben: Schematische Darstellung des zeitlichen Verlaufs des Fluoreszenzsignals bei 399 nm während einer Umlade-Wiedereinfang-Sequenz (normiert auf vollgeladene blaue MOT). Unten: Leistung der blauen und grünen MOT-Strahlen im Verlauf der verschiedenen Phasen. In der grünen MOT bedeuten L Ladephase, K Kompressionsphase, während derer die Leistung der MOT-Strahlen auf 10% ihres Ausgangswertes heruntergerammt wird, und H Haltephase. (b) Fluoreszenzaufnahme der grünen MOT zum Zeitpunkt  $t \approx 300$  ms mit Kamera K1.

### 5.3.3 Justage

Besondere Beachtung verdient die Justage der grünen MOT. Da diese nicht kontinuierlich betrieben wird, kann die Strahljustage nicht auf herkömmlichem Wege durch Beobachtung eines kontinuierlichen Fluoreszenzsignals erfolgen. Experimentell hat sich die Umlade-Wiedereinfang-Methode als effektives Verfahren bewährt. Dabei werden die Ytterbiumatome wie oben beschrieben aus der blauen MOT in die grüne MOT umgeladen und komprimiert, danach einige 100 ms in der grünen MOT gehalten, und schließlich durch Ausschalten der grünen und Einschalten der blauen MOT-Strahlen wieder von der blauen MOT eingefangen. Das bei dieser Prozedur zu beobachtende Fluoreszenzsignal auf dem blauen Übergang ist in Abbildung 5.4 (a) dargestellt. Die Signalhöhe zu Beginn der Wiedereinfangphase ist dabei ein Maß für Anzahl und Lebensdauer der in der grünen MOT gespeicherten Atome und erlaubt durch Vergleich mit der Signalhöhe während der initialen blauen MOT-Phase eine direkte Bestimmung der Umladeeffizienz.<sup>4</sup> Im weiteren Verlauf der Wiedereinfangphase fällt das Signal mit der üblichen Zerfallskonstanten der blauen MOT von etwa 500 ms exponentiell ab. Diese Methode ermöglicht auf einfache Weise die Bestimmung der Atomzahl in der grünen MOT, ohne eine direkte Detektion von Fluoreszenzlicht bei 556 nm einzurichten. Durch während der grünen MOT-Phase durchgeführte Fluoreszenzaufnahmen mit Hilfe der Kameras K1 und K2 können gleichzeitig dazu Form und Position der grünen MOT in drei Dimensionen ermittelt werden (siehe Abbildung 5.4 (b)).

Die beschriebene Sequenz kann mit einer Repetitionszeit von 5 s wiederholt werden und ermöglicht somit in schnellen diskreten Schritten eine effektive Optimierung der grünen MOT. Ziel ist es, durch eine geeignete Justage von Position und relativer Leistungsauf-

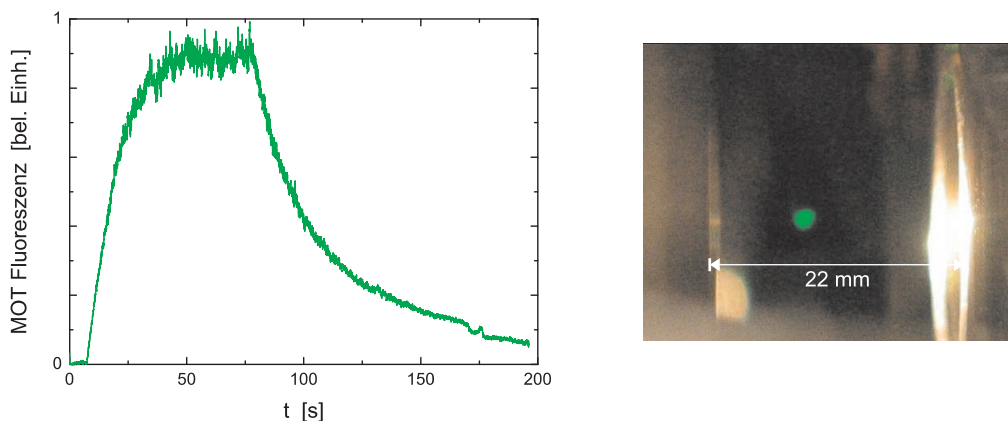
<sup>4</sup>Unter der Annahme eines verlustfreien Wiedereinfangs der Atome in der blauen MOT und einer Lebensdauer der Atome in der grünen MOT, die groß gegenüber der Haltezeit in der grünen MOT ist.



spaltung der MOT-Strahlen eine möglichst kompakte MOT hoher Atomzahl zu erreichen. Da die Strahlen von blauer und grüner MOT über die dieselbe Spiegeloptik geführt werden, geschieht dies in erster Linie durch Justage der Spiegel im grünen Strahlengang vor der Vereinigung mit dem blauen Licht und vor der Aufspaltung in die MOT-Teilstrahlen. Die Spiegel der einzelnen MOT-Strahlen, die gleichzeitig die blaue MOT beeinflussen, werden nur in Ausnahmefällen justiert. Die Position der grünen MOT kann durch Anpassen der Kompensationsfelder in der Kompressionsphase kontrolliert werden, und wird auf die Position der optischen Falle abgestimmt. Sowohl die kompakte Form als auch die korrekte Position der grünen MOT sind entscheidend für die Transfereffizienz der Atome in die optische Falle.

### 5.3.4 Direktes Laden

Wie in Abschnitt 5.1 erwähnt, besteht alternativ zum oben erläuterten Ladeschema die Möglichkeit, die grüne MOT direkt aus dem Zeeman-Abbremsers zu laden [110]. Dies konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgreich gezeigt werden (siehe Abbildung 5.5). Die auf diese Weise erreichte Ladeeffizienz bleibt allerdings hinter dem oben beschriebenen Ladeverfahren zurück: Die Atomzahl in der direkt geladenen MOT beträgt nur etwa ein Drittel im Vergleich zum Laden aus der blauen MOT heraus bei einer erheblich längeren Ladezeit von ca. 30 s. Dieser Ansatz wurde daher vorläufig nicht weiterverfolgt, da er in dieser Form keinerlei Vorteile mit sich bringt. Würde jedoch durch eine entsprechende Optimierung eine höhere Laderate erreicht, besteht mit dieser Methode das Potenzial zu einer deutlichen Vereinfachung des Experimentierbetriebs, da dann nur noch eine MOT justiert werden müsste.



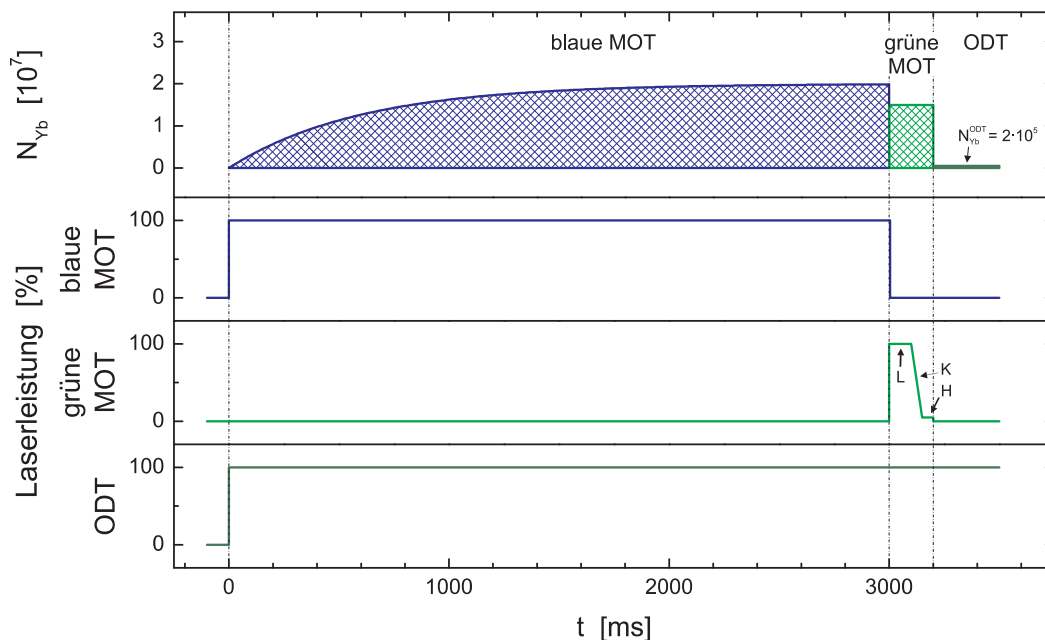
**Abbildung 5.5:** Direktes Laden von  $^{174}\text{Yb}$  aus dem Zeeman-Abbremsers in die grüne MOT bei einer Lichtintensität von  $400 I_s$ , einer Verstimmung von  $-3,2\text{ MHz}$  und einem Spulenstrom von  $15\text{ A}$ . Gezeigt ist das mit einem Photomultiplier detektierte Fluoreszenzlicht der MOT bei  $556\text{ nm}$ . Ein Fit an den exponentiellen Zerfall des Signals nach Abschalten des Zeeman-Abbremsers liefert eine Lebensdauer der MOT von  $29\text{ s}$ . Das Foto zeigt eine grüne MOT, die aus der blauen MOT beladen wurde (nach der Kompressionsphase).

## 5.4 Die optischen Fallen

### 5.4.1 Ladeprozess und Justage

Voraussetzung für einen effizienten Transfer der Atome aus der grünen MOT in die optische Falle ist eine gute Übereinstimmung der räumlichen Positionen der beiden Fallen (mehr zur Positionskontrolle s. u.). Das Umladen der Atome geschieht durch simples Ausschalten der Laserstrahlen der grünen MOT. Der ODT-Laser wird dabei bereits während der Phasen der blauen und grünen MOT mit voller Leistung eingestrahlt. Dadurch werden Probleme durch Positionsinstabilitäten des Fallenlasers beim Einschaltvorgang vermieden (vgl. Abschnitt 3.4.3). Ein störender Einfluss des Fallenlasers auf die MOTs konnte nicht festgestellt werden, was aufgrund der geringen Fallentiefe der optischen Falle im Vergleich zur Temperatur der Atome in der blauen MOT und aufgrund des geringen Volumens der optischen Falle im Vergleich zu den MOTs plausibel ist. Durch Rampen der Lichtfelder – sei es Hochrampen der ODT-Laserleistung oder Herunterrampen der MOT-Laserleistung oder beides gleichzeitig – konnte keine Steigerung der Umladeeffizienz erzielt werden. Der zeitliche Ablauf des vollständigen Ladevorgangs der optischen Falle inklusive der MOT-Phasen ist in Abbildung 5.6 schematisch dargestellt. Der Ladevorgang wird für alle Ytterbiumisotope und ODT-Typen gleichermaßen in dieser Form durchgeführt.

Von entscheidender Bedeutung für die Umladeeffizienz sind niedrige Temperatur und hohe Kompaktheit der grünen MOT, worauf bereits bei deren (Strahl-)Justage geachtet



**Abbildung 5.6:** Der Ladeprozess der optischen Falle im Überblick. Dargestellt sind die Atomzahlen in den verschiedenen Phasen sowie die Ansteuerung der entsprechenden Laserstrahlen. In der grünen MOT bedeuten L Ladephase, K Kompressionsphase, während derer die Leistung der MOT-Strahlen auf ca. 10% ihres Ausgangswertes heruntergerampft wird, und H Haltephase.

werden muss. Verstimmung und Lichtleistung der grünen MOT-Strahlen können z. T. auch direkt auf Atomzahl in der optischen Falle optimiert werden. In der 532ODT werden Atomzahlen von maximal  $3 \cdot 10^5$  erreicht, was etwa 1% der in der grünen MOT gefangenen Atome entspricht. Bei Temperaturen der grünen MOT von  $> 100 \mu\text{K}$  fällt die Transfereffizienz dramatisch ab.

Zur Erst- oder Neujustage wird mit Hilfe der axial angebrachten Videokamera (siehe Abschnitt 3.5.2) die  $xy$ -Ebene des Kammerzentrums (orthogonal zur optischen Falle) abgebildet. Damit kann sowohl die grüne MOT als auch (bei stark reduzierter Leistung und mit Abschwächern) der ODT-Laserstrahl detektiert werden. Durch Variation der Kompensationsfelder für die MOT oder Spiegeljustage des ODT-Strahls werden beide Fallen in der  $xy$ -Ebene zur Deckung gebracht. Zur longitudinalen Überlagerung ( $z$ -Richtung) wird der Fokus des ODT-Strahls mit Hilfe der beweglichen Linse in Teleskop T3 (siehe Abbildung 3.9) so verschoben, bis der Brennfleck des Strahls in der Bildebene der Videokamera, die zuvor auf ein möglichst scharfes Bild der MOT abgestimmt wurde, die geringste transversale Ausdehnung erreicht. Im täglichen Betrieb ist die Position der optischen Falle in Pixelkoordinaten auf Absorptionen Bildern der Kameras K1 und K2 bekannt (und durch die Positionsstabilisierung der Strahlen hinreichend stabil), so dass direkt die grüne MOT anhand von Fluoreszenzaufnahmen der Kameras K1 und K2 (vgl. Abbildung 5.4) mit Hilfe der Kompensationsfelder an die entsprechende Position geschoben werden kann.

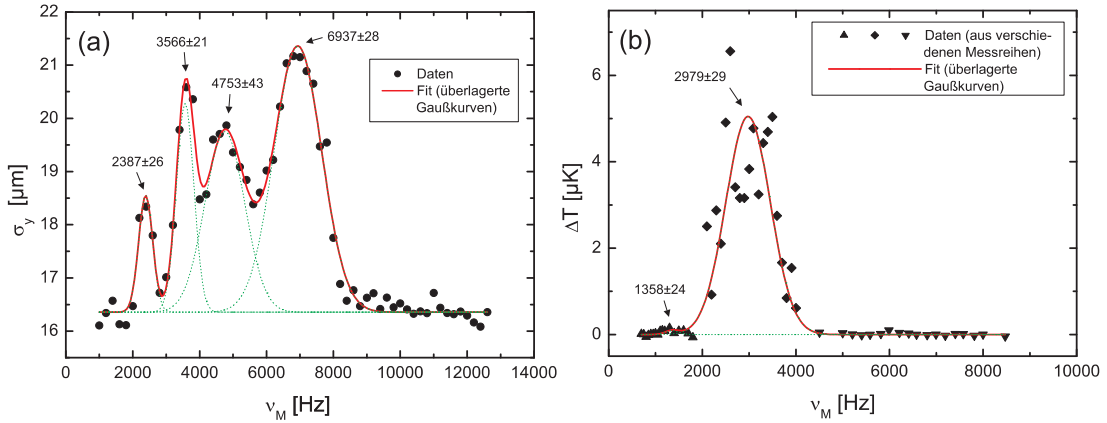
## 5.4.2 Fallenparameter

### Fallenfrequenzen

Für eine quantitative Datenauswertung müssen die Fallenfrequenzen der optischen Fallen bestimmt werden. Im Gegensatz zur Magnetfalle ist hier eine direkte Beobachtung der Oszillation der Atomwolke in der Falle (vgl. Abschnitt 4.3) nicht möglich. Zum einen stößt bei erwarteten radialen Frequenzen im Bereich von  $3 \dots 4 \text{ kHz}$  die Zeitaufösung der Experimentsteuerung an ihre Grenzen, zum anderen ist die radiale Oszillation einer Wolke der Breite  $\sigma_r \approx 2 \mu\text{m}$  in einem Potential mit Radius  $w_0 = 15 \mu\text{m}$  bei dem gegebenen Abbildungsmaßstab von  $4,4 \mu\text{m}/\text{Pixel}$  nicht sinnvoll zu detektieren. Axial sind zwar die erwarteten Frequenzen von etwa  $30 \text{ Hz}$  zeitlich auflösbar, allerdings ist in dieser Dimension der Schwerpunkt der Atomwolke nicht mit zufriedenstellender Genauigkeit zu bestimmen. Die statt dessen verwendeten Verfahren sind im folgenden erläutert. Die Fallenfrequenzen wurden bei Leistungen von  $P_{1064} = 3,41 \text{ W}$  und  $P_{532} = 0,99 \text{ W}$  bestimmt.<sup>5</sup> Diese Werte wurden in Hinblick auf die Datenauswertung der Messungen zur sympathetischen Kühlung gewählt, für die sich diese Leistungen als optimal erwiesen haben (siehe Abschnitt 7.1.2).

**Radial** Die radialen Fallenfrequenzen werden durch sogenanntes *parametrisches Heizen* [141, 144] bestimmt. Bei dieser Methode wird die Intensität des Fallenlasers mit variabler Frequenz moduliert. Trifft die Modulationsfrequenz  $\nu_M$  das doppelte der Fallenfrequenz  $\nu_M = 2\nu_r$  oder niedrigere Harmonische  $\nu_M = 2\nu_r/n$  mit  $n = 2, 3, 4 \dots$ , wird die Oszillationsbewegung der Atome in der Falle durch die periodische Potentialänderung parametrisch

<sup>5</sup>Alle Strahlleistungsangaben beziehen sich auf den Ort der Atome in der Vakuumkammer, d. h. Verluste an Sichtfenstern beim Eintritt in die Kammer sind darin berücksichtigt.



**Abbildung 5.7:** Messung der radialen Fallenfrequenzen für Ytterbium durch parametrisches Heizen. (a) 532 ODT bei  $P_{532} = 3,41$  W. Als Maß für die Temperatur der Atomwolke ist die radiale Breite  $\sigma_y$  in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz  $\nu_M$  aufgetragen. (b) 1064 ODT bei  $P_{1064} = 1,56$  W. Hier wurden die Maxima in unabhängigen Messungen einzeln vermessen (Daten mit der jeweiligen Modulationstiefe skaliert dargestellt). Es ist direkt die Temperaturänderung des Ensembles aufgetragen. (b) aus [194].

getrieben. Der damit verbundene Energieübertrag auf die Atome führt zu einem Aufheizen des Ensembles sowie ggf. zu einem Atomverlust aus der Falle.

Technisch wird die Intensitätsmodulation mit Hilfe des AOMs im ODT-Strahl realisiert, indem auf dessen Leistungsregelungseingang zu einer konstanten Offsetspannung eine zusätzliche Modulationsspannung gegeben wird. Die Modulationsspannung wird abgestimmt auf die Kennlinie des AOMs von einem programmierbaren Funktionsgenerator erzeugt, um trotz des nichtlinearen Verhaltens der Beugungseffizienz des AOMs eine weitestgehend sinusförmige Intensitätsmodulation zu erhalten.

Für die Messung werden die Ytterbiumatome in die optische Falle geladen und 5 s bei konstanter Intensität gehalten. Anschließend wird für eine Dauer von 100 ms die Intensität mit einer Amplitude von einigen Prozent moduliert und ein Absorptionssbild genommen, aus dem als Maß für die Temperatur die radiale Breite der Wolke  $\sigma_y$  bestimmt wird. Im Fall der 1064 ODT wurden die Maxima in unabhängigen Messreihen einzeln vermessen und anschließend die Daten mit der Modulationstiefe skaliert und auf einen gemeinsamen Offset angepasst [195]. In Abbildung 5.7 sind Messkurven für die 532 ODT und die 1064 ODT dargestellt. Es sind deutlich ausgeprägte Temperaturmaxima bei  $\nu_2 = 2\nu_r$  und bei  $\nu_1 = \nu_r$  zu erkennen. Als Ergebnis der Messung wird der Mittelwert  $\nu_r = \frac{1}{2}(\nu_1 + \frac{1}{2}\nu_2)$  angegeben; der Fehler wird anhand des Abstands der beiden Linien  $\Delta\nu_r = |\nu_1 - \frac{1}{2}\nu_2|$  bzw. – falls größer – der Unsicherheit des Fits abgeschätzt. Im Fall der 532 ODT treten zwei Sätze von Maxima-Paaren auf, die auf unterschiedliche radiale Fallenfrequenzen  $\nu_x \neq \nu_y$  aufgrund einer Elliptizität des Strahls schließen lassen (vgl. die Bestimmung der Strahltaillen weiter unten). Eine weitere mögliche Erklärung liegt in Anharmonizitäten durch Abweichungen vom Gauß'schen Strahlprofil begründet. Im weiteren wird für die 532 ODT der Mittelwert aus beiden Frequenzen verwendet. Die Messung mit der 1064 ODT wurde bei einer Leistung von 1,56 W durchgeführt. Die Fallenfrequenzen bei 0,99 W ergeben sich nach Gleichung (2.44a) durch Skalierung mit einem Faktor  $\sqrt{0,99/1,56} = 0,80$ . Die radialen

Fallenfrequenzen der BIODT wurden in dieser Strahlkonfiguration nicht explizit vermessen. Wie sich jedoch bei einer weiteren Fallenfrequenzmessung aller drei Fallen in einer Konfiguration mit veränderten Strahltaillen des 532ODT-Lasers herausstellte [195], ist der theoretisch erwartete Zusammenhang

$$\nu_i^{\text{BIODT}} = \sqrt{(\nu_i^{532\text{ODT}})^2 + (\nu_i^{1064\text{ODT}})^2} \quad i = x, y, z \quad (5.2)$$

experimentell mit weniger als 3% Abweichung erfüllt, sodass die radiale Frequenz der BIODT hier in guter Näherung gemäß Gleichung (5.2) berechnet werden kann. Alle gemessenen und berechneten Frequenzen sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Frequenz	532ODT <sub>x</sub>	532ODT <sub>y</sub>	532ODT <sub>xy</sub>	1064ODT	BIODT
$\nu_2$ [Hz]	$4753 \pm 43$	$6937 \pm 28$		$2228 \pm 23$	
$\nu_1$ [Hz]	$2387 \pm 26$	$3566 \pm 21$		$1082 \pm 19$	
$\nu_r$ [Hz]	$2382 \pm 48$	$3517 \pm 98$	$2950 \pm 73$	$1134 \pm 105$	$3160 \pm 106$

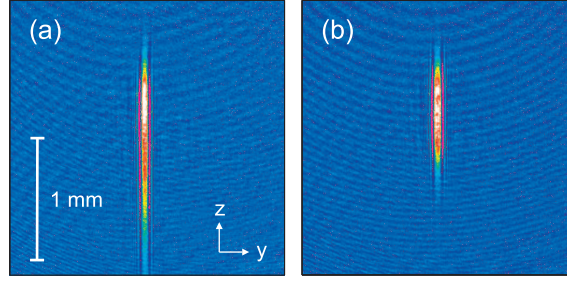
**Tabelle 5.1:** Radiale Fallenfrequenzen  $\nu_r$  für Ytterbiumatome in den optischen Fallen bei  $P_{532} = 3,41$  W und  $P_{1064} = 0,99$  W. 532ODT<sub>x,y</sub> und 1064ODT aus der in Abbildung 5.7 dargestellten Messung. 532ODT<sub>xy</sub> berechnet als Mittelwert aus 532ODT<sub>x,y</sub>. 1064ODT zur Leistungsumrechnung mit  $\sqrt{0,99/1,56} = 0,80$  skaliert. BIODT berechnet gemäß Gleichung (5.2). Es ist  $x$  die vertikale,  $y$  die horizontale Raumrichtung.

**Axial** Die axialen Fallenfrequenzen der optischen Fallen können sehr viel einfacher aus Flugzeitserien zur Temperaturbestimmung ermittelt werden. Aufgrund der niedrigen Frequenz und der damit verbundenen großen axialen Ausdehnung der Wolke ändert sich im Verlauf einer Serie mit typischen Flugzeiten von  $t = 0, 2 \dots 0,6$  ms, wie sie zur Temperaturmessung von Ytterbium in den optischen Fallen angewendet werden, die Länge  $\sigma_z(t)$  praktisch nicht gegenüber ihrem initialen Wert  $\sigma_z(0)$  (dies kann leicht anhand von Gleichung (3.14) verifiziert werden). Die initiale Größe ist damit in guter Näherung durch  $\sigma_z(0) = (\text{Mittelwert der } \sigma_z(t_i) \text{ aus den einzelnen Flugzeitbildern})$  gegeben. Mit der aus derselben Flugzeitserie bestimmten Temperatur  $T$  kann damit die Fallenfrequenz gemäß Gleichung (2.46b) aus  $\omega_z = 1/\sigma_z \sqrt{k_B T/m}$  bestimmt werden.<sup>6</sup> Nach dieser Methode wurden 30 Flugzeitserien mit der 532ODT und 140 Flugzeitserien mit der BIODT bei Temperaturen zwischen  $20 \mu\text{K}$  und  $80 \mu\text{K}$  ausgewertet; die axiale Fallenfrequenz der 1064ODT wurde daraus nach Gleichung (5.2) berechnet. Alle Werte sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Frequenz	532ODT	1064ODT	BIODT
$\nu_z$ [Hz]	$19,7 \pm 0,2$	$21,4 \pm 0,5$	$29,0 \pm 0,2$

**Tabelle 5.2:** Axiale Fallenfrequenzen  $\nu_z$  für Ytterbiumatome in den optischen Fallen bei  $P_{532} = 3,41$  W und  $P_{1064} = 0,99$  W. 532ODT und BIODT aus Flugzeitserien, 1064ODT berechnet gemäß Gleichung (5.2).

<sup>6</sup>Eine analoge Bestimmung von  $\omega_r$  ist prinzipiell denkbar, nachdem der Fit von Gleichung (3.14) an die radialen Flugzeitbreiten  $\sigma_y(t_i)$  neben der Temperatur auch die initiale radiale Ausdehnung  $\sigma_y(0)$  liefert. Dies scheidet aber in der Praxis an der unzureichenden Genauigkeit, da die auf diese Weise bestimmten Werte von  $\sigma_y(0)$  mit sehr großen Fehlern behaftet sind.



**Abbildung 5.8:** Rubidiumatome in der 1064ODT. (a) Eine stark astigmatische Falle führt zu einer axial ausgeschmierten und asymmetrischen Atomwolke. (b) Kompakte und axial kurze Atomwolke nach erfolgter Minimierung des Astigmatismus. Das Streifenmuster wird durch Beugungseffekte verursacht, wenn die Absorptionenaufnahmen wie hier ohne Flugzeit durchgeführt werden und die radiale Ausdehnung der Wolke sehr klein ist.

### Strahltaillen

Zur Überprüfung der tatsächlichen Fokusgröße wurden auf zwei verschiedene Arten die Strahltaillen der Fallenstrahlen bestimmt: Zum einen wurde mit Hilfe eines Geräts zur Strahlprofilanalyse eine direkte experimentelle Messung durchgeführt, zum anderen wurden die Strahltaillen rechnerisch aus Strahlleistung und radialer Fallenfrequenz ermittelt. Dabei gilt nach Gleichungen (2.44a), (2.42) und (2.40)

$$w_0 = \left( \frac{4U_0}{m\omega_r^2} \right)^{1/2} = \left[ \frac{4}{m\omega_r^2} \cdot \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\gamma}{\omega_0 - \omega_L} - \frac{\gamma}{\omega_0 + \omega_L} \right) \frac{2P}{\pi} \right]^{1/4}. \quad (5.3)$$

Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Beide Strahlen sind leicht elliptisch. Da dies jedoch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente nicht beeinträchtigte, wurden zunächst keine Anstrengungen unternommen dies zu verbessern. Durch das Verschieben des Strahlprofilanalysators kann prinzipiell auch der Astigmatismus der Strahlen untersucht werden: der longitudinale Abstand zwischen den Foki in  $x$ - und  $y$ -Richtung beträgt  $(0,1 \text{ mm})_{532}$  bzw.  $(0,6 \text{ mm})_{1064}$ . Diese Aussagen sind allerdings mit großer Unsicherheit behaftet, da vor dem Analysator benötigte Abschwächer durch ihre Position im fokussierten Teil des Strahls den Astigmatismus stark beeinflussen. Dasselbe gilt im Betrieb der Fallen für das Kammerfenster. Es hat sich als sinnvoller erwiesen, den Astigmatismus experimentell zu minimieren, indem jeweils die zweite Linse im Teleskop T3 so zur Strahlachse gekippt wird, dass die axiale Ausdehnung der ODTs möglichst kurz wird (siehe Abbildung 5.8). Die Atomwolken sind axial umso konzentrierter, je geringer der Astigmatismus ist, da das Potenzialminimum dann schärfer lokalisiert ist.

Strahltaille $w_0^x \times w_0^y$ [ $\mu\text{m}$ ]	532ODT	1064ODT
Messung per Strahlprofilanalysator	$14,8 \times 12,1$	$13,8 \times 14,5$
Berechnung gemäß Gleichung (5.3)	$17,8 \times 14,6$	$14,9 \times 14,9$

**Tabelle 5.3:** Experimentell bestimmte Strahltaillen der optischen Fallen. Alle Angaben ca.  $\pm 0,5 \mu\text{m}$ . Die Berechnung wurde ausgeführt mit den in Tabelle 5.1 angegebenen radialen Fallenfrequenzen und Strahlleistungen von  $P_{532} = (3,41 \pm 0,34) \text{ W}$  und  $P_{1064} = (0,99 \pm 0,10) \text{ W}$ . Es ist  $x$  die vertikale,  $y$  die horizontale Raumrichtung.

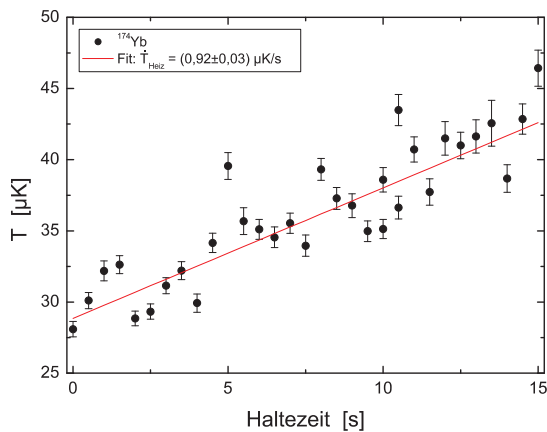


## Fallentiefen

Bei den typischerweise verwendeten Strahlleistungen von  $P_{532} = (3,41 \pm 0,34) \text{ W}$  und  $P_{1064} = (0,99 \pm 0,10) \text{ W}$  sowie mit den in Tabelle 5.3 angegebenen Strahltaillen berechnen sich die Fallentiefen gemäß Gleichung (2.42) zu  $U_0^{532\text{ODT}} = (540 \pm 100) \mu\text{K}$ ,  $U_0^{1064\text{ODT}} = (100 \pm 15) \mu\text{K}$  und  $U_0^{\text{BIODT}} = (640 \pm 115) \mu\text{K}$ . Die großen Unsicherheiten resultieren vor allem aus dem unkontrollierten Strahlprofil.

## Heizrate

In der BIODT wurde eine experimentelle Bestimmung der Heizrate durchgeführt. Dazu wurden Ytterbiumatome durch sympathetische Kühlung mit Rubidium (siehe Kapitel 7) auf ca.  $30 \mu\text{K}$  präpariert und dann die Temperatur als Funktion der Haltezeit in der BIODT gemessen. Abbildung 5.9 zeigt den beobachteten linearen Temperaturanstieg, aus dem durch einen Fit eine Heizrate von  $\dot{T}_{\text{Heiz}} = (0,92 \pm 0,03) \mu\text{K/s}$  ermittelt wurde.



**Abbildung 5.9:** Messung der Heizrate von  $^{176}\text{Yb}$  in der BIODT (bei  $P_{532} = 3,41 \text{ W}$  und  $P_{1064} = 0,99 \text{ W}$ ).

## Bewertung

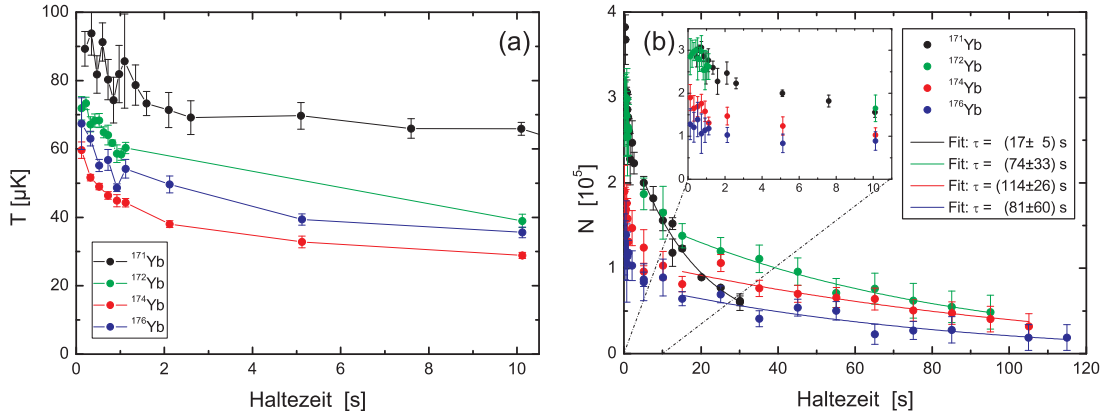
Unter Berücksichtigung der gegenüber der Konzeption leicht veränderten Strahlleistungen stimmen alle Fallenparameter gut mit den erwarteten Werten überein. Die Tabellen 3.4 und 3.5 auf Seite 56 zeigen alle Fallenparameter im Überblick und erlauben einen direkten Vergleich zwischen der konzipierten und der realen Falle.

### 5.4.3 Eigenschaften

#### Das Verhalten von Ytterbium in der 532ODT

Unmittelbar nach dem Umladen der Atome in die optische Falle beobachtet man innerhalb weniger Sekunden gleichzeitig eine Erniedrigung der Temperatur und einen Atomzahlverlust jeweils um etwa einen Faktor zwei. Dies wird durch natürliche Verdampfung der Atome aus der Falle bei konstanter Fallentiefe verursacht (vgl. Abschnitt 2.4.1) und wurde analog bereits in anderen Arbeiten mit optischen Dipolfallen beobachtet [196]. Abbildung 5.10 zeigt das Verhalten verschiedener Isotope in der 532ODT. Im Fall der bosonischen Isotope





**Abbildung 5.10:** Verhalten verschiedener Ytterbiumisotope in der 532ODT bei einer konstanten Leistung von  $P_{532} = 3,27 \text{ W}$ . (a) Temperaturabnahme durch Natürliche Verdampfung in der Anfangsphase. (b) Entwicklung der Atomzahl mit anfänglichem steilem Abfall durch natürliche Verdampfung (siehe Ausschnitt) und exponentiellem Zerfall für lange Haltezeiten (siehe Fitkurven).

$^{172,174,176}\text{Yb}$  wird ausgehend von initial  $60 \dots 70 \mu\text{K}$  nach etwa  $10 \dots 15 \text{ s}$  eine Gleichgewichtstemperatur von  $30 \dots 40 \mu\text{K}$  erreicht, die rund  $1/15$  der berechneten Potentialtiefe entspricht. Die Atomzahl verringert sich nach dem steilen Abfall durch die initiale natürliche Verdampfung ab Zeiten  $> 15 \text{ s}$  langsam exponentiell weiter, wie es bei einer durch das Hintergrundgas begrenzten Falle erwartet wird. Die Lebensdauer der Atome in der Falle liegt im Minutenbereich. Nach der initialen Verdampfungsphase liegen die mittleren Atomzahlen im Bereich von  $1 \dots 2 \cdot 10^5$  bei Spitzendichten in der Größenordnung von etwa  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Das fermionische  $^{171}\text{Yb}$  verhält sich qualitativ ähnlich, allerdings mit abweichenden quantitativen Werten. Hier ist die natürliche Verdampfungsphase mit ca.  $5 \text{ s}$  deutlich kürzer und die Gleichgewichtstemperatur mit  $60 \dots 70 \mu\text{K}$  deutlich höher. Die Lebensdauer in der Falle ist mit knapp  $20 \text{ s}$  stark verkürzt. Da in der vorliegenden Arbeit die Wechselwirkungen zwischen Ytterbium und Rubidium im Vordergrund standen, wurde der Grund für das unterschiedliche Verhalten der einzelnen Ytterbiumisotope hier nicht näher untersucht.

Das prinzipielle Verhalten aus initialer natürlicher Verdampfung bis zur Einstellung einer Gleichgewichtstemperatur und anschließender langsamer exponentieller Abnahme der Atomzahl entsprechend der Lebensdauer ist in der 1064ODT und der BIODT analog. Da das Speichern von Ytterbiumatomen allein in der 1064ODT für die durchgeführten Experimente keine Bedeutung hat, wurde dieser Fall an dieser Stelle nicht näher betrachtet. Aus der Messung der Fallenfrequenzen der 1064ODT (Abschnitt 5.4.2) ist jedoch bekannt, dass für  $^{174}\text{Yb}$  in der 1064ODT nach einer Haltezeit von  $6 \text{ s}$  die Temperatur im Bereich von  $15 \mu\text{K}$  liegt bei knapp  $1 \cdot 10^5$  Atomen.

### Das Verhalten von Ytterbium in der BIODT

Wichtig für die Experimente mit der kombinierten Falle ist hingegen das Verhalten von Ytterbium in der BIODT. Tabelle 5.4 zeigt typische Temperaturen, Atomzahlen und Dichten nach einer Haltezeit von  $25 \dots 30 \text{ s}$ , wie sie für den Betrieb der kombinierten Falle

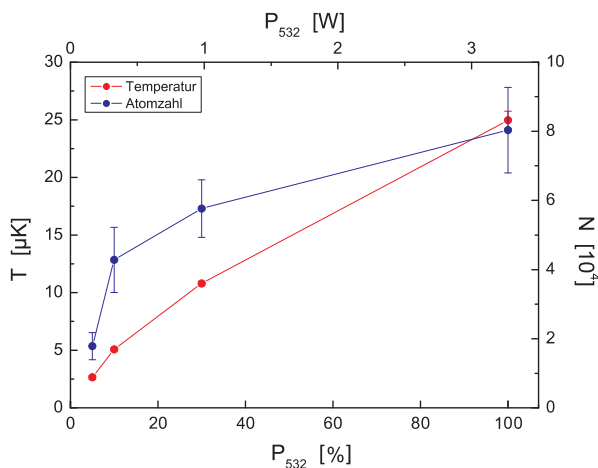
Isotop	Temperatur [ $\mu\text{K}$ ]	Atomzahl [ $10^5$ ]	Dichte [ $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ]
$^{170}\text{Yb}$	$42 \pm 2$	$1,5 \pm 0,3$	$6,0 \pm 0,6$
$^{171}\text{Yb}$	$\approx 62$	$\approx 2,2$	$\approx 5,0$
$^{172}\text{Yb}$	$54 \pm 2$	$1,3 \pm 0,4$	$3,8 \pm 1,4$
$^{174}\text{Yb}$	$42 \pm 3$	$2,4 \pm 0,7$	$9,2 \pm 4,2$
$^{176}\text{Yb}$	$43 \pm 3$	$2,0 \pm 0,5$	$8,5 \pm 1,9$

**Tabelle 5.4:** Durchschnittliche Temperaturen, Atomzahlen und maximale Dichten verschiedener Ytterbiumisotope in der BIODT nach einer Haltezeit von 25...30 s bei konstanten Leistungen von  $P_{532} = 3,41 \text{ W}$  und  $P_{1064} = 0,99 \text{ W}$ .

relevant ist, für alle Ytterbiumisotope, mit denen in der vorliegende Arbeit experimentiert wurde. Die Abweichungen zwischen den Isotopen wurden hier ebenfalls nicht systematisch betrachtet. Die leicht höheren Gleichgewichtstemperaturen der BIODT gegenüber der 532ODT resultieren aus der größeren Falltiefe und betragen ebenfalls  $\approx 1/15$  der Potentialtiefe.

### Erzwungene Verdampfungskühlung

Die Ytterbiumatome können durch erzwungene Verdampfung in der optischen Falle weiter abgekühlt werden. Hierzu wird wie in Abschnitt 2.4.1 beschrieben die Potentialtiefe erniedrigt, indem die Leistung des Fallenlasers heruntergefahren wird. Anhand dieser Methode konnten mit  $^{174}\text{Yb}$  in der 532ODT Temperaturen bis zu  $2,5 \mu\text{K}$  erzielt werden (siehe Abbildung 5.11). Zu beachten ist dabei allerdings der durch die erzwungene Verdampfung verursachte Atomzahlverlust von rund einem Faktor vier, sodass bei der genannten Temperatur nur noch etwa  $2 \cdot 10^4$  Atome vorhanden sind. Bei der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten sympathetischen Kühlung kann Ytterbium hingegen verlustfrei gekühlt werden, wie in Abschnitt 7.1 gezeigt wird. Aus diesem Grund wurde die Kühlung durch erzwungene Verdampfung hier nicht weiter optimiert.



**Abbildung 5.11:** Erzwungene Verdampfungskühlung von  $^{174}\text{Yb}$  in der 532ODT. Bei einer Gesamthaltezeit der Atome in der Falle von 40 s wird in den letzten 10 s die Leistung des Fallenlasers linear von 3,27 W (=100%) auf den im Diagramm aufgetragenen Endwert heruntergerampft.

# 6

## Die kombinierte Falle

*Die kombinierte Falle stellt das „Herzstück“ der in dieser Arbeit beschriebenen Experimente zur sympathetischen Kühlung von Ytterbium mit Rubidium (siehe Kapitel 7) dar. Sie besteht aus einer Ioffe-Pritchard-Magnetfalle für Rubidiumatome und einer bichromatischen optischen Dipolfalle (BIODT) für Ytterbiumatome und ermöglicht die simultane Speicherung beider atomarer Spezies in räumlich überlappenden aber voneinander unabhängigen Fallenpotenzialen. Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln 4 und 5 bereits die Parameter und Eigenschaften der einzelnen Fallen für Ytterbium und Rubidium im unabhängigen Betrieb behandelt worden sind, steht nun das Zusammenspiel beider Fallen in der Anordnung der kombinierten Falle und vor allem die Auswirkungen des Gesamtpotenzials auf das Rubidiumensemble im Vordergrund. Nach einer Einführung des Funktionsprinzips wird die Konzeption der kombinierten Falle erläutert und anhand von Berechnungen des Gesamtpotenzials die geometrische Konfiguration der Falle vorgestellt. Weitere Abschnitte beschäftigen sich mit dem entwickelten Ladeschema und mit Aspekten zu Justage und Betrieb der Falle. Den Abschluss dieses Kapitels bildet die ausführliche Diskussion des Verhaltens von Rubidiumatomen im Gesamtpotenzial der kombinierten Falle.*

### 6.1 Funktionsprinzip

#### 6.1.1 Zwei Fallen für zwei atomare Spezies

Alle bislang durchgeführten Experimente mit heteronuklearen Gemischen ultrakalter Gase sind entweder in rein magnetischen [53, 41, 54, 55] oder rein optischen [170] Fallen realisiert worden. Da dieser Ansatz die Auswahl möglicher Elemente auf atomare Spezies begrenzt, die in den magnetischen oder optischen Feldern vergleichbare Potenziale erfahren, wurde in den zitierten Experimenten ausschließlich mit Gemischen von Alkaliatomen gearbeitet, die ähnliche physikalische Eigenschaften aufweisen.<sup>1</sup> Aus diesem Grund reagieren die beteiligten Spezies sehr ähnlich auf Veränderungen der Fallenparameter, sodass keine Möglichkeit besteht, eine Spezies gezielt zu manipulieren (z. B. die Stärke des Einschlusses zu variieren).

Im Gegensatz dazu wird in der vorliegenden Arbeit erstmals ein Gemisch untersucht, das ein Element der Seltenen Erden, Ytterbium, mit einem Alkalimetall, Rubidium, kombiniert. Diese Elemente sind durch sehr unterschiedliche elektronische und vor allem magnetische Eigenschaften gekennzeichnet: So besitzt Ytterbium eine erdalkaliähnliche Niveaustuktur

---

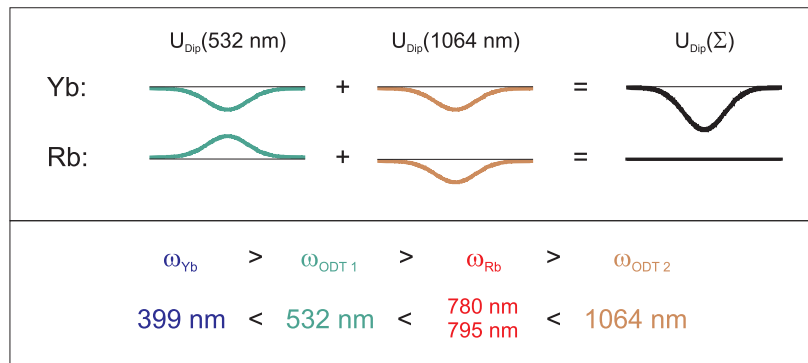
<sup>1</sup>Gegenwärtig befindet sich in Innsbruck ein Experiment zur Untersuchung ultrakalter Gemische aus Lithium, Kalium und Strontium im Aufbau [197], bei dem mit Strontium ein Erdalkalimetall beteiligt ist.

und einen diamagnetischen Grundzustand, wohingegen das Alkalimetall Rubidium einen paramagnetischen Grundzustand aufweist. Dies ermöglicht die Konstruktion einer neuartigen Fallengeometrie, in der beide Spezies in räumlich überlappenden aber voneinander unabhängigen Fallenpotenzialen gespeichert werden können und insbesondere unabhängig voneinander manipuliert werden können. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte *kombinierte Falle* besteht aus einer bichromatischen optischen Dipolfalle für Ytterbiumatome und einer Ioffe-Pritchard-Magnetfalle für Rubidiumatome und bietet zahlreiche Perspektiven für vielfältige Experimente mit einem zweikomponentigen ultrakalten Gas. An dieser Stelle sei vor allem die unabhängige Variation der Fallenfrequenzen betont, die die Stärke des Einschlusses, die Dichte oder auch die Übergangstemperatur ins entartete Regime bestimmen, sowie die Möglichkeit, durch eine unabhängige Manipulation der räumlichen Positionen der Fallenpotenziale den thermischen Kontakt zwischen den Spezies kontrollieren zu können. So können z. B. beide Ensembles zunächst räumlich getrennt auf gezielte Temperaturen und Dichten präpariert werden und dann zu einem definierten Zeitpunkt in Kontakt miteinander gebracht werden.

### 6.1.2 Die Idee der bichromatischen optischen Dipolfalle

Um die gegenseitige Unabhängigkeit der Fallen für Ytterbium und Rubidium zu gewährleisten, dürfen die Atome beider Spezies nicht mit dem jeweils „anderen“ Fallenpotenzial wechselwirken. Im Fall von Ytterbium ist dies intrinsisch erfüllt: Aufgrund des diamagnetischen Grundzustandes reagieren die optisch gefangenen Ytterbiumatome nicht auf die Magnetfelder der Falle für Rubidium. Im Gegensatz dazu werden die magnetisch gefangenen Rubidiumatome sehr wohl durch optische Potenziale beeinflusst. Mit einer geeigneten Konfiguration der optischen Dipolfalle für Ytterbium kann jedoch der Einfluss der optischen Potenziale auf die Rubidiumatome minimiert werden.

Dazu wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine *bichromatische optische Dipolfalle (BIODT)* für Ytterbium implementiert, die auf der dispersiven Abhängigkeit des Dipolpotenzials von der Verstimmung beruht und die Tatsache ausnutzt, dass sich für Atome, die sich gleichzeitig in mehreren Lichtfeldern befinden, die Beiträge der einzelnen Felder zum optischen Gesamtpotenzial linear addieren. Die Grundidee besteht in der Überlagerung zweier Einstrahlfallen (vgl. Abschnitt 2.2.2) verschiedener Wellenlängen. Dabei sind die Wellenlängen mit 532 nm und 1064 nm bezüglich der stärksten atomaren Übergänge bei 399 nm in Ytterbium und bei 780 nm und 795 nm in Rubidium so gewählt, dass für Ytterbiumatome beide Fallenstrahlen rotverstimmt sind, für Rubidiumtome jedoch ein Fallenstrahl rot- und der andere blauverstimmt ist. Damit addieren sich für Ytterbium zwei attraktive Potenziale, für Rubidium hingegen wird ein attraktives mit einem repulsiven Potenzial überlagert, wie in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt ist. Bei gleicher Fokussgröße der beiden Einstrahlfallen und geeigneter Anpassung der Strahlintensitäten heben sich attraktive und repulsive Anteile gerade auf und das resultierende optische Potenzial für Rubidium verschwindet. Aufgrund der durch die unterschiedlichen Wellenlängen bedingten Rayleigh-Längen und unterschiedlichen Divergenzwinkel der beiden Fallenstrahlen ist ein vollständiger Ausgleich von attraktiven und repulsiven Anteilen allerdings nur im Fokus zu erreichen, worauf in detaillierten Potenzialberechnungen in Abschnitt 6.2.3 eingegangen



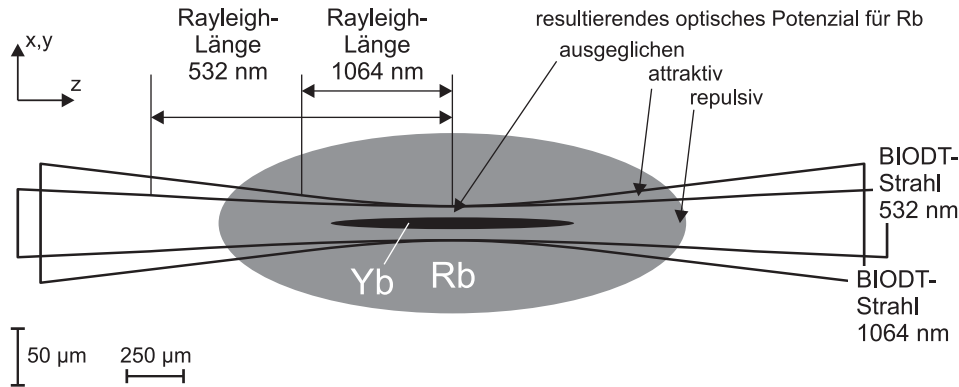
**Abbildung 6.1:** Das Prinzip der bichromatischen optischen Dipolfalle (BIODT): Durch Überlagerung zweier Lichtfelder bei geeigneten Wellenlängen addieren sich für Ytterbium zwei attraktive Potentiale zu einer Gesamtfalle, für Rubidium hingegen heben sich attraktive und repulsive Anteile auf und das Gesamtpotenzial verschwindet. Unten sind die Wellenlängen der Fallenstrahlen im Vergleich zu den Wellenlängen der jeweils stärksten Übergänge in Ytterbium und Rubidium eingeordnet.

wird. In erster Näherung werden in dieser Konfiguration die magnetisch gefangenen Rubidiumatome trotzdem als weitgehend unbeeinflusst von der optischen Falle für Ytterbium betrachtet.

### 6.1.3 Konfiguration der kombinierten Falle

Abbildung 6.2 zeigt schematisch die Gesamtkonfiguration der kombinierten Falle bestehend aus Magnetfalle und bichromatischer optischer Falle. Beide Fallen sind an der Position ihrer jeweiligen Zentren überlagert und mit ihren schwachen Achsen parallel zueinander ausgerichtet, um einen größtmöglichen Überlapp der Atomwolken zu erreichen. Es sind deutlich die unterschiedlichen Divergenzwinkel der BIODT-Strahlen zu erkennen, die für Rubidium zu resultierend attraktiven und repulsiven Regionen außerhalb des BIODT-Fokus' führen. Im Kontaktbereich zwischen Ytterbium- und Rubidiumatomen im Fallenzentrum ist der Einfluss des BIODT-Potenzials auf die Rubidiumatome jedoch vernachlässigbar. Damit sind Ytterbium- und Rubidiumatome räumlich überlappend in unabhängigen Fallenpotenzialen gefangen.

Ein vergleichbarer Ansatz zur Speicherung eines zweikomponentigen Gemischs nur in einer bichromatischen optischen Dipolfalle, in der durch Variation der relativen Strahlintensitäten ebenfalls die Stärke der Einschlusses jeder Spezies unabhängig voneinander angepasst werden kann, wurde von Onofrio *et al.* [198, 199] vorgeschlagen. Diese Variante bietet allerdings keine Möglichkeit der unabhängigen räumlichen Manipulation bzw. der Kontrolle des thermischen Kontakts zwischen den Ensembles.



**Abbildung 6.2:** Schematischer Aufbau der kombinierten Falle. Gezeigt sind die Atomwolken von Ytterbium in der BIODT und von Rubidium in der Magnetfalle sowie die BIODT-Laserstrahlen. Die Zeichnung ist innerhalb der Koordinatenachsen jeweils maßstäblich, es ist die  $z$ -Achse 30-fach und die  $x, y$ -Achse 150-fach vergrößert dargestellt. Die gezeigten Radien der Atomwolken entsprechen  $2\sigma$  (Abfall der Dichte auf  $1/e^2$ ) bei  $T_{Yb} = 50\mu K$  und  $T_{Rb} = 20\mu K$  (aus realen Messungen; diese Werte entsprechen der Situation zu Beginn der in Kapitel 7 vorgestellten Thermalisierungsmessungen); bei den Laserstrahlen sind die  $1/e^2$ -Radien des Intensitätsprofils eingezeichnet.

## 6.2 Konzeption

### 6.2.1 Technische Vorgaben zur BIODT

Wie im folgenden Abschnitt 6.2.2 deutlich werden wird, resultiert der Hauptanteil des attraktiven Potenzials für Ytterbium aus dem BIODT-Strahl bei 532 nm (532ODT-Strahl). Daher wird bei der Konzeption der BIODT von der maximal verfügbaren Leistung in diesem Strahl ausgegangen und die für ein Verschwinden des Potenzials für Rubidium nötige Anpassung des Intensitätsverhältnisses anhand einer Leistungsvariation des Strahls bei 1064 nm (1064ODT-Strahl) durchgeführt.

Als Quelle für den 532ODT-Strahl dient ein Festkörperlaser mit 10 W Ausgangsleistung (vgl. Abschnitt 3.4). Abzüglich des Anteils zum Pumpen des Farbstofflasers bei 556 nm für die grünen MOT (vgl. Abschnitt 3.2.1) und Verlusten am Schalt-AOM der BIODT sowie allgemein im optischen System stehen für die BIODT am Ort der Atome noch maximal 3,4 W zur Verfügung. Um bei dieser Leistung eine hinreichend tiefe Falle für Ytterbiumatome zu gewährleisten, muss die Fokusgröße sehr klein sein: Die Fallentiefe (2.42) der 532ODT für Ytterbium beträgt in Abhängigkeit von der Fokusgröße

$w_0$ [ $\mu\text{m}$ ]	$U_{\text{Dip}}^{532\text{ODT}}$ [ $\mu\text{K}$ ] bei $P_{532} = 3,4 \text{ W}$
15	-517
20	-291
30	-129

Um eine gewisse Sicherheit gegenüber Abweichungen des realen Strahls vom idealen Gaußprofil und gegenüber möglicherweise auftretendem Astigmatismus zu haben, die die reale Fallentiefe verringern, wurde eine Fokusgröße von  $15 \mu\text{m}$  gewählt. Die Leistungsversorgung

des 1064ODT-Strahls ist hingegen unkritisch: Hier stehen etwa 15 W aus einem Faserlaser nur für die BIODT zur Verfügung bei gleichzeitig geringerer benötigter Leistung als im 532ODT-Strahl (siehe den folgenden Abschnitt). Für den 1064ODT-Strahl wird ebenfalls eine Fokusgröße von  $15 \mu\text{m}$  verwendet, um im Fallenzentrum einen gleichmäßigen Potenzialverlauf zu erreichen.

Weitere Details zum Lasersystem der BIODT sind in Abschnitt 3.4 beschrieben. Auf die Justagetechnik der BIODT zur präzisen Überlagerung der Foki wird in Abschnitt 6.4 eingegangen.

### 6.2.2 Das optimale Leistungsverhältnis der BIODT-Strahlen

Bei Vorgabe der Fokusgrößen der beiden BIODT-Strahlen und der Leistung im 532ODT-Strahl kann die optimale Leistung des 1064ODT-Strahls zur Minimierung des Gesamtpotenzials für Rubidium anhand der Fallentiefe (2.42) berechnet werden. In der folgenden Betrachtung wird neben dem optimalen Leistungsverhältnis gleichzeitig ein Kriterium abgeleitet, welche Übergänge in Ytterbium und Rubidium bei der Berechnung des optischen Potenzials jeweils zu berücksichtigen sind.

Gemäß den Ausführungen zu Mehr-Niveau-Systemen in Abschnitt 2.2.2 kann im vorliegenden System in Anbetracht der Wellenlängen der stärksten Übergänge in Ytterbium und Rubidium und der Wellenlängen der verwendeten optischen Fallen die Fallentiefe im Lichtfeld  $k$  ( $k = 532\text{ODT}, 1064\text{ODT}$ ) berechnet werden, indem über die Beiträge aller relevanten elektronischen Übergänge  $i$  zum Dipolpotenzial summiert wird, die sich ggf. aus dem gewichteten Mittelwert der Beiträge der zugehörigen Feinstrukturübergänge  $j$  ergeben. Im Rahmen dieser Näherung gilt:

$$U_0^k = \sum_i -\frac{3\pi c^2}{2\omega_{0i}^3} \left( \frac{\gamma_i}{\omega_{0i} - \omega_{Lk}} + \frac{\gamma_i}{\omega_{0i} + \omega_{Lk}} \right) I_k(\vec{r}) \quad (6.1)$$

mit  $\omega_{0i} = \sum_j \frac{f_j \omega_{0j}}{f_j}$  und  $\gamma_i = \sum_j \frac{f_j \gamma_j}{f_j}$ .

Auf Grundlage der vorgesehenen Leistung im 532ODT-Strahl von  $P_{532} = 3,4 \text{ W}$  und Fokusgrößen von  $w_{0532} = w_{01064} = 15 \mu\text{m}$  wurde daher in beiden Elementen zunächst für alle Grundzustandsübergänge (laut NIST-Datenbank [200]) der jeweilige Beitrag zur Fallentiefe der 532ODT, der 1064ODT und der BIODT in Abhängigkeit der Leistung im 1064ODT-Strahl  $P_{1064} = P^* \cdot P_{532}$  berechnet. Welche dieser Übergänge für die korrekte Berechnung des BIODT-Potenzials tatsächlich relevant sind, wurde anhand der folgenden Kriterien beurteilt:

**Rubidium** Als Kriterium in Rubidium dient, beginnend bei der stärksten Linie (die mit der größten Linienbreite) und sukzessivem Miteinbeziehen der jeweils nächstschwächeren Linien, ab welchem zusätzlich berücksichtigten Übergang sich das Leistungsverhältnis  $P^* = P_{1064}/P_{532}$  (gegenüber dem Fall ohne diesen letzten Übergang) nicht mehr wesentlich ändert, um  $U_0|_{\text{BIODT}}^{\text{Rb}} = U_0|_{532\text{ODT}}^{\text{Rb}} + U_0|_{1064\text{ODT}}^{\text{Rb}} = 0$  zu gewährleisten. Bei einem Abbruchkriterium von  $\Delta P^*/P^* = 1\%$  führt dies auf die in Tabelle 6.1 gezeigten Übergänge und einen Endwert



von<sup>2</sup>

$$P^* = 0,3815, \quad (6.2)$$

bei dem im Fallenzentrum der Ausgleich der optischen Potenziale erwartet wird. In Rubidium ist der erwähnte Fall zu beachten, dass die elektronischen Übergänge  $5^2S_{1/2} \rightarrow x^2P$  ( $x = 6, 7, 8 \dots$ ) jeweils in die Feinstrukturkomponenten zu den Zuständen  $x^2P_{1/2}$  und  $x^2P_{3/2}$  aufspalten. Hier muss wie in Abschnitt 2.2.2 unter Mehr-Niveau-Systeme beschrieben mit der Oszillatorstärke gewichtet über die zugehörigen Feinstrukturübergänge gemittelt werden, um effektive Verstimmungen und Linienbreiten für die entsprechenden elektronischen Übergänge zu erhalten.

**Ytterbium** Berechnet man für den anhand von Rubidium ermittelten Wert von  $P^*$  die Beiträge der verschiedenen Ytterbiumübergänge zum Ytterbiungesamtpotenzial und bricht analog zu oben ab, sobald der Anteil des nächsten zu berücksichtigenden Übergangs weniger als 1% zum bisherigen Wert von  $U_0|_{\text{BIODT}}^{\text{Yb}}$  beitragen würde, ergeben sich die in Tabelle 6.2 aufgelisteten relevanten Übergänge. Die berechnete Fallentiefe der BIODT beträgt dann ca.  $640 \mu\text{K}$ . Zu beachten ist der trotz der geringen Linienbreite große Beitrag des Übergangs bei  $556 \text{ nm}$  zu  $U_0|_{\text{Yb}}^{532\text{ODT}}$ , der aus dem geringen Frequenzabstand dieser Linie zum Fallenlaser resultiert.

In Ytterbium müsste im Fall des Übergangs  $^1S_0 \rightarrow ^3P$  strenggenommen ebenfalls über alle Feinstrukturkomponenten  $^1S_0 \rightarrow ^3P_{0,1,2}$  gewichtet gemittelt werden. Die Übergänge  $^1S_0 \rightarrow ^3P_{0,2}$  können jedoch vernachlässigt werden, wie die folgende Betrachtung anhand der Übergangswahrscheinlichkeiten und den daraus folgenden Oszillatorstärken zeigt [202]. Dabei ist zwischen bosonischen und fermionischen Isotopen zu unterscheiden: Der  $^3P_0$ -Zustand kann in Bosonen nur über sehr schwache Multiphotonenprozesse zerfallen, sodass der  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ -Übergang für Ein-Photon-Prozesse verboten ist. In Fermionen wird durch die Hyperfeinkopplung des Kernspins ein schwacher Ein-Photon-Zerfallskanal für elektrische Dipolübergänge ( $E1$ ) induziert, dessen Übergangswahrscheinlichkeiten in Tabelle 6.3 angegeben sind.<sup>3</sup> Der  $^1S_0 \rightarrow ^3P_2$ -Übergang ist in allen Isotopen erlaubt, im bosonischen Fall als magnetischer Quadrupolübergang ( $M2$ ) jedoch sehr schwach. Auch hier wird im fermionischen Fall durch die Hyperfeinkopplung des Kernspins ein elektrischer Dipolübergang ( $E1$ ) ermöglicht, was zu deutlich höheren Übergangswahrscheinlichkeiten (und damit zu einer Verkürzung der Lebensdauer des  $^3P_2$ -Zustands) führt. Die verschiedenen Raten für den  $^1S_0 \rightarrow ^3P_2$ -Übergang sind ebenfalls in Tabelle 6.3 aufgelistet. Für erlaubte elektrische Dipolübergänge ( $E1$ ) lassen sich gemäß dem Zusammenhang [204]

$$A_{ki} = \frac{2\pi e^2}{m_e c \epsilon_0 \lambda^2} \frac{g_i}{g_k} f_{ik} \quad \text{mit} \quad g_{i,k} = 2J_{i,k} + 1 \quad (6.3)$$

die Oszillatorstärken  $f_{ik}$  aus den Übergangswahrscheinlichkeiten  $A_{ki}$  ermitteln, wobei sich die statistischen Gewichte  $g_{i(k)}$  aus den Drehimpulsen  $J_{i(k)}$  des unteren (oberen) Zustandes

<sup>2</sup>Die Potenzialberechnung allein anhand der D-Linien bei  $780 \text{ nm}$  und  $795 \text{ nm}$  führt auf  $P^* = 0,3868$ ; eine grobe Abschätzung nur anhand der  $D_2$ -Linie bei  $780 \text{ nm}$  auf  $P^* = 0,4016$ .

<sup>3</sup>Der  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ -Übergang in den fermionischen Isotopen gilt dabei als vielversprechender Kandidat für die Realisierung einer optischen Uhr mit Ytterbium [119].

Rubidium						
angereg. Zustand	Übergangswellenlänge	Übergangswahrscheinlichkeit	Linienbreite	Oszillatorstärke		
	$\lambda_{\text{Vak}}$ [nm]	$A_{ki}$ [ $\text{s}^{-1}$ ] $\equiv \gamma$	$\gamma/2\pi$ [Hz]	$f_{ik}$		
$5^2P_{3/2}$	780,237	$3,81 \cdot 10^7$	$6,06 \cdot 10^6$	0,695		
$5^2P_{1/2}$	794,975	$3,61 \cdot 10^7$	$5,75 \cdot 10^6$	0,342		
$6^2P_{3/2}$	420,295	$1,77 \cdot 10^6$	$2,82 \cdot 10^5$	$9,37 \cdot 10^{-3}$		
$6^2P_{1/2}$	421,669	$1,50 \cdot 10^6$	$2,39 \cdot 10^5$	$4,00 \cdot 10^{-3}$		

angereg. elektr. Zustand	effektive Übergangswellenlänge $\bar{\lambda}_{\text{Vak}}$ [nm]	effektive Übergangswahrscheinlichkeit $\bar{A}_{ki}$ [ $\text{s}^{-1}$ ] $\equiv \bar{\gamma}$	effektive Linienbreite $\bar{\gamma}/2\pi$ [Hz]	Falltiefe		
				532ODT $U_0$ [ $\mu\text{K}$ ]	1064ODT $U_0$ [ $\mu\text{K}$ ]	BIODT $U_0$ [ $\mu\text{K}$ ]
$5^2P$	785,098	$3,74 \cdot 10^7$	$5,96 \cdot 10^6$	566,2	-558,4	7,7
$6^2P$	420,706	$1,69 \cdot 10^6$	$2,69 \cdot 10^5$	-6,6	-1,1	-7,7
Summe				559,6	-559,6	< 0,1

**Tabelle 6.1:** Oben: Relevante Grundzustandsübergänge in Rubidium zur Berechnung des optischen Gesamtpotenzials in der BIODT. Zustandsbezeichnungen,  $\lambda_{\text{Luft}}$ ,  $A_{ki}$  und  $f_{ik}$  aus [200], Umrechnung auf  $\lambda_{\text{Vak}}$  nach [201]. Unten: Für  $\delta_0 \gg \Delta_{\text{FS}}$  kann die Feinstrukturaufspaltung (FS) vernachlässigt werden und die Potenziale berechnen sich durch Aufsummieren der Beiträge der elektronischen Zustände. Als effektive  $\bar{\lambda}_{\text{Luft}}$ ,  $\bar{A}_{ki}$  werden dabei die mit den Oszillatorstärken  $f_{ik}$  gewichteten Mittelwerte der einzelnen FS-Komponenten eingesetzt. Falltiefen berechnet gemäß Gleichung (6.1) für  $w_{0532} = w_{01064} = 15 \mu\text{m}$ ,  $P_{532} = 3,41 \text{ W}$  und  $P_{1064} = 0,3815 \cdot P_{532} = 1,30 \text{ W}$ .

Ytterbium						
angereg. Zustand	Übergangswellenlänge $\lambda_{\text{Vak}}$ [nm]	Übergangswahrscheinlichkeit $A_{ki}$ [ $\text{s}^{-1}$ ] $\equiv \gamma$	Linienbreite $\gamma/2\pi$ [Hz]	Falltiefe		
				532ODT $U_0$ [ $\mu\text{K}$ ]	1064ODT $U_0$ [ $\mu\text{K}$ ]	BIODT $U_0$ [ $\mu\text{K}$ ]
$6^1P_1$	398,910	$1,76 \cdot 10^8$	$2,80 \cdot 10^7$	-478,7	-93,0	-571,7
$7^1P_1$	246,521	$9,10 \cdot 10^7$	$1,45 \cdot 10^7$	-20,1	-6,4	-26,5
$6(7/2, 5/2)_1$	346,534	$6,20 \cdot 10^7$	$9,87 \cdot 10^6$	-73,0	-17,9	-90,7
$4f^{13}5d6s^2$	267,272	$1,18 \cdot 10^7$	$1,88 \cdot 10^6$	-3,8	-1,2	-4,9
$6^3P_1$	555,798	$1,14 \cdot 10^6$	$1,81 \cdot 10^5$	55,9	-2,7	53,2
Summe				-519,7	-121,2	-640,9

**Tabelle 6.2:** Relevante Grundzustandsübergänge in Ytterbium zur Berechnung des optischen Gesamtpotenzials in der BIODT. Zustandsbezeichnungen,  $\lambda_{\text{Luft}}$ ,  $A_{ki}$  und  $f_{ik}$  aus [200], Umrechnung auf  $\lambda_{\text{Vak}}$  nach [201]. Falltiefen berechnet gemäß Gleichung (6.1) für  $w_{0532} = w_{01064} = 15 \mu\text{m}$ ,  $P_{532} = 3,41 \text{ W}$  und  $P_{1064} = 0,3815 \cdot P_{532} = 1,30 \text{ W}$ .

Isotop	angereg. Zustand	$F$	Übergangswellenlänge $\lambda_{\text{vak}}$ [nm] [200]	Übergangswahrscheinlichkeit $A_{ki}$ [ $\text{s}^{-1}$ ]	Oszillatorstärke laut Gleichung (6.3) $f_{ik}$
alle	$6^3P_1$		555,798	$1,14 \cdot 10^6$ [200]	$1,59 \cdot 10^{-2}$
Bosonen	$6^3P_0$ $6^3P_2$		578,417 507,343	Übg. verboten [202] $4,20 \cdot 10^{-4}$ [203]	entfällt kein $E1$ -Übg.
$^{171}\text{Yb}$	$6^3P_0$ $6^3P_2$	$1/2$ $3/2$	578,417 507,343	$4,35 \cdot 10^{-2}$ [202] $9,18 \cdot 10^{-2}$ [202]	$2,19 \cdot 10^{-10}$ $1,78 \cdot 10^{-9}$
$^{173}\text{Yb}$	$6^3P_0$ $6^3P_2$	$5/2$ $7/2$	578,417 507,343	$3,85 \cdot 10^{-2}$ [202] $7,22 \cdot 10^{-2}$ [202]	$1,94 \cdot 10^{-10}$ $1,40 \cdot 10^{-9}$

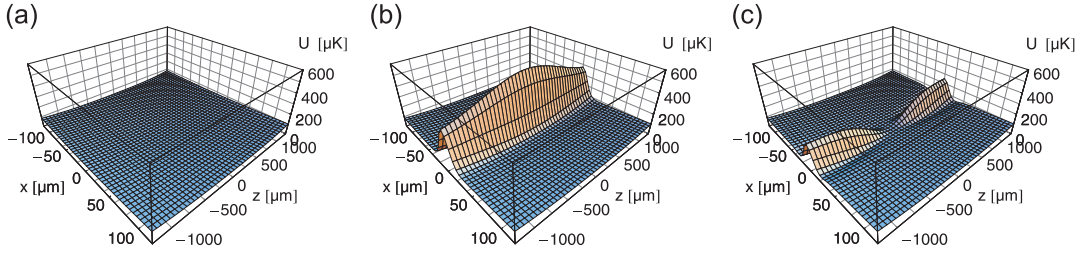
**Tabelle 6.3:** Vergleich der Oszillatorstärken zwischen dem  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergang und den  $^1S_0 \rightarrow ^3P_{0,2}$ -Übergängen in verschiedenen Ytterbiumisotopen. Im Fall des  $^1S_0 \rightarrow ^3P_2$ -Übergangs in  $^{173}\text{Yb}$  sind Übergänge zu den Hyperfeinniveaus  $F = 3/2, 7/2, 7/2$  möglich [202], von denen hier nur der mit der stärksten Übergangswahrscheinlichkeit angegeben ist. Weitere Erläuterungen im Haupttext.

berechnen. Wie aus den Werten in Tabelle 6.3 ersichtlich, sind im Fall der Fermionen die Oszillatorstärken der  $^1S_0 \rightarrow ^3P_{0,2}$ -Übergänge um viele Größenordnungen kleiner als die des  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergangs, sodass bei einer mit den Oszillatorstärken gewichteten Mittelung über alle drei Linien die  $^1S_0 \rightarrow ^3P_{0,2}$ -Übergänge keine Rolle spielen, und es demnach vollkommen ausreichend ist, nur den  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergang zu berücksichtigen. Bei den Bosonen ist eine Angabe der Oszillatorstärke nicht möglich, da der  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ -Übergang verboten ist und der  $^1S_0 \rightarrow ^3P_2$ -Übergang ein magnetischer Quadrupolübergang ist, für die keine Oszillatorstärken angegeben werden können [204]. Aufgrund der im Vergleich zu den Fermionen noch kleineren Übergangsraten dieser Linie ist es aber auch hier in sehr guter Näherung gerechtfertigt, ausschließlich den  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Übergang zu betrachten.

### 6.2.3 Das Gesamtpotenzial der kombinierten Falle

Um die räumliche Konfiguration und das Verhalten des gemischten Ytterbium–Rubidium–Ensembles in der kombinierten Falle verstehen und beurteilen zu können, ist eine genaue Kenntnis der Fallengeometrie unerlässlich. In Hinblick auf die Untersuchung der Thermalisierungseigenschaften von Ytterbium und Rubidium muss ein guter thermischer Kontakt zwischen beiden Ensembles gewährleistet sein, wofür die Ytterbium- und die Rubidiumwolke in der kombinierte Falle räumlich gut überlappen müssen. Hierbei muss besonderes die Fallengeometrie für Rubidium näher betrachtet werden, da, wie bereits erwähnt, ein vollständiger Ausgleich der optischen Potenziale für Rubidiumatome aufgrund der unterschiedlichen Divergenzwinkel der BIODT-Strahlen nur in deren Fokus erreicht werden kann.

Zu diesem Zweck wurde über einen Raumbereich um das Fallenzentrum herum, den die Atome bei typischen im Experiment auftretenden Temperaturen bevölkern, das Gesamtpotenzial  $U_{\text{tot}}$  der kombinierten Falle berechnet. Es setzt sich für Rubidium aus dem magnetischen Potenzial  $U_{\text{MT}}$  der Kleeblattmagnetfalle, dem optischen Potenzial  $U_{\text{BIODT}}$  der bichromatischen Dipolfalle und dem Gravitationspotenzial  $U_{\text{Grav}}$  zusammen. Für Ytterbium



**Abbildung 6.3:** Veranschaulichung der Auswirkungen der BIODT-Strahlen auf das Fallenpotenzial für Rubidiumatome. (a) Reines Magnetfallenpotenzial. (b) Magnetfalle mit eingeschaltetem 532ODT-Strahl. (c) Magnetfalle mit beiden BIODT-Strahlen bei optimalem Leistungsverhältnis. Dies ist die Idealkonfiguration der kombinierten Falle.

entfällt das magnetische Potenzial, sodass gilt:

$$U_{\text{tot}}^{\text{Yb}} = U_{\text{BIODT}}^{\text{Yb}} + U_{\text{Grav}}^{\text{Yb}} \quad (6.4)$$

$$U_{\text{tot}}^{\text{Rb}} = U_{\text{MT}}^{\text{Rb}} + U_{\text{BIODT}}^{\text{Rb}} + U_{\text{Grav}}^{\text{Rb}} \quad (6.5)$$

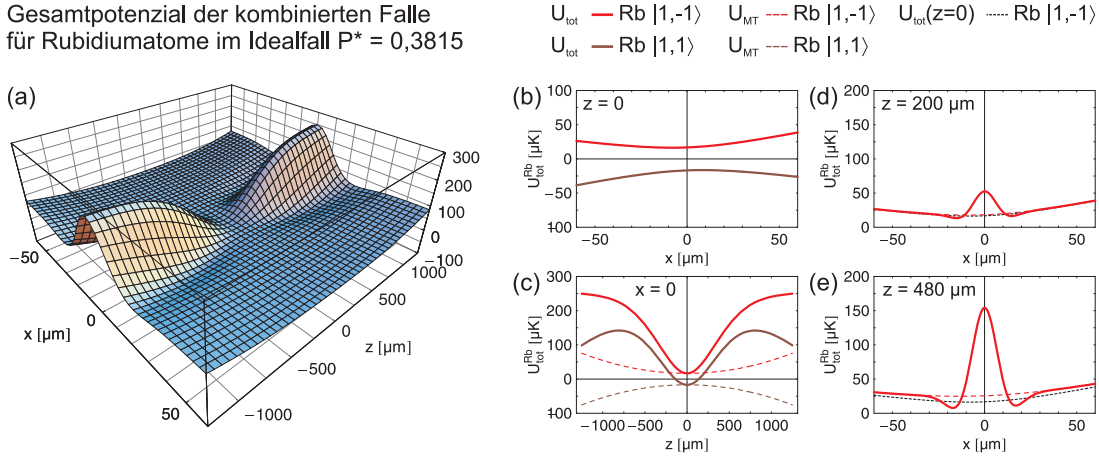
$$\text{mit } U_{\text{BIODT}}^i = U_{\text{dip } 532\text{ODT}}^i + U_{\text{dip } 1064\text{ODT}}^i \quad i = \text{Yb, Rb}.$$

Dabei berechnen sich  $U_{\text{MT}}^{\text{Rb}}$  und  $U_{\text{dip } j}^i$  anhand der Gleichungen (2.18) bzw. (2.49) mit den in Abschnitt 6.2.2 ermittelten Übergängen ( $i = \text{Yb, Rb}$ ;  $j = 532\text{ODT, } 1064\text{ODT}$ ), und für das Gravitationspotenzial gilt  $U_{\text{Grav}}^i = m_i \cdot g$ . Es wird davon ausgegangen, dass die schwache axiale  $z$ -Richtung der kombinierten Falle horizontal im Raum ausgerichtet ist und die Gravitation entlang der vertikalten  $x$ -Achse wirkt (zu den möglichen Auswirkungen einer nicht perfekt horizontal ausgerichteten kombinierten Falle s. u.).

### Die optimale Konfiguration

Zunächst ist zur Veranschaulichung in Abbildung 6.3 ein Überblick über die Auswirkungen der BIODT-Strahlen auf das Rubidiumpotenzial dargestellt. Der repulsive 532ODT-Strahl allein führt zu einer starken mehrere 100  $\mu\text{K}$  hohen Barriere für die Rubidiumatome um die  $z$ -Achse herum. In dieser Situation ist kein thermischer Kontakt zwischen den Ensembles möglich, da sich die Ytterbiumatome, die im für sie attraktiven Potenzial des 532ODT-Strahl gefangen sind, genau in dem Raumbereich aufhalten, von dem die Rubidiumatome abgestoßen werden. Wird der 1064ODT-Strahl bei dem in Abschnitt 6.2.2 abgeleiteten optimalen Leistungsverhältnis von  $P^* = P_{1064}/P_{532} = 0,3815$  zusätzlich eingestrahlt, entspricht das Rubidiumpotenzial am Ort des BIODT-Fokus, wo die Ytterbiumatome gefangen sind, dem der ungestörten Magnetfalle. Hier ist somit ein guter räumlicher Überlapp der Atomwolken gegeben. Dieser „Idealfall“ ist in Abbildung 6.4 nochmals vergrößert dargestellt und anhand von Potenzielschnitten detailliert betrachtet. In der Fokusebene  $z = 0$  ist keinerlei Abweichung vom Magnetfallenpotenzial festzustellen, wie das radiale Schnittbild (b) zeigt. Außerhalb der Fokusebene ist das Potenzial durch verbleibende repulsive Regionen um die  $z$ -Achse charakterisiert, deren Höhe für größer werdende Abstände  $|z| > 0$  zunimmt (vgl. Axialschnitt (c) und Radialschnitte (d)-(e)). Das Rubidiumpotenzial erscheint daher axial

Gesamtpotenzial der kombinierten Falle  
für Rubidiumatome im Idealfall  $P^* = 0,3815$



**Abbildung 6.4:** Das Gesamtpotenzial für Rubidiumatome in der kombinierten Falle im Fall optimal ausgeglichener BIODT-Strahlen. Parameter:  $w_{0\,532} = w_{0\,1064} = 15\ \mu\text{m}$ ,  $P_{532} = 3,41\ \text{W}$ ,  $P_{1064} = 0,3815 \cdot P_{532} = 1,30\ \text{W}$ . (a) 3D-Veranschaulichung in der  $xz$ -Ebene. Das reale Potenzial ist radialsymmetrisch um die  $z$ -Achse. Zu beachten ist der aus Gründen der Anschaulichkeit stark unterschiedliche Maßstab der Achsen. (b)-(e) radiale und axiale Schnitte in verschiedenen Ebenen. In (b)-(c) ist zusätzlich zum magnetisch gefangenen Zustand  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  (der auch in Teilbild (a) gezeigt ist) noch der magnetisch nicht gefangene Zustand  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  eingezeichnet. Dessen Verlauf ist hinsichtlich der Durchführbarkeit der Rf-Verdampfungskühlung von Bedeutung, wie bei der Diskussion von Abweichungen vom Idealfall weiter unten deutlich werden wird. Zum Vergleich ist gestrichelt jeweils das ungestörte Magnetfallenpotenzial dargestellt. Im Radialschnitt (e) bei  $z = 480\ \mu\text{m}$  ist zum Vergleich der Potenzialverlauf in der Fokusebene  $z = 0$  eingezeichnet. Die radiale Asymmetrie des Potenzialverlaufs resultiert aus dem Einfluss des Gravitationspotenzials.

gestaucht gegenüber der reinen Magnetfalle (siehe Bild (c)). Da diese Störung aber nur direkt auf der Achse in voller Stärke auftritt, führt dies nicht zu einer globalen Veränderung des axialen Rubidiumpotenzials (wie die 3D-Ansicht in Teilbild (a) gut veranschaulicht, weist die Gesamtform des Potenzials um das Zentrum herum eine gewisse Analogie zu einem Sattelpunkt auf). Die repulsiven Regionen entlang der  $z$ -Achse sind von zylindermanntelförmigen schwach attraktiven Bereichen („Taschen“) umgeben, die aus dem gegenüber dem 532ODT-Strahl schneller divergierenden 1064ODT-Strahl resultieren. Diese attraktiven Taschen erreichen bei ( $r \approx 16\ \mu\text{m}$ ,  $|z| \approx 500\ \mu\text{m}$ ) ihre maximale Ausprägung. Wie der zugehörige Radialschnitt (e) verdeutlicht, ist die Potenzialhöhe an diesen Stellen sogar um rund  $5 \dots 10\ \mu\text{K}$  niedriger als im Fallenzentrum, was zu einem ring- oder hülsenförmigen globalen Minimum um die  $z$ -Achse führt. Dies spielt eine wichtige Rolle sowohl in der Justageprozedur der kombinierten Falle (siehe Abschnitt 6.4) als auch für die sympathetische Kühlung (siehe Kapitel 7).

Für die Beurteilung des Potenzialverlaufs ist ein Vergleich mit den Ausdehnungen der Ytterbium- und der Rubidiumwolke hilfreich, wie sie in typischen experimentellen Situationen gegeben sind. Tabelle 6.4 zeigt hierzu eine Übersicht.

Ensemble	radialer Radius [ $\mu\text{m}$ ]	axialer Radius [ $\mu\text{m}$ ]
	$r_r = 2\sigma_r$	$r_z = 2\sigma_z$
Ytterbium in der BIODT bei $T = 50 \mu\text{K}$	5,2	540
Ytterbium in der BIODT bei $T = 25 \mu\text{K}$	3,7	380
Rubidium in der MT bei $T = 16 \mu\text{K}$	90	1150

**Tabelle 6.4:** Größe der Ytterbium- und der Rubidiumatomwolke in verschiedenen experimentellen Situationen. Die Temperaturen entsprechen typischen Werten, wie sie bei den in Kapitel 7 beschriebenen Thermalisierungsmessungen auftreten. Die angegebenen  $1/e^2$ -Radien entsprechen  $2\sigma$  und wurden im unabhängigen Einzelbetrieb der jeweiligen Falle gemessen.

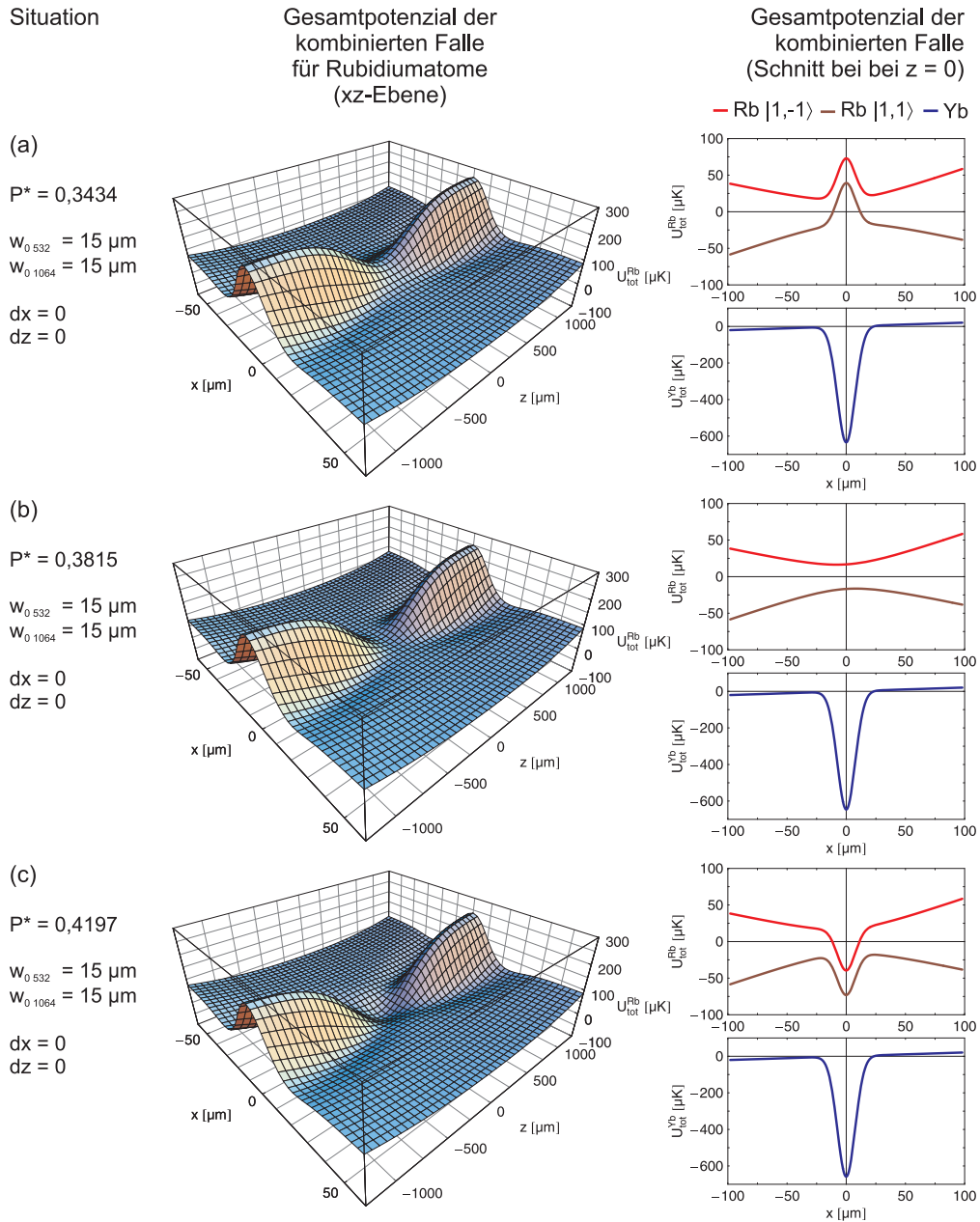
### Abweichungen vom Idealfall

In einer weiteren Serie von Potenzialberechnungen wurden Abweichungen vom oben beschriebenen Idealfall betrachtet. Dies ist nötig, um die Robustheit des Potenzialausgleichs für Rubidium beurteilen und um die benötigte Präzision der Fallenparameter abschätzen zu können. Dabei bleibt das Potenzial für Ytterbium weitgehend unbeeinflusst – alle nachfolgend beschriebenen möglichen Störungen wirken sich ausschließlich auf das Rubidiumpotenzial aus.

**Variation des Leistungsverhältnisses der BIODT-Strahlen – Abbildung 6.5 (a)-(c)** Ist der Anteil des 1064ODT-Strahl zu klein, führt dies zu einem ungenügenden Ausgleich der repulsiven Barriere für Rubidiumatome um das Fallenzentrum herum, sodass wie oben erläutert der thermische Kontakt zwischen dem Ytterbium- und dem Rubidiumensembles erschwert oder sogar völlig verhindert wird. Bei einem zu starken 1064ODT-Strahls überwiegt der attraktive Anteil des optischen Potenzials und innerhalb des relativ flachen Magnetfallenpotenzials bildet sich eine steile attraktive Einbuchtung („Dip“) aus. In diesem Fall ist zwar ein thermischer Kontakt der beiden Ensembles gegeben, allerdings sind die Rubidiumatome hauptsächlich optisch und weniger magnetisch gefangen, sodass die Rubidiumfalle nicht mehr unabhängig von der Ytterbiumfalle ist. Darüber hinaus formt sich der attraktive Dip auch im magnetisch nicht gefangenen Zustand aus, sodass keine Rf-Verdampfungskühlung von Rubidiumatomen mehr möglich ist, die nun auch im nicht magnetisch gefangenen Zustand optisch gespeichert bleiben.

Bei einer Abweichung des Leistungsverhältnisses der BIODT-Strahlen in Höhe von 10% gegenüber dem Idealwert beträgt die Höhe der repulsiven Barriere bzw. die Tiefe des attraktiven Dips etwa  $50 \mu\text{K}$ . Bei einer Abweichung des Leistungsverhältnisses von 2%, was der spezifizierten Leistungsstabilität der verwendeten Laser bei 532 nm und 1064 nm entspricht, reduziert sich dieser Wert auf ca.  $11 \mu\text{K}$ . Im Rahmen dieser Arbeit konnten Experimente in der kombinierten Falle mit einer Temperatur der Rubidiumatome im Bereich von  $16 \mu\text{K}$  reproduzierbar ohne zusätzliche Stabilisierungsmaßnahmen durchgeführt werden. Für zukünftige Untersuchungen mit kälteren Ensembles ist hier aber eine Leistungsstabilisierung der BIODT-Strahlen (z. B. mit Hilfe der bereits vorhandenen AOMs) vorzusehen.





**Abbildung 6.5:** Auswirkungen auf das Gesamtpotenzial der kombinierten Falle bei Abweichungen verschiedener Fallenparameter von den Idealwerten. Weitere Erläuterungen im Haupttext.

**Transversale Abweichung der BIODT-Fokuspositionen – Abbildung 6.5 (d)** Eine ungenaue transversale Überlagerung der BIODT-Strahlen führt zu einem dispersiven Verlauf des Rubidiumpotenzials in der Fokusebene. Bei einem transversalen Auseinanderdriften der Fokuspositionen um  $1 \mu\text{m}$  beträgt die Störung bereits  $\pm 50 \mu\text{K}$ . Als Folge davon verschlechtert sich der thermische Kontakt deutlich bzw. geht völlig verloren, da die Rubidiumatome hauptsächlich den ausgeformten attraktiven Dip bevölkern, der vom Ort des 532ODT-Fokus, an dem die Ytterbiumwolke lokalisiert ist, räumlich um mehr als  $6 \mu\text{m}$



Situation

Gesamtpotenzial der  
kombinierten Falle  
für Rubidiumatome  
(xz-Ebene)Gesamtpotenzial der  
kombinierten Falle  
(Schnitt bei  $z = 0$ )

(d)

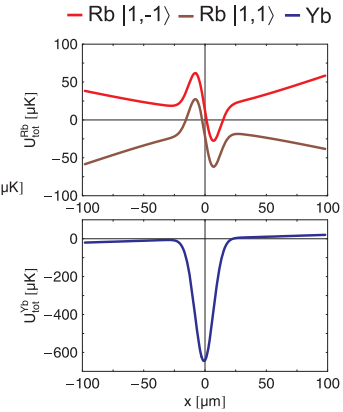
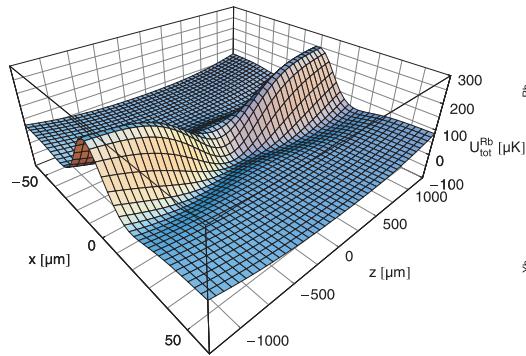
$$P^* = 0,3815$$

$$w_{0,532} = 15 \mu\text{m}$$

$$w_{0,1064} = 15 \mu\text{m}$$

$$dx = 1 \mu\text{m}$$

$$dz = 0$$



(e)

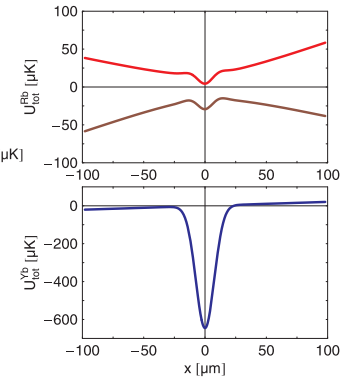
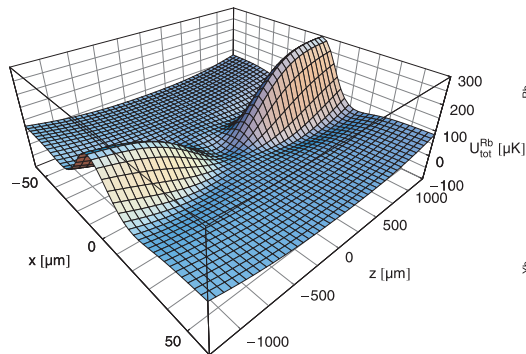
$$P^* = 0,3815$$

$$w_{0,532} = 15 \mu\text{m}$$

$$w_{0,1064} = 15 \mu\text{m}$$

$$dx = 0$$

$$dz = 200 \mu\text{m}$$



(f)

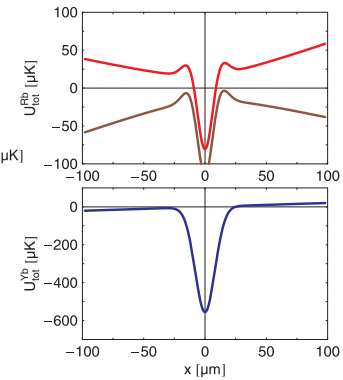
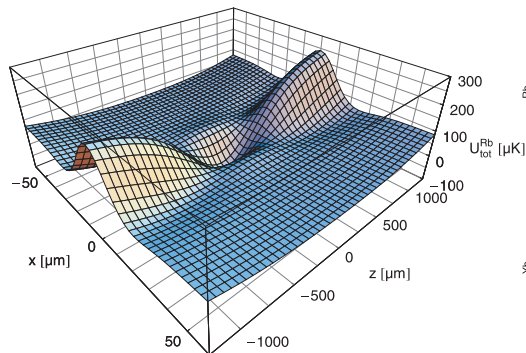
$$P^* = 0,3815$$

$$w_{0,532} = 16,5 \mu\text{m}$$

$$w_{0,1064} = 15 \mu\text{m}$$

$$dx = 0$$

$$dz = 0$$



(g)

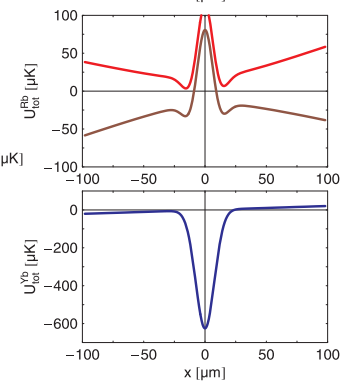
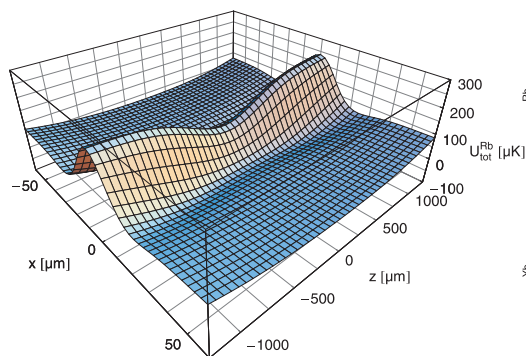
$$P^* = 0,3815$$

$$w_{0,532} = 15 \mu\text{m}$$

$$w_{0,1064} = 16,5 \mu\text{m}$$

$$dx = 0$$

$$dz = 0$$



getrennt ist. Um die dispersive Störung unter  $\pm 5 \mu\text{K}$  zu halten, müssen rechnerisch die Fokuspositionen der BIODT-Strahlen auf  $0,1 \mu\text{m}$  genau überlagert sein. Diese Forderung kann über die Dauer einer Messreihe von etwa einer Stunde nur mit Hilfe einer Positionsstabilisierung der Strahlen erreicht werden (vgl. Abschnitt 3.4.3). Zur präzisen Einstellung der Überlagerung siehe Abschnitt 6.4.

**Longitudinale Abweichung der BIODT-Fokuspositionen – Abbildung 6.5 (e)** Eine Abweichung der Fokusüberlagerung in longitudinaler Richtung ist hingegen unkritisch. Im Extremfall von Positionsdifferenzen mehrerer  $100 \mu\text{m}$  kommt es analog zur Situation in Teilbild 6.5 (c) zu einem leichten attraktiven Dip im Zentrum des Rubidiumpotenzials mit einer Tiefe von wenigen  $10 \mu\text{K}$ , da am Ort des 1064ODT-Fokus die Intensität des 532ODT-Strahls bereits unter den Idealwert abgesunken ist, sowie zu einem longitudinalen Versatz der Schwerpunkte der Ytterbium- und Rubidiumwolken von mehreren  $10 \mu\text{m}$ . Aufgrund der longitudinalen Ausdehnung der Ytterbiumwolke von einigen  $100 \mu\text{m}$  hat letzteres jedoch keine Auswirkungen die Qualität des thermischen Kontakts. Wie in Abschnitt 6.4 beschrieben, können die Fokuspositionen longitudinal mit einer Genauigkeit von rund  $\pm 50 \mu\text{m}$  überlagert werden. Da dann der räumliche Versatz der Schwerpunkte der Atomwolken weniger als  $20 \mu\text{m}$  und die Diftiefe nur ca.  $1 \mu\text{K}$  beträgt, sind keinerlei Probleme durch eine ungenügende longitudinale Fokusüberlagerung zu erwarten.

**Unterschiedliche Fokusgrößen der BIODT-Strahlen – Abbildung 6.5 (f)-(g)** Die Diagramme zeigen die Potenzialsituation im Falle eines um 10% zu großen 532ODT- bzw. eines um 10% zu großen 1064ODT-Strahls bei unverändertem Leistungsverhältnis gegenüber dem optimalen Wert für gleichgroße Strahlen. Im Zentrum ist das Potenzial aufgrund der veränderten Intensitäten resultierend attraktiv bzw. repulsiv, wobei die Abweichung zum Idealfall knapp  $100 \mu\text{K}$  beträgt. Darum herum erstreckt sich ein ring- oder hülsenförmiger schwach repulsiver bzw. attraktiver Bereich mit einer Höhe bzw. Tiefe von knapp  $20 \mu\text{K}$ . In diesem Fall ist kein vernünftiger Ausgleich des Potenzials möglich – durch eine entsprechende Anpassung des Leistungsverhältnisses kann zwar das Ausmaß der Störung im Zentrum verringert werden, gleichzeitig wächst aber der Einfluss der ringförmigen Potenzialbarriere bzw. -mulde um das Zentrum herum.

Da rein rechnerisch bereits bei einem Unterschied in den Fokusgrößen von 1% eine Störung des Rubidiumpotenzials im Fallenzentrum von  $\pm 10 \mu\text{K}$  erwartet wird (je nach dem, welcher Strahl größer bzw. kleiner ist), muss bei der Einrichtung der BIODT-Strahlen besonderer Wert auf eine präzise Übereinstimmung der Fokusgrößen gelegt werden.

**Räumliche Ausrichtung der BIODT-Strahlen** Eine mögliche Abweichung von der horizontalen Ausrichtung der BIODT-Strahlen hat keine Auswirkung auf die Verteilung der Atome in der kombinierten Falle. Wie eine Potenzialberechnung zeigt, verschiebt sich aufgrund der Gravitation selbst bei einer Neigung der BIODT-Strahlen von  $10^\circ$  gegen die Horizontale das Potenzialminimum für Ytterbiumatome axial nur um rund  $5 \mu\text{m}$ , was bei einer typischen longitudinalen Ausdehnung der Ytterbiumwolke von mehreren  $100 \mu\text{m}$  vollkommen vernachlässigbar ist.

## 6.3 Ladeschema

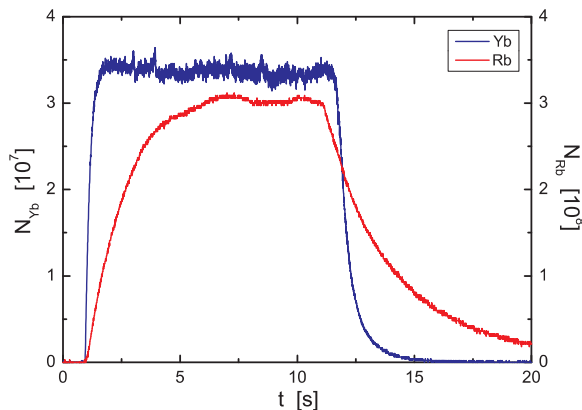
Im Rahmen der Implementierung der kombinierten Falle musste neben der geeigneten Wahl der Fallenparameter hinsichtlich eines optimalen thermischen Kontakts der beiden Ensembles auch ein geeignetes Ladeschema entwickelt werden, das einen effizienten Betrieb der kombinierten Falle ermöglicht. Die Herausforderung besteht dabei hauptsächlich aus den unterschiedlichen Magnetfeldgradienten, die für die einzelnen MOT- und Magnetfallenphasen von Ytterbium und Rubidium erforderlich sind, und die es bei einem denkbaren simultanen Ladeverfahren beider Spezies miteinander zu vereinbaren gilt. Mit einem zunächst verfolgten Ansatz mit gemischten MOTs konnten jedoch keine zufriedenstellenden Ergebnisse erzielt werden. Es wurde daher ein sequenzielles Ladeschema entwickelt, bei dem die beiden Spezies nacheinander in die kombinierte Falle geladen wurden. Die verschiedenen Verfahren werden im folgenden näher erläutert.

### 6.3.1 Strategien

#### Gemischte MOT

Das simultane Fangen von Ytterbium- und Rubidiumatomen in einer gemischten MOT konnte an der bestehenden Apparatur bereits früher qualitativ demonstriert werden [109]. Im Hinblick auf die Entwicklung einer Ladestrategie der kombinierten Falle wurde dieser Ansatz im Rahmen der vorliegenden Arbeit erneut aufgegriffen und das System einer Doppel-MOT quantitativ untersucht. Dabei wurde für Ytterbium ausschließlich der blaue Übergang betrachtet.

Bei einer gemischten MOT werden gleichzeitig beide Zeeman-Abbremsler betrieben und für beide Elemente die entsprechenden MOT-Strahlen eingestrahlt. Die Magnetfeldkonfiguration ist für beide Elemente gleich, was sich im Fall von Ytterbium und Rubidium als problematisch erwies, da sich die optimalen Werte der Magnetfeldgradienten der Einzel-MOTs mit  $40 \text{ G/cm}$  für Ytterbium und  $22 \text{ G/cm}$  für Rubidium stark unterschieden. Da die „Reserven“ in der Atomzahl bei der Präparation von Rubidium in der Magnetfalle höher sind als bei der von Ytterbium in der optischen Falle, wurde die gemischte MOT bei dem für Ytterbium optimalen Gradienten betrieben, um die Verluste in Ytterbium so gering wie möglich zu halten. Durch diese Wahl des Gradienten reduziert sich jedoch die Rubidiumatomzahl in der MOT bereits um etwa einen Faktor zwei gegenüber dem für Rubidium besten Gradienten. Beim Einschalten der MOT-Strahlen für Ytterbium bei  $399 \text{ nm}$  wird ein weiterer Verlust in der Rubidiumatomzahl von ebenfalls rund einen Faktor zwei beobachtet. Dies ist auf die Ionisierung von Rubidiumatomen zurückzuführen, da die Photonenenergie im MOT-Licht für Ytterbium mit  $3,11 \text{ eV}$  über der Ionisationsenergie von Rubidiumatomen im angeregten  $^2P_{3/2}$ -Zustand von  $2,59 \text{ eV}$  [205] liegt. Dieser Verlustmechanismus wurde analog bereits in einer gemischten Rubidium-Chrom-MOT beobachtet [206]. Im umgekehrten Fall hat das Einschalten der MOT-Strahlen für Rubidium keinen Einfluss auf die Ytterbiumatomzahl. Die Anwesenheit der jeweils anderen atomaren Spezies führt zu keinen signifikanten Verlusten: beim Hinzufügen von Rubidium reduziert sich die Ytterbiumatomzahl um etwa 5%, und die Rubidiumatomzahl nimmt bei Anwesenheit von Ytterbium um ca. 1% ab.



**Abbildung 6.6:** Simultanes Laden von Ytterbium- und Rubidiumatomen in einer gemischten MOT bei einem Magnetfeldgradienten von  $40 \text{ G/cm}$ .

Wie die gemeinsame Ladekurve in Abbildung 6.6 zeigt, ist der Betrieb einer gemischten MOT prinzipiell möglich. Allerdings ist die Rubidiumatomzahl in der simultanen Konfiguration mit der blauen Ytterbium-MOT insgesamt um etwa einen Faktor vier geringer als in der Einzel-MOT für Rubidium. Darüber hinaus ist im weiteren Verlauf der Präparationssequenz mit zusätzlichen Verlusten in beiden Ensembles zu rechnen, da für die Realisierung der grünen Ytterbium-MOT sowie der Kompressionsphase der Rubidium-MOT die Magnetfelder wiederholt und z. T. gegensätzlich variiert werden müssen. Aus diesem Grund wurde der Ansatz der Ytterbium-Rubidium-Doppel-MOT als Ausgangspunkt für das Beladen der kombinierten Falle nicht weiter verfolgt.

### Sequenzielle Präparation

Eine gemischte MOT kann vermieden werden, wenn Ytterbium- und Rubidiumatome sequenziell präpariert werden. Die Grundidee besteht darin, in einem ersten Schritt zunächst die Ytterbiumatome mit Hilfe der in Kapitel 5 beschriebenen Sequenz aus blauer und grüner MOT in die BIODT zu laden. In einem zweiten Schritt werden anschließend die Rubidiumatome in die Magnetfalle geladen. Der diamagnetische Grundzustand der Ytterbiumatome ermöglicht dabei die Anwendung beliebiger Magnetfelder, sobald die Ytterbiumatome in der BIODT zwischengespeichert sind, sodass auch im Fall von Rubidium die in Abschnitt 4.1 beschriebene Sequenz aus MOT, komprimierter MOT, ggf. optischer Melasse und initial modenangepasster Magnetfalle eingesetzt werden kann. Aufgrund der langen Lebensdauer der Ytterbiumatome in der BIODT ist die benötigte Zeit für die Rubidiumsequenz (inklusive der anschließenden Verdampfungskühlung) unkritisch.

Dieser Methode verspricht maximale Atomzahlen in der kombinierten Falle, da sowohl für Ytterbium als auch für Rubidium die optimalen Ladesequenzen verwendet werden können, wie sie im unabhängigen Einzelbetrieb von BIODT und Magnetfalle jeweils entwickelt worden waren. In der Praxis zeigte sich jedoch, dass ein simultaner Betrieb von Ytterbium-BIODT und Rubidium-MOT bei räumlichem Überlapp der Atomwolken nicht möglich ist. Beim Beladen der Rubidium-MOT kommt es zu starken Verlusten in der Ytterbium-BIODT, sodass nach typischen Ladezeiten der Rubidium-MOT von wenigen Sekunden praktisch keine Ytterbiumatome mehr in der BIODT vorhanden sind. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten besteht in lichtinduzierten Kollisionen zwischen Ytterbium- und Rubidiumatomen, die zum Verlust von Ytterbium aus der Falle führen. Das Aufheizen der

Ytterbiumatome in der BIODT (bei ca.  $50 \mu\text{K}$ ) durch einen möglichen thermischen Kontakt mit den Rubidiumatomen in der MOT (bei mehreren  $100 \mu\text{K}$ ) innerhalb der beobachteten kurzen Zeitskala ist aufgrund der niedrigen Dichte der MOT und des damit verbundenen kleinen Überlappintegrals (2.78  $^{174}\text{Yb}$ ) eher unwahrscheinlich.

### Sequenzielle und räumlich getrennte Präparation

Ein Ausweg zur Vermeidung der Ytterbiumverluste durch Kontakt mit heißem Rubidium besteht darin, die Rubidium-MOT räumlich getrennt von der Ytterbium-BIODT zu positionieren, sodass die beiden Atomwolken in diesem Schritt der Präparationssequenz nicht überlappen.<sup>4</sup> In logischer Fortsetzung dieser Idee wird auch die initiale Magnetfalle so platziert, dass anfänglich noch kein Kontakt zwischen der Ytterbium- und der Rubidiumwolke besteht (im Vergleich zur MOT, die eine größere räumliche Ausdehnung aufweist, kann die Magnetfalle allerdings etwas näher zur BIODT positioniert werden). Erst wenn die Rubidiumatome durch Rf-Verdampfungskühlung in der Magnetfalle auf eine Temperatur abgekühlt worden sind, die in etwa der der Ytterbiumatome in der BIODT entspricht, werden die Magnetfalle durch geeignetes Variieren der Kompensationsfelder an die Position der BIODT geschoben (vgl. Abschnitt 4.2) und Ytterbium und Rubidium in Kontakt miteinander gebracht.

Diese Methode bietet den zusätzlichen Vorteil, den thermischen Kontakt zwischen den Ensembles gezielt kontrollieren zu können, indem die Atomwolken unabhängig voneinander in variable Zustände präpariert und zu einem definierten Zeitpunkt in Kontakt miteinander gebracht werden können.

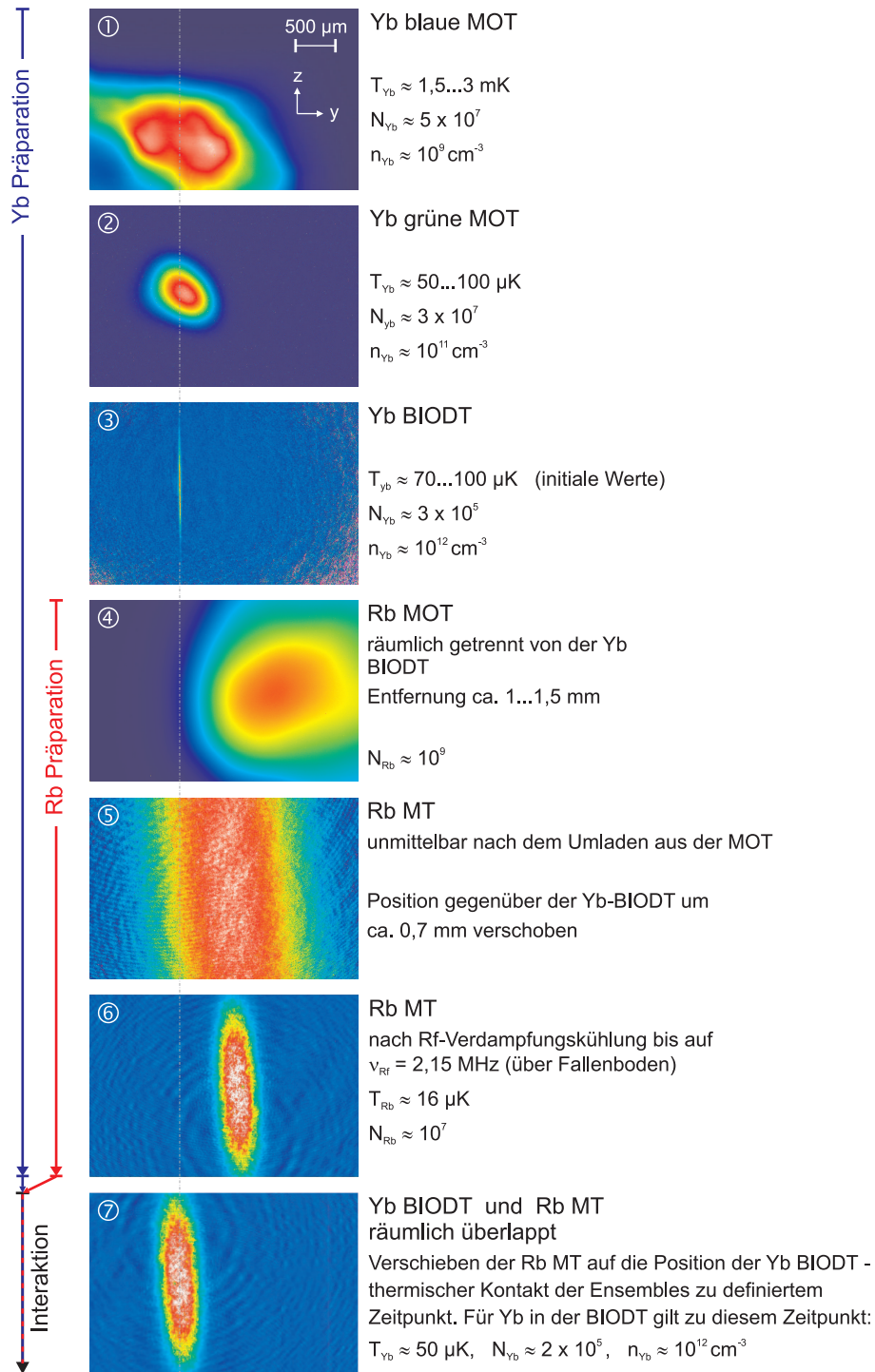
### 6.3.2 Die Ladesequenz im Überblick

Das im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Verfahren der sequenziellen und räumlich getrennten Präparation von Ytterbium und Rubidium ließ sich experimentell problemlos implementieren und hat sich als gleichzeitig robust und flexibel erwiesen. Zur Durchführung der in Kapitel 7 beschriebenen Thermalisierungsmessungen wurden z. B. die Rubidiumatome zunächst auf eine Temperatur unterhalb der Ytterbiumtemperatur präpariert, die Ensembles dann in Kontakt gebracht und anschließend als Funktion der Kontaktzeit die Entwicklung der Ytterbiumtemperatur beobachtet.<sup>5</sup> Für diesen im Rahmen der vorliegenden Arbeit relevanten Fall sind im folgenden noch einmal alle Schritte der Ladesequenz der kombinierten Falle zusammengefasst. Abbildung 6.7 zeigt hierzu einen Überblick anhand der zugehörigen Fluoreszenz- und Absorptionenaufnahmen, und in Abbildung 6.8 ist der zeitliche Ablauf der Präparation beider Ensembles dargestellt.

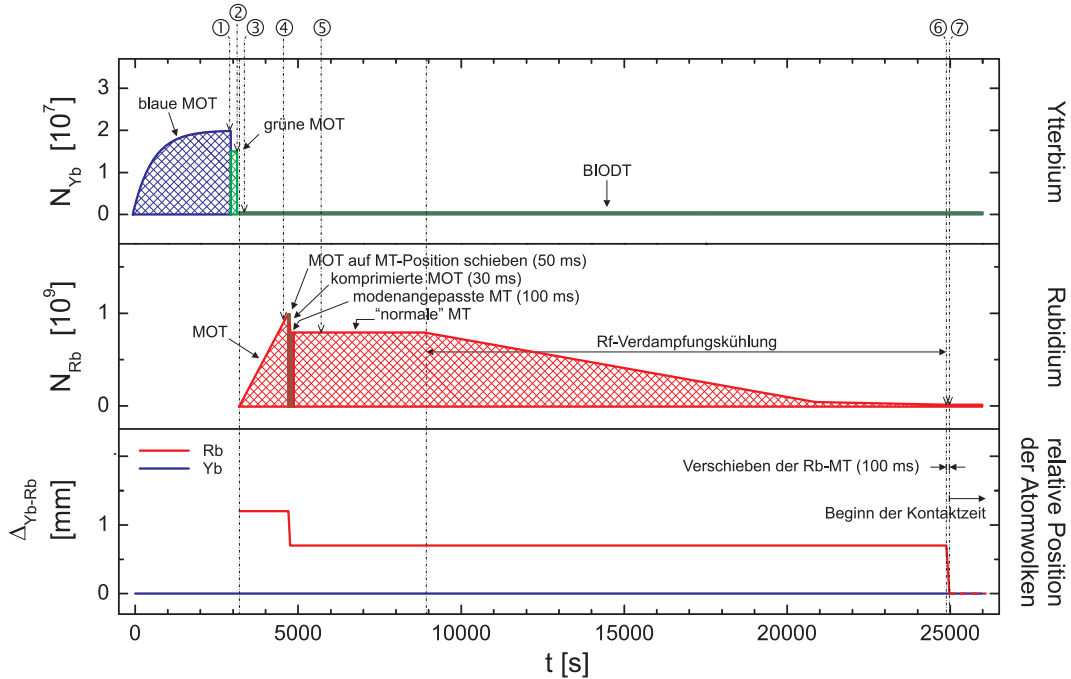
<sup>4</sup>Aufgrund der identischen Positionen von Ytterbium-MOT und -BIODT bedeutet dies, dass die Position der Rubidium-MOT auch von der Position der früher in der Sequenz betriebenen Ytterbium-MOT abweicht. Dies kann experimentell sehr leicht durch eine entsprechende Justage der voneinander unabhängigen MOT-Strahlen für Ytterbium und Rubidium und eine jeweils geeignete Einstellung der horizontalen und vertikalen Kompensationsfelder erreicht werden, durch deren Variation sich der Nullpunkt des MOT-Magnetfeldes verschieben lässt.

<sup>5</sup>Es sind aber auch Experimente denkbar, bei denen z. B. Rubidium und Ytterbium bei identischen Temperaturen in Kontakt gebracht werden und anschließend versucht wird, durch Rf-Verdampfungskühlung von Rubidium und mit Hilfe von sympathetischer Kühlung Ytterbium (simultan zu Rubidium) zu kühlen.





**Abbildung 6.7:** Die Ladesequenz zur Präparation von Ytterbium und Rubidium in der kombinierten Falle, wie sie bei den in Kapitel 7 beschriebenen Thermalisierungsexperimenten eingesetzt wurde. 1, 2 und 4 Fluoreszenz-, 3 und 5-7 Absorptionsspektren. Die Aufnahmezeitpunkte der Absorptionsspektren sind im Zeitschema in Abbildung 6.8 markiert. Da nur selektiv entweder die Ytterbium- oder die Rubidiumwolke abgebildet werden kann, ist auf den Bildern 4-7 die Ytterbium-BIODT nicht zu sehen.



**Abbildung 6.8:** Zeitlicher Ablauf der Ladesequenz der kombinierten Falle. Die Nummern kennzeichnen die Zeitpunkte, zu denen die in Abbildung 6.7 dargestellten zugehörigen Fluoreszenz- und Absorptionsaufnahmen durchgeführt wurden.

1. Laden von Ytterbiumatomen in die blaue MOT an der Position der BIODT.
2. Umladen der Ytterbiumatome in die grüne MOT; unveränderte Position.
3. Transfer der Ytterbiumatome in die BIODT.
4. Unmittelbar nach dem Umladen der Ytterbiumatome in die BIODT beginnt die Rubidiumsequenz mit dem Laden der MOT an einer Position, die von der BIODT hinreichend weit entfernt ist, sodass die während der Ladezeit größer werdende MOT nicht mit den Ytterbiumatomen in der BIODT überlappt. Die Entfernung zwischen MOT und BIODT beträgt ca. 1 ... 1,5 mm.
5. Umladen der Rubidiumatome aus der MOT in die Magnetfalle mit den Zwischenphasen MOT auf MT-Position verschieben – komprimierte MOT – ggf. optische Melasse – Umpumpen. In Abbildung 6.7 ist direkt die initiale Magnetfalle dargestellt, die etwa 0,7 mm von der BIODT-Position entfernt ist.
6. Rf-Verdampfungskühlung der Rubidiumatome in der Magnetfalle bis auf eine Temperatur von ca.  $16 \mu\text{K}$ . Die Position bleibt dabei unverändert, noch besteht kein Kontakt zwischen Ytterbium- und Rubidiumatomen.
7. Verschieben der Magnetfalle auf die Position der BIODT. Jetzt kommen die Ensembles in Kontakt miteinander. Nach einer variablen Kontaktzeit wird mit Hilfe von Flugzeitmessungen die Temperatur der Ytterbium- oder Rubidiumatome bestimmt.



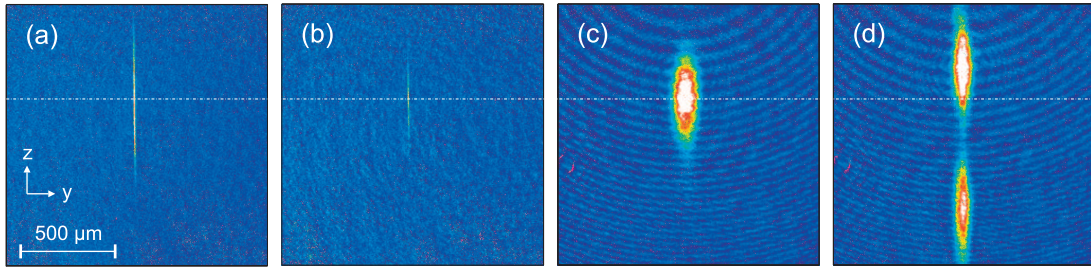
## 6.4 Justage und Betrieb

Wie bereits anhand der Potenzialberechnungen in Abschnitt 6.2.3 deutlich wurde, müssen für den Betrieb der kombinierten Falle die BIODT-Strahlen mit hoher Präzision überlagert werden. Die dazu entwickelte Justageprozedur basiert auf der Detektion der Position und der Verteilungsform sowohl der Ytterbium- als auch der Rubidiumwolke in wechselnden Fallenordnungen, wobei als quantitative Positionsangabe die Pixelkoordinaten der Wolken-schwerpunkte auf den Absorptionen Bildern der Kameras K1 ( $yz$ -Ebene) und K2 ( $xz$ -Ebene) (vgl. Abschnitt 3.5.3) benutzt werden. Nach einer groben Vorüberlagerung der 532ODT und der 1064ODT durch manuelle Spiegeljustage anhand der Detektion von Ytterbium jeweils in den einzelnen Fallen (siehe Abbildungen 6.9 (a) und (b)) erfolgt die Feinjustage der BIODT-Strahlüberlagerung durch Ansteuern der Offsetspannung des Piezospiegel im 1064ODT-Strahlengang anhand der Detektion von in der BIODT gefangenen Rubidiumatomen. Dies wird im folgenden näher erläutert, da die räumliche Verteilung der Rubidiumatome in der BIODT gleichzeitig Rückschlüsse auf die deren Verteilung in der kombinierten Falle und damit auf die Güte des Kontakts zu Ytterbium erlaubt. Die vollständige Justageprozedur ist in Anhang B schrittweise beschrieben.

### Rubidium in der BIODT

**Allgemeines** Die Idee, die transversale Überlagerung der BIODT-Strahlen unter Verwendung der *Rubidiumatome* zu optimieren, basiert auf der Tatsache, dass im Gesamtpotenzial der kombinierten Falle für Rubidium (auch bei perfekter Überlagerung und bei idealem Leistungsverhältnis) grundsätzlich lokale Potenzialminima und damit attraktive Bereiche aus dem 1064ODT-Strahlenteil resultieren, sodass prinzipiell immer Rubidiumatome in der reinen BIODT gefangen werden können. Anhand der Verteilungsform der Wolke kann dabei die Konfiguration der Strahlen bzw. die Genauigkeit der Überlagerung beurteilt werden.

Abbildung 6.9 (c) zeigt zunächst die Verteilung von Rubidiumatomen im für sie attraktiven Potenzial des reinen 1064ODT-Strahls (die Magnetfalle ist dabei und im folgenden ausgeschaltet). Wird zusätzlich der 532ODT-Strahl eingestrahlt, kommt es durch dessen repulsiven Anteil zu einer Verringerung der Potenzialtiefe und/oder zu einer Verformung des Potenzials, was sich in einer Abnahme der Rubidiumatomzahl und/oder einer Verzerrung der Wolkenform äußert. Durch Feinanpassung der Offsetspannung, die in der 1064ODT-Strahlstabilisierung zur Regelspannung des Piezospiegels addiert wird (siehe Abschnitt 3.4.3), kann die Position des 1064ODT-Strahls nun so optimiert werden, bis am Ort des Fokus' des 1064ODT-Strahls möglichst keine Atome mehr gespeichert sind – dies ist ein Anzeichen für den Ausgleich des optischen Potenzials für Rubidium im Fallenzentrum (bzw. für ein resultierend repulsives Potenzial im Zentrum, s. u.). Im Idealfall wird die in Abbildung 6.9 (d) gezeigte symmetrische Verteilung erzielt, bei der die Rubidiumatome in zwei Regionen um das Fallenzentrum herum lokalisiert sind, in dem selbst keine Atome mehr gefangen werden (zur auftretenden axialen Verschiebung s. u.). Diese Raumverteilung der Atome steht in guter Übereinstimmung mit einem im Fallenzentrum verschwindenden Potenzial für Rubidium und mit der Existenz der „attraktiven Taschen“ bei ( $r \approx 16 \mu\text{m}$ ,  $|z| \approx 500 \mu\text{m}$ ), wie sie die Potenzialberechnungen für das optimale Leistungsverhältnis vorhersagen (vgl. Abschnitt 6.2.3 und Abbildung 6.4). Zu beachten ist, dass in



**Abbildung 6.9:** Zur Justage der kombinierten Falle. (a) Ytterbium in der 532ODT. (b) Ytterbium in der 1064ODT. (c) Rubidium in der 1064ODT. (d) Rubidium in der BIODT bei  $P^* = P_{1064}/P_{532} = 0,99$   $W/_{3,41}$   $W = 0,29$ .

diesen zwei Regionen durch die repulsiven Bereiche im inneren der attraktiven Taschen keine Rubidiumatome *auf der z-Achse* lokalisiert sind, sondern nur *um die z-Achse herum*, was in den integrierenden Absorptionenaufnahmen jedoch nicht aufgelöst werden kann.

**Leistungsverhältnis der BIODT-Strahlen** Die beschriebene Methode erlaubt neben der exakten Einstellung der Überlagerung gleichzeitig eine erste Abschätzung des optimalen Leistungsverhältnisses der BIODT-Strahlen. Ist der repulsive 532ODT-Anteil zu klein, kommt es selbst bei perfekter Überlagerung lediglich zu einer Verringerung der Potenzialtiefe, das Potenzial bleibt im Zentrum jedoch resultierend attraktiv (vergleichbar der Situation in Abbildung 6.5 (c)). In diesem Fall beobachtet man bei unveränderter Form zu Abbildung 6.9 (c) nur eine geringfügige Abnahme der Atomzahl. Ist der 532ODT-Anteil hingegen zu groß, bleibt im Extremfall auch in den Randregionen überhaupt kein attraktiver Bereich übrig und es sind keine Rubidiumatome in der BIODT zu detektieren. Theoretisch ist das Verhältnis gesucht, bei dem bei zunehmendem 523ODT-Anteil das Fallenzentrum gerade von Rubidiumatomen entvölkert wird. Die Feinabstimmung ergibt sich allerdings erst experimentell durch die Untersuchung, bei welchem Leistungsverhältnis die sympathetische Kühlung von Ytterbium am effektivsten funktioniert (siehe Abschnitt 7.1.2).

**Axiale Asymmetrie** Auffallend ist, dass im Fall der „besten Überlagerung“ bei ausgeglichener BIODT die räumliche Rubidiumverteilung in axialer Richtung asymmetrisch bezüglich der reinen 1064ODT ist, wie der Vergleich der Abbildungen 6.9 (c) und (d) zeigt. Eigentlich würde man die Stelle in der Mitte des Musters, an der keine Rubidiumatome auftreten, an der axialen Position der Foki von 532ODT und 1064ODT erwarten (die miteinander übereinstimmen, wie die Abbildungen 6.9 (a) und (b) belegen), und die Bereiche, in denen die Rubidiumatome lokalisiert sind (die „attraktiven Taschen“), in symmetrischen Abständen von den Foki. Eine Untersuchung zeigte, dass die axiale Position der „Rubidium-Lücke“ in Teilbild (d) an die axiale Position des 1064ODT-Fokus gekoppelt ist und gegenüber dem Schwerpunkt der Ytterbium- und Rubidiumwolken in der 1064ODT um etwa  $250\ \mu\text{m}$  verschoben ist. Durch longitudinales Verschieben des 1064ODT-Fokus kann diese Lücke auf die axiale Position des MT-Mittelpunktes und des 532ODT-Fokus justiert werden, was dann umgekehrt dazu führt, dass die Fokuspositionen von 532ODT und 1064ODT axial um denselben Abstand differieren. Eine mögliche Ursache für die Abweichung der Position des Poten-

zialausgleichs für Rubidium von der Position des 1064ODT-Fokus könnte in Abweichungen vom idealen Gaußprofil der Strahlen, nicht vollständig eliminiertem Astigmatismus oder den leicht unterschiedlichen Fokusgrößen der beiden BIODT-Strahlen (vgl. Abschnitt 5.4.2) liegen. Hinsichtlich des thermischen Kontakts zwischen dem Ytterbium- und dem Rubidiumensemble ist dieses Phänomen allerdings unkritisch, wie eine in Abschnitt 6.5.2 unter „Räumliche Verteilung“ ausgeführte Abschätzung zeigt, sodass die BIODT im Rahmen dieser Arbeit auf axial übereinstimmende Fokuspositionen von 523ODT und 1064ODT justiert wurde, was zu einer einfacheren Potenzialgeometrie der BIODT für Ytterbium führt.

### Empfindlichkeit der Justage

Bei der Justage der optimalen transversalen 1064ODT-Strahlposition ist die Einstellung der Offsetspannungen der Positionsstabilisierung auf etwa  $\pm 7$  mV sensibel, was nach einer groben Abschätzung einer transversalen Positionsverschiebung des Strahlfokus um etwa  $1,5 \mu\text{m}$  entspricht (vgl. Abschnitt 3.4.3). Da das System mit dieser Genauigkeit erfolgreiches Experimentieren erlaubte, ist die reale Empfindlichkeit der kombinierten Falle deutlich geringer als die anhand der Potenzialberechnungen in Abschnitt 6.2.3 berechnete benötigte Genauigkeit der Strahlüberlagerung von  $\pm 0,1 \mu\text{m}$ . Eine mögliche Erklärung liegt in den bereits genannten Abweichungen der realen Strahlen vom Idealprofil, wodurch der Fokusbereich weniger scharf ausgeprägt und damit unempfindlicher gegenüber Abweichungen ist. Weitere Angaben zur erreichten Genauigkeit der axialen Überlagerung der BIODT-Strahlen und der Überlagerung der BIODT mit der Magnetfalle siehe Anhang B.

### Stabilität der Überlagerung

Die Betrachtung der wie in Abbildung 6.9 (d) eingestellten Überlagerung über einen längeren Zeitraum hinweg zeigte sehr deutlich die Notwendigkeit der Positionsstabilisierung der beiden BIODT-Strahlen. Bei ausgeschalteter Regelung drifteten die Strahlen innerhalb von 15...30 Minuten auseinander und die Verteilung der Rubidiumatome entspricht dann wieder der in Abbildung 6.9 (c), wodurch auch der Kontakt zwischen dem Ytterbium- und dem Rubidiumensemble verloren geht. Mit eingeschalteter Stabilisierung bleibt die Überlagerung hingegen über Stunden hinweg erhalten (selbst bei zwischenzeitlichem Aus- und Wiedereinschalten der Regelung und der Laserstrahlen), was einen reibungslosen Betrieb der kombinierten Falle gewährleistet. Es genügt in der Regel, die Strahlüberlagerung anhand der beschriebenen Feinanpassung mit Hilfe von Rubidium in der BIODT einmal täglich vor Messbeginn zu optimieren (siehe dazu auch Anhang B).

## 6.5 Eigenschaften

### 6.5.1 Ytterbium in der kombinierten Falle

Für Ytterbiumatome ist das Gesamtpotenzial der kombinierten Falle identisch zum reinen BIODT-Potenzial, da Ytterbium aufgrund des diamagnetischen Grundzustands nicht mit dem Magnetfallenpotenzial wechselwirkt. Ytterbiumatome in der kombinierten Falle verhalten sich dementsprechend unverändert gegenüber dem Fall der reinen BIODT, deren

Eigenschaften in Abschnitt 5.4 beschrieben wurden. Bei der gleichzeitigen Anwesenheit von Rubidiumatomen kommt es jedoch durch Interspezies-Kollisionen zu einer Wechselwirkung zwischen beiden Ensembles, die die Temperatur der Ytterbiumwolke beeinflusst. Dies ist Thema von Kapitel 7.

### 6.5.2 Rubidium in der kombinierten Falle

Bei Rubidium ist die Situation genau umgekehrt. Aufgrund des unvollständigen Ausgleichs der BIODT-Strahlen werden Größen wie räumliche Verteilung, Atomzahl oder Temperatur der Atome bereits durch die zusätzlich in die Magnetfalle eingebrachten optischen Potenziale modifiziert. Die Anwesenheit von Ytterbiumatomen hat hingegen keine messbare Auswirkung auf das Rubidiumensemble. Im folgenden wird das Verhalten von Rubidium in der kombinierten Falle ausführlich diskutiert.

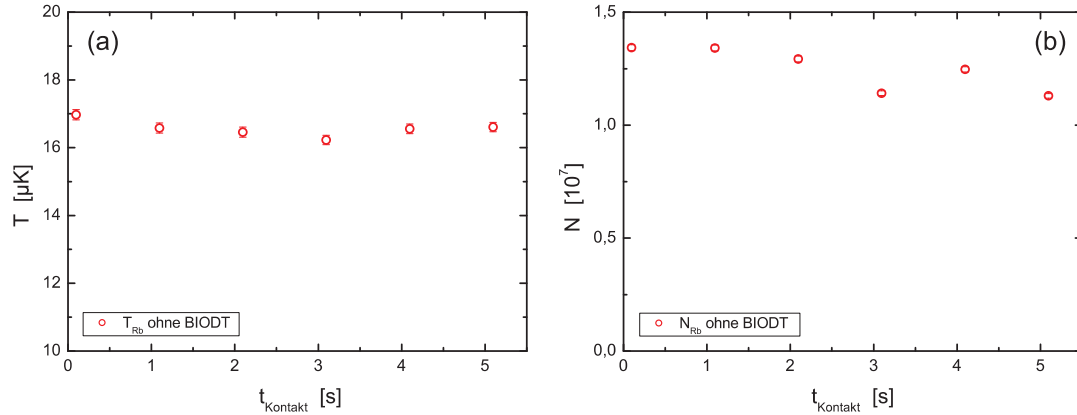
#### Ausgangssituation

Betrachtet wird die in Zusammenhang mit den Thermalisierungsexperimenten (siehe Kapitel 7) relevante Situation, dass die Rubidiumatome durch Rf-Verdampfungskühlung in der Magnetfalle auf eine Temperatur unterhalb der Gleichgewichtstemperatur der Ytterbiumatome in der BIODT präpariert werden und anschließend die Magnetfalle auf die Position der BIODT geschoben wird, sodass die Rubidiumatome in Kontakt mit den optischen Potenzialen (und ggf. Ytterbium) kommen. Die Untersuchung erfolgt soweit nicht anders angegeben bei einem BIODT-Leistungsverhältnis von  $P^* = P_{1064}/P_{532} = 0,99 \text{ W}/3,41 \text{ W} = 0,29$ , wie es sich in den Thermalisierungsmessungen als optimal erwiesen hat, und bei best möglicher Überlagerung der beiden Strahlen.

Abbildung 6.10 zeigt zunächst das Verhalten von Rubidium im „Referenzfall“ in der reinen Magnetfalle noch ohne optische Potenziale. Bei einem Radiofrequenzendwert von 2,15 MHz über dem Fallenboden beträgt die Temperatur der Rubidiumwolke rund  $16 \mu\text{K}$  und bleibt während einer Kontaktzeit von einigen Sekunden konstant. Als Kontaktzeit wird die Zeit bezeichnet, ab der sich die Magnetfalle an der Position der BIODT befindet. Die Atomzahl von initial ca.  $1,3 \cdot 10^7$  nimmt im Lauf der Kontaktzeit entsprechend der natürlichen Lebensdauer der Rubidiumatome in der Magnetfalle leicht ab. Dieses Verhalten ist unabhängig davon, ob während der Kontaktzeit die Radiofrequenz bei ihrem Endwert konstant gehalten oder ausgeschaltet wird.

#### Einfluss der BIODT ohne Radiofrequenz

In Anwesenheit der optischen Potenziale wird das Verhalten von Rubidium hingegen unterschiedlich beeinflusst, je nachdem ob während der Kontaktzeit Radiofrequenz eingestrahlt wird oder nicht. Wird die Radiofrequenz nach der Rf-Verdampfungskühlung von Rubidium ausgeschaltet, ist mit beginnendem Kontakt zwischen Magnetfalle und BIODT ein starker Temperaturanstieg des Rubidiumensembles zu beobachten. Die Atomzahl bleibt dabei unverändert gegenüber der ungestörten Magnetfalle nahezu konstant. Wie die Messdaten in Abbildung 6.11 (a) und (b) verdeutlichen, ist das beschriebene Verhalten unabhängig davon,



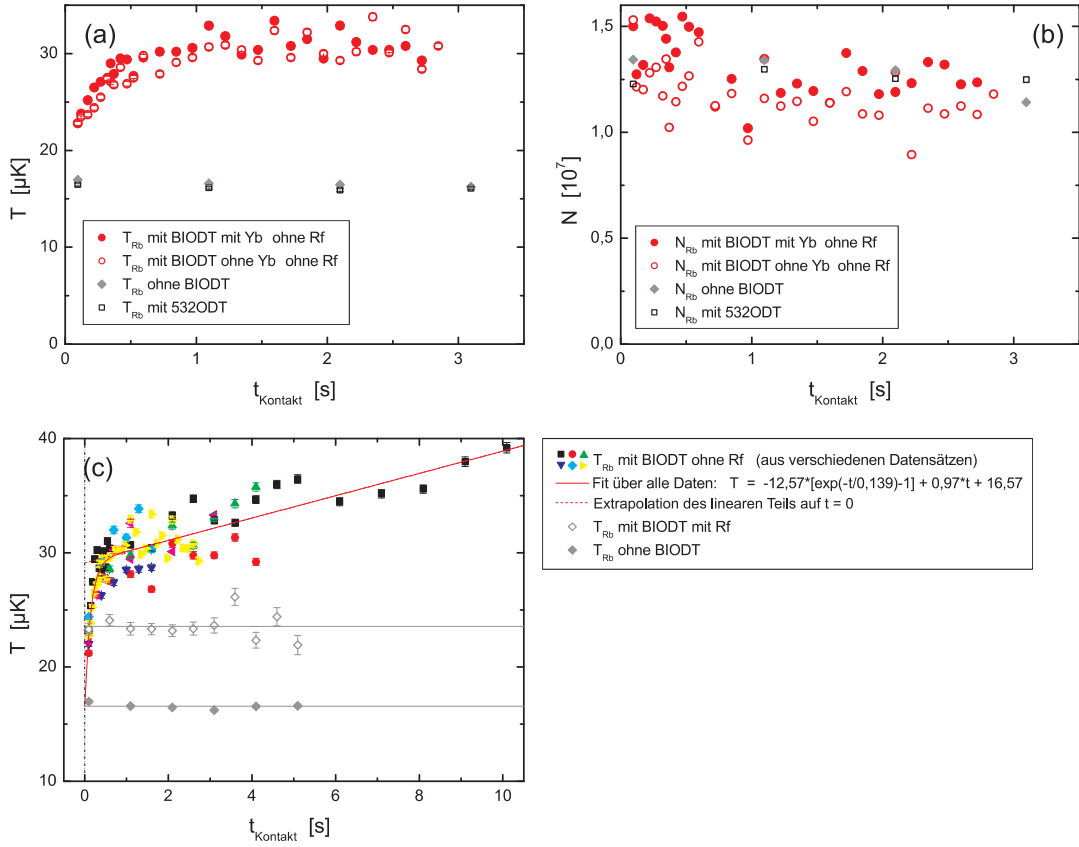
**Abbildung 6.10:** Eigenschaften von Rubidium in der Magnetfalle ohne Einwirkung der optischen Potenziale („Referenzfall“). Bei  $t = 0$  erreicht die Magnetfalle die Position der BIODT. (a) Temperatur, (b) Atomzahl.

ob sich in der BIODT Ytterbiumatome befinden oder nicht. In Anbetracht der Atomzahlen von typisch  $N_{\text{Rb}} \approx 10^7 \gg N_{\text{Yb}} \approx 10^5$  entspricht dies den Erwartungen.

Das Auftreten des Heizprozesses in stets derselben Form wurde in mehreren unabhängigen Messreihen bei verschiedenen Rubidiumatomzahlen bestätigt (siehe Teilbild (c)). Der Ablauf gliedert sich in zwei Phasen. Ausgehend von der Temperatur des Ensembles in der ungestörten Magnetfalle wird zunächst ein schneller exponentieller Anstieg mit einer Zeitkonstanten von  $\approx 140$  ms bis auf eine Temperatur von rund  $30 \mu\text{K}$  beobachtet. Anschließend erhöht sich die Temperatur linear weiter mit einer Rate von ca.  $1 \mu\text{K/s}$ .

In einer Vergleichsmessung, bei der ausschließlich die 532ODT eingestrahlt wurde, ergab sich keinerlei Veränderung der Temperatur und Atomzahl gegenüber der reinen Magnetfalle – eine rein repulsive Störung des Rubidiumpotenzials entlang der  $z$ -Achse hat also keinen Einfluss auf die globalen Eigenschaften des Rubidiumensembles (abgesehen von der an dieser Stelle nicht untersuchten Verzerrung der räumlichen Verteilung und abgesehen von der Tatsache, dass in dieser Konfiguration kein thermischer Kontakt zu den in der 532ODT gespeicherten Ytterbiumatomen möglich ist; vgl. Abschnitt 6.2.3). Das bedeutet, dass die beobachtete Aufheizung ausschließlich durch den 1064ODT-Strahl hervorgerufen wird.

Das Auftreten eines initialen schnellen Temperaturanstiegs an sich lässt sich durch das mit dem 1064ODT-Strahl verbundene Einbringen zusätzlicher attraktiver Potenzialregionen in das Gesamtpotenzial für Rubidium erklären. In den attraktiven Bereichen kommt es zu einer (lokalen) Kompression der Rubidiumwolke, die zu einem Aufheizen des Ensembles führt. Der Effekt ist vergleichbar zur Temperaturänderung, die allgemein beim Umformen von Fallenpotenzialen beobachtet wird (und der bei hinreichend langsamer Durchführung adiabatische Zustandsänderungen ermöglicht, z. B. [207]). Dass dieses Aufheizen auch in einem Fall auftritt, in dem wie hier von ausgeglichenen optischen Potenzialen im Fallenzentrum ausgegangen wird, lässt sich anhand der Potenzialberechnungen für Rubidium verstehen, die auch für das optimale Leistungsverhältnis die Existenz attraktiver Bereiche vorhersagen, die ein globales Minimum etwa  $5 \dots 10 \mu\text{K}$  unter dem Magnetfallenminimum darstellen (vgl. Abschnitt 6.2.3). Die im vorliegenden Fall gemessene Differenz zwischen der neuen Gleichgewichtstemperatur von Rubidium in der kombinierten Falle und der Aus-

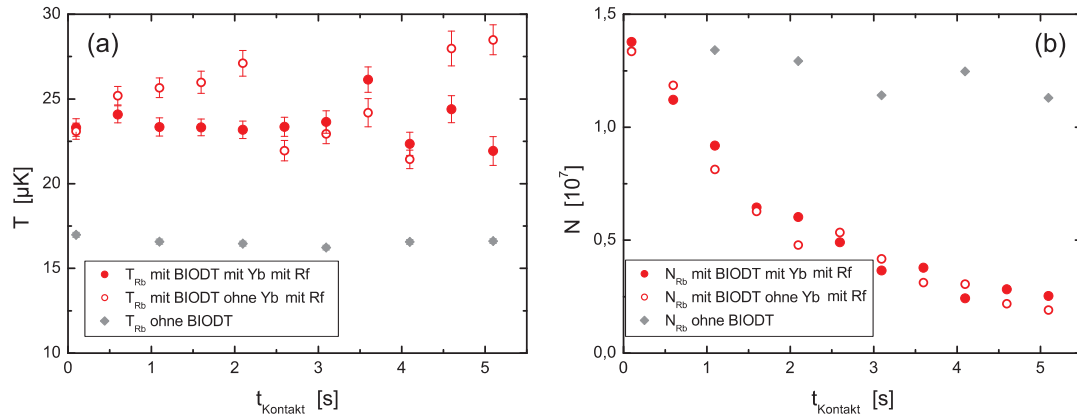


**Abbildung 6.11:** Verhalten von Rubidium in der kombinierten Falle in Abhängigkeit von der Kontaktzeit zwischen der Magnetfalle und der BIODT bei ausgeschalteter Radiofrequenz. Zum Vergleich ist das Verhalten in der ungestörten Magnetfalle eingezeichnet sowie im Fall, dass ausschließlich die 532ODT eingestrahlt wird. (a) Temperatur, (b) Atomzahl. (c) Detaillierte Betrachtung zum Temperaturanstieg von Rubidium in der kombinierten Falle ohne Radiofrequenz sowie Vergleich mit dem Verhalten bei eingeschalteter Radiofrequenz (s. u.) und ohne BIODT.

gangstemperatur in der reinen Magnetfalle entspricht dabei in etwa der Potenzialtiefe der zusätzlich eingebrachten attraktiven Regionen. Die beobachtete Temperaturänderung des Ensembles ist reversibel – wird die Magnetfalle nach einer gewissen Kontaktzeit wieder aus dem Einflussbereich der optischen Potentiale herausgeschoben, sinkt die Temperatur auf einen Wert nahe ihres Ausgangswertes zurück.

Der langsame Verlauf des Anstiegs mit einer Zeitkonstanten von über 100 ms ist hingegen unklar. Beim Einbringen zusätzlicher Energie in ein atomares Ensemble wird typischerweise eine Thermalisierung auf einer Zeitskala von  $\tau \approx 1/\omega$  erwartet, was im Fall der gegebenen Fallenfrequenzen der Magnetfalle und mit  $\omega = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$  einem Wert von  $\tau \approx 2$  ms entspricht. Da die Fallenpotentiale bei  $t = 0$  komplett überlagert sind und die zusätzliche Energie bereits zu diesem Zeitpunkt vollständig im System vorhanden ist, muss davon ausgegangen werden, dass die Temperaturmessung in den erst rund 140 ms des Kontakts fehlerhaft ist. Als „wahre“ Temperatur, die die Energie des Rubidiumensembles korrekt beschreibt, wird daher ein Verlauf angenommen, der sich durch Rückextrapolation des linearen Teil bis auf  $t = \tau \approx 0$  ergibt.





**Abbildung 6.12:** Verhalten von Rubidium in der kombinierten Falle in Abhängigkeit von der Kontaktzeit zwischen der Magnetfalle und der BIODT, wenn dabei die Radiofrequenz konstant auf ihrem Endwert von 2,15 MHz gehalten wird. Zum Vergleich ist das Verhalten in der ungestörten Magnetfalle eingezeichnet. (a) Temperatur, (b) Atomzahl.

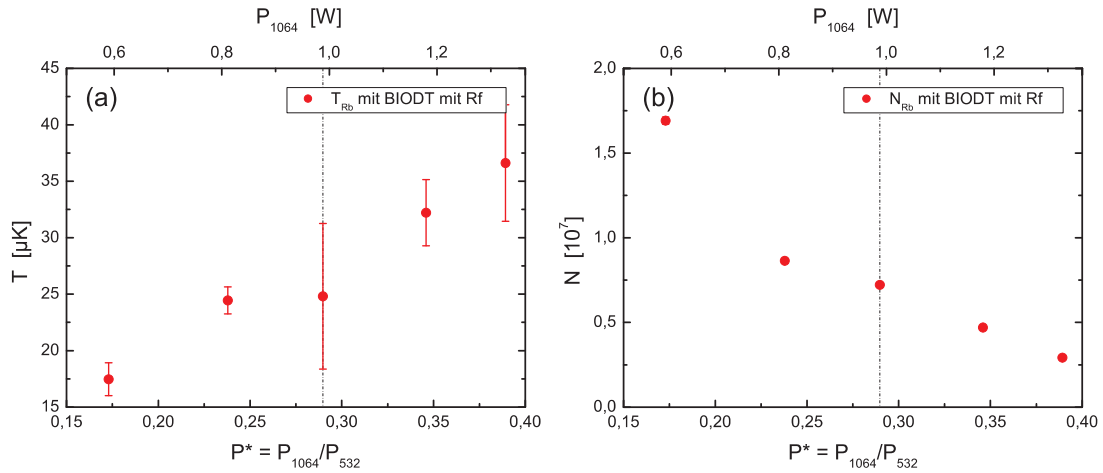
Der für lange Kontaktzeiten beobachtete lineare Temperaturanstieg wird durch Photonenstreuung in den BIODT-Lichtfeldern verursacht. Bei den typischerweise verwendeten Intensitäten wird im Fokus der BIODT (wo sich in der idealen kombinierten Falle bei gutem Ausgleich der optischen Potentiale Rubidiumatome aufhalten) gemäß Gleichung (2.57) und unter Berücksichtigung der in Tabelle 6.1 aufgeführten Übergänge eine maximale Heizrate durch Photonenstreuung von  $0,98 \mu\text{K}/\text{s}$  erwartet, was durch die gemessene Heizrate von  $0,97 \mu\text{K}/\text{s}$  in sehr guter Übereinstimmung bestätigt wird. Obwohl in diesem Fall der Anteil des 532ODT-Strahls an der Gesamtstreurrate und damit auch an der Heizrate rund 75% beträgt, wird bei der oben genannten Vergleichsmessung ausschließlich mit dem 532ODT-Strahl kein Temperaturanstieg beobachtet. Dies resultiert aus der repulsiven Wirkung des 532ODT-Potenzials, was dazu führt, dass im Strahlprofil keine Rubidiumatome lokalisiert sind und in dieser Konfiguration die Photonenstreurrate daher Null ist.

### Einfluss der BIODT bei eingeschalteter Radiofrequenz

Bleibt die Radiofrequenz nach der Verdampfungskühlung von Rubidium eingeschaltet und wird konstant auf ihrem Endwert von 2,15 MHz gehalten, zeigt sich ein völlig anderes Verhalten von Rubidium (siehe Abbildung 6.12). Nun beobachtet man mit beginnendem Kontakt zwischen Magnetfalle und BIODT eine starke Abnahme der Rubidiumatomzahl mit einer Zeitkonstanten im Bereich von  $1 \dots 2$  s. Die Temperatur bleibt konstant, ist aber gegenüber dem Fall ohne BIODT um einige  $\mu\text{K}$  erhöht. Auch in dieser Konfiguration ist das Verhalten von Rubidium erwartungsgemäß unabhängig von der Anwesenheit von Ytterbium in der BIODT.

Die Temperaturerhöhung erscheint sprunghaft, da bereits der erste Datenpunkt auf dem erhöhten Niveau liegt. Ein Vergleich mit den Daten ohne Radiofrequenz in Abbildung 6.11 (c) zeigt aber die Konsistenz mit dem dort gemessenen initialen Anstieg, allerdings ist nun die Temperatur nach oben limitiert. Das anfängliche Aufheizen der Wolke kann in diesem Fall lediglich nicht zeitlich aufgelöst werden, da in der gegenwärtigen Version der





**Abbildung 6.13:** Verhalten von Rubidium in der kombinierten Falle bei einer Kontaktzeit zwischen der Magnetfalle und der BIODT von 1 s bei eingeschalteter Radiofrequenz in Abhängigkeit des Leistungsverhältnisses der BIODT-Strahlen. Die Leistung im 532ODT-Strahl beträgt 3,41 W. Zum Vergleich ist das Verhältnis von  $P^* = 0,29$  markiert, bei dem die oben diskutierten Messungen durchgeführt wurden. (a) Temperatur, (b) Atomzahl.

Experimentsteuerung der frühest mögliche Zeitpunkt zur Detektion des Rubidiumensembles programmiertechnisch bedingt 96 ms nach dem Beginn des Kontakts mit der BIODT liegt. Analog zum Fall ohne Radiofrequenz wird auch hier die Temperatur bei  $t = 0$  durch Extrapolation des linearen bzw. konstanten Teils ermittelt.

Eine exakte Erklärung der beobachteten Limitierung und des konstanten Verlaufs der Temperatur in diesem Fall ist schwierig, da die Situation sehr komplex ist. Es muss hier Radiofrequenz-Evaporation aus einer kombinierten optisch-magnetischen Falle betrachtet werden, in der die globalen Fallenminima nicht mit dem Magnetfeldminimum zusammenfallen. Offenbar resultiert aus dem Zusammenspiel zwischen der Radiofrequenz und dem Gesamtpotenzial der kombinierten Falle ein Verlustkanal für Rubidiumatome, der beim Aufheizen des Ensembles zu dem detektierten Atomzahlverlust bei nach oben limitierter Temperatur führt. Auf eine detaillierte Analyse wird an dieser Stelle verzichtet.

### Einfluss der BIODT in Abhängigkeit des Leistungsverhältnisses

Ein weiterer Aspekt ist das Verhalten des Rubidiumensembles bei unterschiedlichen Leistungsverhältnissen der beiden BIODT-Strahlen. Hierzu wurden Temperatur und Atomzahl der Rubidiumwolke nach einer festen Kontaktzeit mit der BIODT von 1 s bei eingeschalteter Radiofrequenz als Funktion von  $P^* = P_{1064}/P_{532}$  gemessen. Wie Abbildung 6.13 zeigt, ist mit zunehmendem 1064ODT-Anteil ein wachsender Atomzahlverlust und eine Erhöhung der Temperatur zu beobachten. Dies entspricht auf Grundlage der bisherigen Ergebnisse den Erwartungen: je höher der 1064ODT-Anteil, desto größer bzw. tiefer die zusätzlich eingebrachten attraktiven Potentialregionen, desto stärker das Aufheizen des Rubidiumensembles. Tiefere attraktive Potentialregionen führen bei konstanter Radiofrequenz zu einer Vergrößerung der Gesamtfallentiefe und damit zu einer Limitierung der Temperatur auf höherem Niveau. Gleichzeitig bringt ein stärkeres Aufheizen höhere Verluste mit sich.

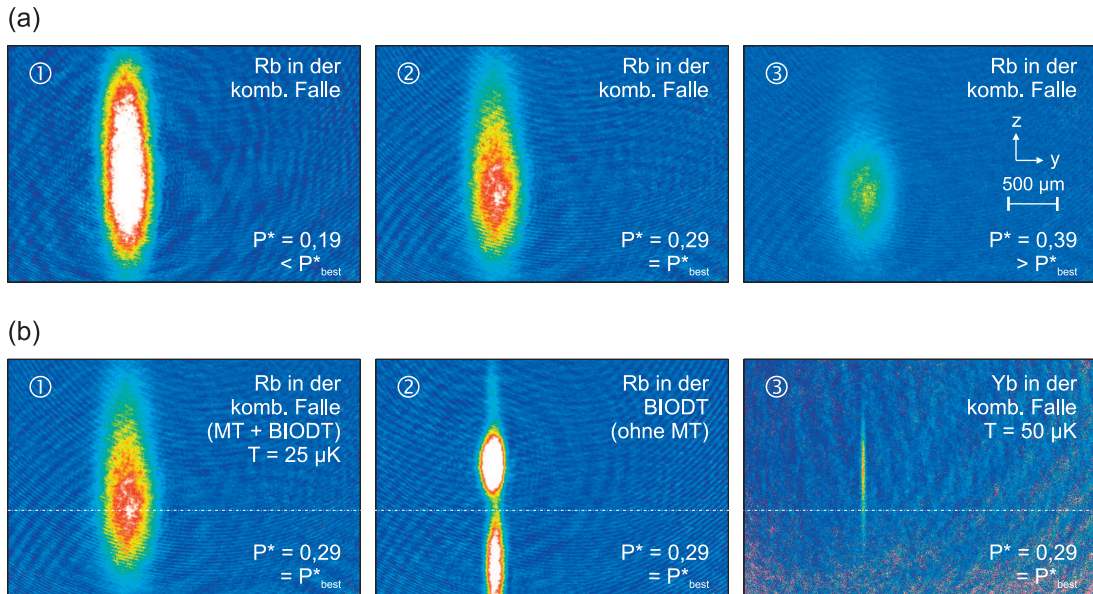
### Räumliche Verteilung der Rubidiumatome und Kontakt zum Ytterbiumensemble

Abbildung 6.14 (a) gibt einen Überblick über die räumliche Verteilung der Rubidiumatome in der kombinierten Falle bei verschiedenen Leistungsverhältnissen der BIODT-Strahlen im Fall einer bestmöglichen Strahlüberlagerung und bei eingeschalteter Radiofrequenz. Bei niedrigem 1064ODT-Anteil erscheint die globale Verteilung unverändert gegenüber der ungestörten Magnetfalle. Mit höher werdendem 1064ODT-Anteil nimmt wie oben beschrieben die Atomzahl ab. Die Ausdehnung der Wolke wird kleiner, bleibt aber in der Form im wesentlichen unverändert. Allerdings verschiebt sich der Schwerpunkt der Wolke axial auf die Position, an der in der Verteilung von Rubidium in der BIODT die „Lücke“ auftritt, wie der Vergleich der Teilbilder (b1) und (b2) zeigt (die Verteilung der Rubidiumatome in der BIODT wird ausschließlich zu Justagezwecken detektiert, siehe Abschnitt 6.4).

Zur Beurteilung des Kontakts zwischen dem Ytterbium- und dem Rubidiumensemble ist zu beachten, dass in den Absorptionaufnahmen durch die Integration entlang der Abbildungsachse  $x$  keine vollständig dreidimensionale Auflösung der räumlichen Verteilung möglich ist, und insbesondere Hohlstrukturen nicht detektiert werden können. Obwohl sich die in Bild (b1) gezeigte Rubidiumverteilung in der kombinierten Falle über den gesamten Bereich des Ytterbiumensembles in Bild (b3) zu erstrecken scheint, sind im Raumbereich des 532ODT-Strahls entlang der  $z$ -Achse, in dem sich die Ytterbiumatome befinden, Rubidiumatome nur in dem Abschnitt zu erwarten, in dem in der Verteilung der Rubidiumatome in der BIODT in Bild (b2) die Lücke auftritt. Nur dort kann von einem Ausgleich der optischen Potenziale für Rubidium ausgegangen werden. In einiger axialer Entfernung neben dieser Lücke, wo in Bild (b1) ebenfalls Rubidiumatome in der kombinierten Falle zu erkennen sind (und wo in Bild (b2) die Schwerpunkte der Rubidiumverteilung in der BIODT auftreten), sind hingegen *auf der  $z$ -Achse* keine Rubidiumatome lokalisiert, sondern nur in einem Raumbereich ähnlich einem Zylindermantel *um die Achse herum*. Dort ist demnach auch kein Kontakt zwischen den Spezies gegeben. Zum besseren Verständnis ist hierzu ein Vergleich mit den Erläuterungen zur räumlichen Anordnung der repulsiven Bereiche im Gesamtpotenzial für Rubidium in Abschnitt 6.2.3 sowie mit Abbildung 6.4 auf Seite 102 hilfreich. Aus den genannten Überlegungen wird klar, dass der räumliche Überlapp der Ytterbium- und Rubidiumwolke besser anhand der Rubidiumverteilung in der BIODT wie in Bild (b2) als anhand von Aufnahmen der Rubidiumverteilung in der kombinierten Falle wie in Bild (b1) beurteilt werden kann.

Ein weiterer Aspekt betrifft die axiale Abweichung der Position des Potenzialausgleichs für Rubidium (die durch die Position der Lücke markiert wird) von der Position des Schwerpunkts der Ytterbiumwolke (siehe die Diskussion in in Abschnitt 6.4 unter „Axiale Asymmetrie“). Ein Vergleich der relevanten Größen lässt jedoch darauf schließen, dass in Bezug auf den Kontakt der Ensembles daraus keine Probleme resultieren: Bei den durchgeführten Experimenten ist der axiale Radius der Ytterbiumwolke mit minimal  $r_z = 2\sigma_z = 380 \mu\text{m}$  immer noch größer als der axiale Abstand des Potenzialausgleichs vom Schwerpunkt der Ytterbiumwolke. In der kombinierten Falle sind an der Position des Potenzialausgleichs für Rubidium daher sowohl Ytterbium- also auch Rubidiumatome lokalisiert.

Insgesamt deuten die beobachteten Verteilungen sehr stark darauf hin, dass bei geeignet gewähltem Leistungsverhältnis der Ausgleich der optischen Potenziale für Rubidiumatome



**Abbildung 6.14:** Räumliche Verteilung von Rubidium in der kombinierten Falle bei verschiedenen Leistungsverhältnissen der BIODT-Strahlen mit eingeschalteter Radiofrequenz. Ganz rechts zum Vergleich die Verteilung von Rubidium in der BIODT bei einem Verhältnis von  $P^* = 0,29$ , wie sie zu Justagezwecken detektiert wird (vgl. Abschnitt 6.4.)

an einem Ort nahe des Fallenzentrums gut funktioniert, was in diesem Bereich einen guten thermischen Kontakt zwischen Ytterbium und Rubidium erwarten lässt. Letztendlich muss das für einen bestmöglichen Kontakt zwischen Ytterbium und Rubidium optimale Leistungsverhältnis jedoch experimentell anhand der Thermalisierungseigenschaften bestimmt werden (siehe Abschnitt 7.1.2).

### Zusammenfassung

Gegenüber der reinen Magnetfalle verändert das Einstrahlen allein der 532ODT im untersuchten relevanten Temperaturbereich von rund  $T_{\text{Rb}} \approx 16 \mu\text{K}$  weder die globale räumliche Verteilung des Rubidiumensembles noch dessen physikalische Eigenschaften wie Temperatur oder Atomzahl. Allerdings besteht in dieser Konfiguration kein räumlicher Überlapp zwischen der Ytterbium- und der Rubidiumwolke, da die Rubidiumatome aus dem Bereich der Ytterbiumfalle herausgedrückt werden. Bei zusätzlichem Einstrahlen der 1064ODT, um im Fokus die optischen Potenziale für Rubidium auszugleichen und somit einen thermischen Kontakt zu ermöglichen, wird ein Aufheizen des Rubidiumensembles beobachtet, das mit ansteigender Leistung des 1064ODT-Strahls zunimmt. Eine mögliche Ursache besteht in den durch den 1064ODT-Strahl verursachten attraktiven Potenzialregionen, die das globale Fallenminimum absenken und zu einer Komprimierung der Rubidiumwolke führen. Ohne Radiofrequenz kommt es zu einem starken Anstieg der Temperatur, wobei die Atomzahl erhalten bleibt. Wird während der Kontaktzeit eine konstante Radiofrequenz eingestrahlt, führt dies zu einem starken Atomzahlverlust bei konstanter (leicht erhöhter) Temperatur.

In beiden Konfigurationen wird die räumliche Verteilung des Rubidiumensembles durch die BIODT gegenüber der reinen Magnetfalle global nur geringfügig modifiziert. Die Analyse der räumlichen Verteilung der Rubidiumatome in der BIODT zeigt, dass bei geeignet gewähltem Leistungsverhältnis der BIODT-Strahlen der Potenzialausgleich im Zentrum der kombinierten Falle funktioniert und dort ein guter thermischer Kontakt zum Ytterbiumensemble zu erwarten ist.

# 7

## Sympathetisches Kühlen und Untersuchung der Stoßeigenschaften

Eines der langfristigen Ziele des beschriebenen Experiments ist die Kühlung von Ytterbiumatomen bis ins quantenentartete Regime durch sympathetische Kühlung mit Rubidium. Der Hauptvorteil des sympathetischen Kühlens liegt darin, dass im Gegensatz zur erzwungenen Verdampfungskühlung von Ytterbiumatomen in einer optischen Falle kein Atomzahlverlust erwartet wird (vgl. Abschnitt 5.4.3), und dass somit entartete Ensembles hoher Atomzahl erzeugt werden können. Da zum gegenwärtigen Zeitpunkt über die gegenseitigen Wechselwirkungen von Ytterbium und Rubidium noch nichts bekannt ist, besteht der erste Schritt in einer systematischen Untersuchung der Stoßeigenschaften. Dabei ist vor allem die Bestimmung der Interspezies- $s$ -Wellen-Streulänge  $a_{\text{YbRb}}$  von Interesse. Diese Größe bestimmt, ob und ggf. wie schnell es bei einem Kontakt der beiden Ensembles zur Thermalisierung zwischen Ytterbium- und Rubidiumatomen kommt (vgl. Abschnitt 2.3.2). Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte erstmals die Thermalisierung der bosonischen Ytterbiumisotope  $^{170}\text{Yb}$ ,  $^{172}\text{Yb}$ ,  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  und des fermionischen  $^{171}\text{Yb}$  mit  $^{87}\text{Rb}$  beobachtet werden sowie die Interspezies-Stoßeigenschaften untersucht werden. Das folgende Kapitel ist der Beschreibung und Auswertung dieser Messungen gewidmet, die in der in Kapitel 6 beschriebenen kombinierten Falle durchgeführt wurden. Nach der Einführung des Messprinzips wird zunächst auf die Ermittlung der optimalen Fallenkonfiguration eingegangen, die die effizienteste sympathetische Kühlung erlaubt. Weitere Abschnitte stellen die beobachteten Thermalisierungsdaten und das verwendete Thermalisierungsmodell vor, bevor abschließend die daraus abgeleiteten Interspezies-Streulängen diskutiert werden.

### 7.1 Ytterbium-Rubidium-Thermalisierung

Bringt man in der kombinierten Falle ein Ytterbiumensemble in Kontakt mit einem kälteren Rubidiumensemble, ist bei geeignetem Leistungsverhältnis der BIODT-Strahlen (siehe Abschnitt 7.1.2) eine Thermalisierung der Ytterbiumwolke auf eine Temperatur zu beobachten, die ungefähr der Rubidiumtemperatur entspricht. Dies demonstriert erstmals die sympathetische Kühlung von Ytterbium mit Rubidium.

Die benötigte Zeit bis zur Einstellung einer neuen Gleichgewichtstemperatur hängt vom Ytterbiumisotop und der Rubidiumatomzahl ab und variiert zwischen  $100 \mu\text{s}$  und mehreren Sekunden. Im folgenden wird zunächst das Messprinzip erläutert und die Abhängigkeit der erreichten Endtemperatur der Ytterbiumatome vom Leistungsverhältniss zwischen den BIODT-Strahlen diskutiert. Auf den zeitlichen Verlauf der Thermalisierung und die quantitative Analyse der Interspezies-Streueigenschaften wird im anschließenden Abschnitt 7.2 eingegangen.

### 7.1.1 Messprinzip

**Experimenteller Ablauf** Zur Durchführung der Thermalisierungsmessungen werden die Ytterbium- und Rubidiumatome nach der in Abschnitt 6.3.2 beschriebenen Ladesequenz in die kombinierte Falle geladen. Dabei wird das Ytterbiumensemble während der Evaporation der Rubidiumatome etwa 25 s lang in der BIODT zwischengespeichert, bevor es in Kontakt mit dem Rubidiumensemble gebracht wird (vgl. Abbildung 6.8). Nach dieser Haltezeit liegt die Temperatur der Ytterbiumwolke je nach Isotop im Bereich von  $40 \dots 60 \mu\text{K}$  bei rund  $1 \dots 2 \cdot 10^5$  Atomen (vgl. Tabelle 5.4). Das Rubidiumensemble wird durch Rf-Verdampfungskühlung in der Magnetfalle auf eine Temperatur von ca.  $16 \mu\text{K}$  präpariert, die bei einer Radiofrequenz von 2, 15 MHz über dem Fallenboden erreicht wird und bei der noch rund  $10^7$  Atome zur Verfügung stehen. Bei diesem Wert liegt die Rubidiumtemperatur auch nach dem zu beobachteten schnellen Anstieg auf etwa  $25 \dots 30 \mu\text{K}$  bei Kontakt mit den optischen Potenzialen (vgl. Abschnitt 6.5.2) immer noch deutlich unter der Ytterbiumtemperatur (zur Wahl der Rubidiumtemperatur s. u.). In diesem Zustand werden die Ensembles durch Verschieben der Magnetfalle auf die Position der BIODT in Kontakt miteinander gebracht. Zur Untersuchung des Thermalisierungsvorgangs werden mit Hilfe von Flugzeitmessungen (überwiegend nach der Einzelbildmethode; vgl. Abschnitt 3.5.3) Temperatur und Atomzahl der Ytterbium- und Rubidiumwolke nach variabler Kontaktzeit bestimmt.

**Wahl der Rubidiumtemperatur** Im Rahmen der Messungen der Thermalisierungseigenschaften ist es nicht nötig, bei möglichst tiefen Temperaturen des Reservoirs zu arbeiten. Wichtig ist lediglich ein hinreichend großer Temperaturunterschied zwischen dem zu kühlenden Ytterbium und dem Reservoir Rubidium, um die erwartete Abkühlung von Ytterbium auf die Rubidiumtemperatur sinnvoll messen und zeitlich auflösen zu können. Gleichzeitig muss für eine effektive Kühlung die Atomzahl bzw. die Dichte im Rubidiumreservoir möglichst hoch sein. Bei einer Temperatur des Ytterbiumensembles von  $40 \dots 60 \mu\text{K}$  ist es daher vollkommen ausreichend, das Rubidiumensemble wie beschrieben auf eine Temperatur von  $25 \dots 30 \mu\text{K}$  in der kombinierten Falle zu präparieren. Das Arbeiten mit kälteren Rubidiumensembles unterhalb dieser Temperatur erwies sich als problematisch: Zum einen reduziert sich durch fortschreitende Rf-Verdampfung die Atomzahl. So stehen bei 1, 15 MHz bzw. etwa  $10 \mu\text{K}$  in der ungestörten Magnetfalle nur noch ca.  $3 \cdot 10^6$  Atome zur Verfügung. Außerdem fällt bei eingeschalteter Radiofrequenz während des Kontakts zwischen Magnetfalle und BIODT der durch die Aufheizung der Rubidiumwolke verursachte Atomzahlverlust (vgl. Abschnitt 6.5.2) umso stärker ins Gewicht, je niedriger der Radiofrequenzwert ist.



Bereits bei den o. g. Werten wird der Verlust so stark, dass bei typischen benötigten Kontaktzeiten praktisch keine Rubidiumatome mehr vorhanden sind und keine Thermalisierung mehr beobachtet werden konnte. Hinsichtlich des Erreichens möglichst niedriger Ytterbiumtemperaturen durch sympathetische Kühlung kann ein möglicher Ausweg im parallelen Herunterrampen der BIODT-Leistungen bestehen, was die Verluste in Rubidium reduzieren und damit tiefere Rubidiumtemperaturen ermöglichen würde. Dies konnte im Rahmen einer Diplomarbeit demonstriert werden [195], wurde in der vorliegenden Promotionsarbeit jedoch nicht weiter vertieft (siehe Kapitel 8).

### 7.1.2 Einfluss des BIODT-Leistungsverhältnisses

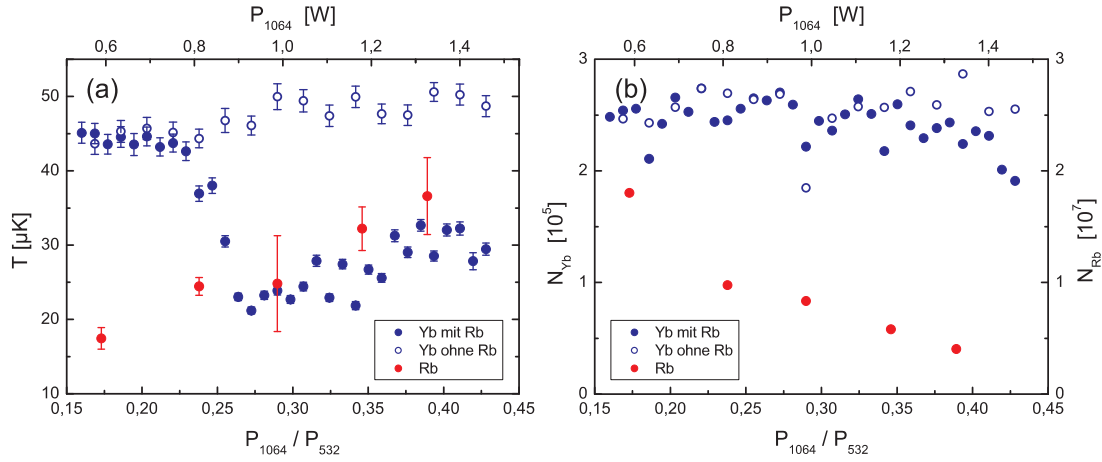
Die erreichte Endtemperatur der Ytterbiumatome hängt sehr stark vom gewählten Leistungsverhältnis der BIODT-Strahlen ab. Abbildung 7.1 (a) zeigt die Temperatur von  $^{176}\text{Yb}$  bei einer Kontaktzeit mit Rubidium von 1 s als Funktion der Leistung des 1064ODT-Strahls.<sup>1</sup> Unterhalb eines kritischen Verhältnisses von  $P^* = P_{1064}/P_{532} \approx 0,25$  bleibt die Temperatur der Ytterbiumwolke trotz Anwesenheit von kälterem Rubidium in der kombinierten Falle unverändert gegenüber dem Fall ohne Rubidium. Dies steht in Übereinstimmung mit den Erwartungen anhand der Berechnungen des Gesamtpotenzials für Rubidium: Bei zu kleinem Leistungsverhältnis überwiegt die repulsive Wirkung des 532ODT-Strahls – die Rubidiumatome werden genau aus dem Bereich herausgedrückt, in dem die Ytterbiumatome gefangen sind, wodurch ein thermischer Kontakt zwischen beiden Spezies verhindert wird (Situation analog zu Abbildung 6.5 (a)). Oberhalb dieses Wertes thermalisiert Ytterbium auf die Rubidiumtemperatur. Auch dies steht in Einklang mit den Erwartungen: beim optimalen Leistungsverhältnis sind die optischen Potenziale für Rubidium im Fallenzentrum ausgeglichen und ein thermischer Kontakt ist möglich (Situation analog zu Abbildung 6.5 (b)). Der Kontakt der beiden Spezies bleibt dabei auch bei Leistungsverhältnissen erhalten, die größer sind als der Idealwert; lediglich die Unabhängigkeit der Fallenpotenziale geht verloren, da dann auch die Rubidiumatome effektiv optisch gefangen sind (Situation analog zu Abbildung 6.5 (b)). Allerdings steigt mit weiter zunehmenden 1064ODT-Anteil die Rubidiumtemperatur aufgrund der stärkeren Kompression in den größer werdenden attraktiven Potenzialregionen für Rubidium an (vgl. die Diskussion in Abschnitt 6.5.2), was auch zu einer ansteigenden Endtemperatur von Ytterbium führt. Das kälteste Gemisch wird bei einem Verhältnis von

$$P^* = \frac{P_{1064} = 0,99 \text{ W}}{P_{532} = 3,41 \text{ W}} \approx 0,29 \quad (7.1)$$

gemessen. In Anbetracht der nicht exakt identischen Fokusgrößen (vgl. Tabelle 3.5) und einer nicht perfekten Geometrie der realen Strahlen stimmt dies gut mit der Potenzialberechnung in Abschnitt 6.2.2 überein, die das optimale Verhältnis bei  $P^* = 0,3815$  vorhersagt. In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, dass das kälteste *Gemisch* nicht notwendigerweise beim besten Kontakt der Ensembles erzielt wird. Möglicherweise würden bei

<sup>1</sup>Aufgrund des gegenüber der 532ODT geringeren Beitrags der 1064ODT zum Gesamtpotenzial für Ytterbium (vgl. Tabelle 6.2) wurde die Abhängigkeit vom Leistungsverhältnis anhand einer Variation der Leistung des 1064ODT-Strahls bei konstantem 532ODT-Anteil durchgeführt, um den Einfluss auf Ytterbium zu minimieren.





**Abbildung 7.1:** Verhalten von Ytterbium in Anwesenheit von Rubidium, von Ytterbium ohne Rubidium und von Rubidium in der kombinierten Falle als Funktion des Leistungsverhältnisses der BIODT-Strahlen. Die Kontaktzeit beträgt 1 s bei eingeschalteter Radiofrequenz, und es ist  $P_{532} = 3,41$  W.

größeren Leistungsverhältnissen und damit höheren Rubidiumtemperaturen höhere Kühlraten bzw. eine schnellere Thermalisierung erreicht, was hier jedoch nicht näher untersucht wurde.

Ohne Anwesenheit von Rubidium nimmt die Temperatur der Ytterbiumwolke über den Messbereich von Abbildung 7.1 (a) hinweg um etwa 12% leicht zu. Dies ist durch den Einfluss des 1064ODT-Anteils auf die Gesamtfallentiefe der BIODT für Ytterbium zu erklären, die von  $U_0|_{\text{Yb}}^{\text{BIODT}}(P_{1064} = 0,60 \text{ W}, P_{532} = 3,41 \text{ W}) = -575 \mu\text{K}$  auf  $U_0|_{\text{Yb}}^{\text{BIODT}}(P_{1064} = 1,40 \text{ W}, P_{532} = 3,41 \text{ W}) = -650 \mu\text{K}$  um rund 13% in vergleichbarem Maß ansteigt.

Zu beachten ist weiterhin das in Abbildung 7.1 (b) dargestellte Verhalten der Ytterbiumatomzahl, die durch die Anwesenheit von Rubidium und die Thermalisierung von Ytterbium nicht beeinflusst wird. Dies zeigt, dass die sympathetische Kühlung von Ytterbium mit Rubidium ohne Verluste im Ytterbiumensemble abläuft.

## 7.2 Analyse der Interspezies-Streueigenschaften

### 7.2.1 Thermalisierungsmodell

Ein einfaches Modell zur sympathetischen Kühlung wurde in [173] abgeleitet, das die zeitliche Entwicklung der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zwischen den Ensembles anhand der Gleichung

$$\frac{d(\Delta T)}{dt} = -\gamma_{\text{Th}} \cdot \Delta T \quad (7.2)$$

mit der Thermalisierungsrate  $\gamma_{\text{Th}}$  beschreibt. Für die neue Gleichgewichtstemperatur  $T_{12}$  eines Systems gilt dabei [208]  $T_{12} = (N_1 T_1 + N_2 T_2) / (N_1 + N_2)$ . Im vorliegenden Gemisch aus Ytterbium und Rubidium ist  $N_{\text{Rb}} \gg N_{\text{Yb}}$  und daher die Rubidiumtemperatur weitgehend unabhängig von Ytterbium. Darüber hinaus ist zusätzlich die von Rubidium unabhängige

konstante Heizrate der Ytterbiumatome in der BIODT von  $\dot{T}_{\text{Yb}}^{\text{Heiz}} = (0,92 \pm 0,03) \mu\text{K/s}$  (vgl. Abschnitt 5.4.2) zu berücksichtigen, sodass für die zeitliche Entwicklung der Ytterbiumtemperatur

$$\frac{dT_{\text{Yb}}}{dt} = -\gamma_{\text{Th}} \cdot \Delta T + \dot{T}_{\text{Yb}}^{\text{Heiz}} \quad \text{mit} \quad \Delta T = T_{\text{Yb}} - T_{\text{Rb}} \quad (7.3)$$

gilt. Die Existenz einer Heizrate im Ytterbiumensemble führt dazu, dass die Ytterbiumtemperatur bei der Thermalisierung die Rubidiumtemperatur nicht erreicht, sondern der neue Gleichgewichtszustand  $dT_{\text{Yb}}/dt = 0$  (unter der Annahme einer konstanten Rubidiumtemperatur) durch eine Temperaturdifferenz

$$\Delta T = \frac{\dot{T}_{\text{Yb}}^{\text{Heiz}}}{\gamma_{\text{Th}}} \quad (7.4)$$

zwischen den Ensembles charakterisiert ist, deren Betrag durch die Thermalisierungsrate bestimmt wird.

Die Thermalisierungsrate  $\gamma_{\text{Th}}$  ist direkt proportional zur elastischen Kollisionsrate  $\gamma_{\text{Koll}}$ . In den Proportionalitätsfaktor geht zum einen die Anzahl der Stöße  $\alpha$  ein, die für eine Thermalisierung benötigt werden, und die durch das Temperaturregime der Streuung bestimmt wird (siehe Abschnitt 7.2.5). Darüber hinaus muss im vorliegenden Fall von Stoßpartnern ungleicher Masse in Erweiterung des Modells aus [173] berücksichtigt werden, dass der mittlere Energieübertrag pro Kollision gegenüber dem Fall gleicher Massen reduziert ist. Aus einfachen kinematischen Überlegungen folgt [208]

$$\overline{\Delta E}_{\text{Yb} \rightarrow \text{Rb}} = \xi k_{\text{B}} (T_{\text{Yb}} - T_{\text{Rb}}) \quad (7.5)$$

mit dem Reduktionsfaktor

$$\xi = \frac{4m_{\text{Yb}}m_{\text{Rb}}}{(m_{\text{Yb}} + m_{\text{Rb}})^2} \approx 0,89. \quad (7.6)$$

Damit gilt für den Zusammenhang zwischen Thermalisierungs- und Kollisionsrate

$$\gamma_{\text{Th}} = \frac{\xi}{\alpha} \cdot \gamma_{\text{Koll}}. \quad (7.7)$$

Die elastische Kollisionsrate  $\gamma_{\text{Koll}}$  ist allgemein durch

$$\gamma_{\text{Koll}} = \sigma_{\text{tot YbRb}} \cdot n_{\text{YbRb}} \cdot \bar{v}_{\text{YbRb}} \quad (7.8)$$

gegeben. Dabei ist  $\sigma_{\text{tot YbRb}}$  der totale elastische Streuquerschnitt für Ytterbium-Rubidium-Stöße,

$$\bar{v}_{\text{YbRb}} = \sqrt{\frac{8k_{\text{B}}}{\pi} \left( \frac{T_{\text{Yb}}}{m_{\text{Yb}}} + \frac{T_{\text{Rb}}}{m_{\text{Rb}}} \right)} \quad (7.9)$$

die mittlere thermische Relativgeschwindigkeit der Atome und

$$n_{\text{YbRb}} = \left( \frac{1}{N_{\text{Yb}}} + \frac{1}{N_{\text{Rb}}} \right) \int n_{\text{Yb}}(\vec{r}) n_{\text{Rb}}(\vec{r}) d^3\vec{r} \quad (7.10)$$

die Überlappdichte, die sich im Fall zweier klassischer Gase in harmonischen Potenzialen anhand der Breiten der gaußförmigen Dichteverteilungen analytisch angeben lässt:

$$n_{\text{YbRb}} = \frac{N_{\text{Yb}} + N_{\text{Rb}}}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{\sigma_{x\text{Yb}}^2 + \sigma_{x\text{Rb}}^2} \sqrt{\sigma_{y\text{Yb}}^2 + \sigma_{y\text{Rb}}^2} \sqrt{\sigma_{z\text{Yb}}^2 + \sigma_{z\text{Rb}}^2}} \quad (7.11)$$

$$\text{mit } \sigma_{i\text{Yb}} = \sqrt{\frac{k_{\text{B}} T_{\text{Yb}}}{m_{\text{Yb}} \omega_{i\text{Yb}}^2}}, \quad \sigma_{i\text{Rb}} = \sqrt{\frac{k_{\text{B}} T_{\text{Rb}}}{m_{\text{Rb}} \omega_{i\text{Rb}}^2}}, \quad i = x, y, z.$$

Die Annahme eines harmonischen Potenzials ist im vorliegenden Fall für Ytterbium gut, für Rubidium noch näherungsweise erfüllt: Die Ytterbiumtemperatur ist mit  $T_{\text{Yb}} \ll |U_0^{\text{BIODT}}|$  deutlich geringer als die Falltiefe der BIODT, die Rubidiumtemperatur liegt mit  $T_{\text{Rb}} \approx \mu B_0/k_{\text{B}}$  bereits im Übergangsbereich zwischen harmonischem und linearem Regime (vgl. Abschnitt 2.2.1). Darüber hinaus gilt die genannte analytische Form nur unter der Voraussetzung, dass sich die Potenzialminima beider Spezies an derselben räumlichen Position befinden, was bei der vorliegenden kombinierten Falle mit weitgehend voneinander unabhängigen Fallenpotenzialen für Ytterbium und Rubidium nicht notwendigerweise gegeben ist. Bei der Berücksichtigung einer gegenseitigen räumlichen Verschiebung der Potenzialminima von  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  muss der Ausdruck (7.11) für die Überlappdichte um einen Reduktionsfaktor  $f_{\mu}$  ergänzt werden. Für die spätere Diskussion der Ergebnisse ist es nützlich, die Überlappdichte in der Form

$$n_{\text{YbRb}} = N_{\text{Rb}} \cdot f_{\sigma} \cdot f_{\mu} \quad (7.12)$$

$$\text{mit } f_{\sigma} = (2\pi)^{-3/2} [(\sigma_{x\text{Yb}}^2 + \sigma_{x\text{Rb}}^2) (\sigma_{y\text{Yb}}^2 + \sigma_{y\text{Rb}}^2) (\sigma_{z\text{Yb}}^2 + \sigma_{z\text{Rb}}^2)]^{-1/2} \quad (7.13)$$

$$\text{und } f_{\mu} = \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{(\Delta x)^2}{\sigma_{x\text{Yb}}^2 + \sigma_{x\text{Rb}}^2} + \frac{(\Delta y)^2}{\sigma_{y\text{Yb}}^2 + \sigma_{y\text{Rb}}^2} + \frac{(\Delta z)^2}{\sigma_{z\text{Yb}}^2 + \sigma_{z\text{Rb}}^2} \right) \right] \leq 1 \quad (7.14)$$

zu separieren, wobei die Funktion  $f_{\sigma}$  die Fallengeometrie und der Faktor  $f_{\mu}$  die Qualität des räumlichen Überlapps der Atomwolken beschreibt. Das Modell geht dabei zunächst vom Idealfall eines perfekten Überlapps bei perfekt überlagerten Fallenpotenzialen aus, der durch  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0$  und  $f_{\mu} = 1$  charakterisiert ist. Später können im Rahmen einer Fehlerdiskussion anhand des Faktors  $f_{\mu}$  Aussagen über den tatsächlichen Überlapp getroffen werden, der bei der gegebenen endlichen Überlagerungsgenauigkeit  $\Delta x, \Delta y, \Delta z \neq 0$  der Potenziale zu erwarten ist. Darüber hinaus kann der Einfluss von Potenzialdeformationen und -imperfectionen auf den Überlapp durch eine entsprechend konservativ kleine Wahl von  $f_{\mu}$  abgeschätzt werden.

Anhand der bisherigen Ausführungen lässt sich aus der Kenntnis der experimentellen Parameter Temperatur, Atomzahl und Fallenfrequenzen (jeweils von Ytterbium und Rubidium) sowie aus der Thermalisierungsrate, die aus Thermalisierungsmessungen ermittelt werden kann, der totale Streuquerschnitt  $\sigma_{\text{tot YbRb}}$  bestimmen. Um daraus die Streulänge abzuleiten, müssen verschiedene Aspekte hinsichtlich des herrschenden Streuregimes beachtet werden. Darauf wird in Abschnitt 7.2.5 eingegangen.

### 7.2.2 Zeitaufgelöste Messung der Thermalisierung

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, basiert die quantitative Analyse der Interspezies-Streueigenschaften auf der experimentellen Bestimmung der Thermalisierungsrate. Zu diesem Zweck wurde für alle mit dem gegenwärtigen experimentellen Aufbau zugänglichen Isotope  $^{170,172,174,176}\text{Yb}$  (bosonisch) und  $^{171}\text{Yb}$  (fermionisch) die Entwicklung der Ytterbiumtemperatur als Funktion der Kontaktzeit mit Rubidium gemessen. Die Untersuchung wurde bei einem Leistungsverhältnis der BIODT-Strahlen von  $P^* = 0,29$  durchgeführt, bei dem die tiefste Ytterbiumtemperatur erreicht wird (vgl. Abschnitt 7.1.2). Insgesamt wurden 26 Thermalisierungskurven aufgenommen, von denen Abbildung 7.2 beispielhaft einige Datensätze zeigt.

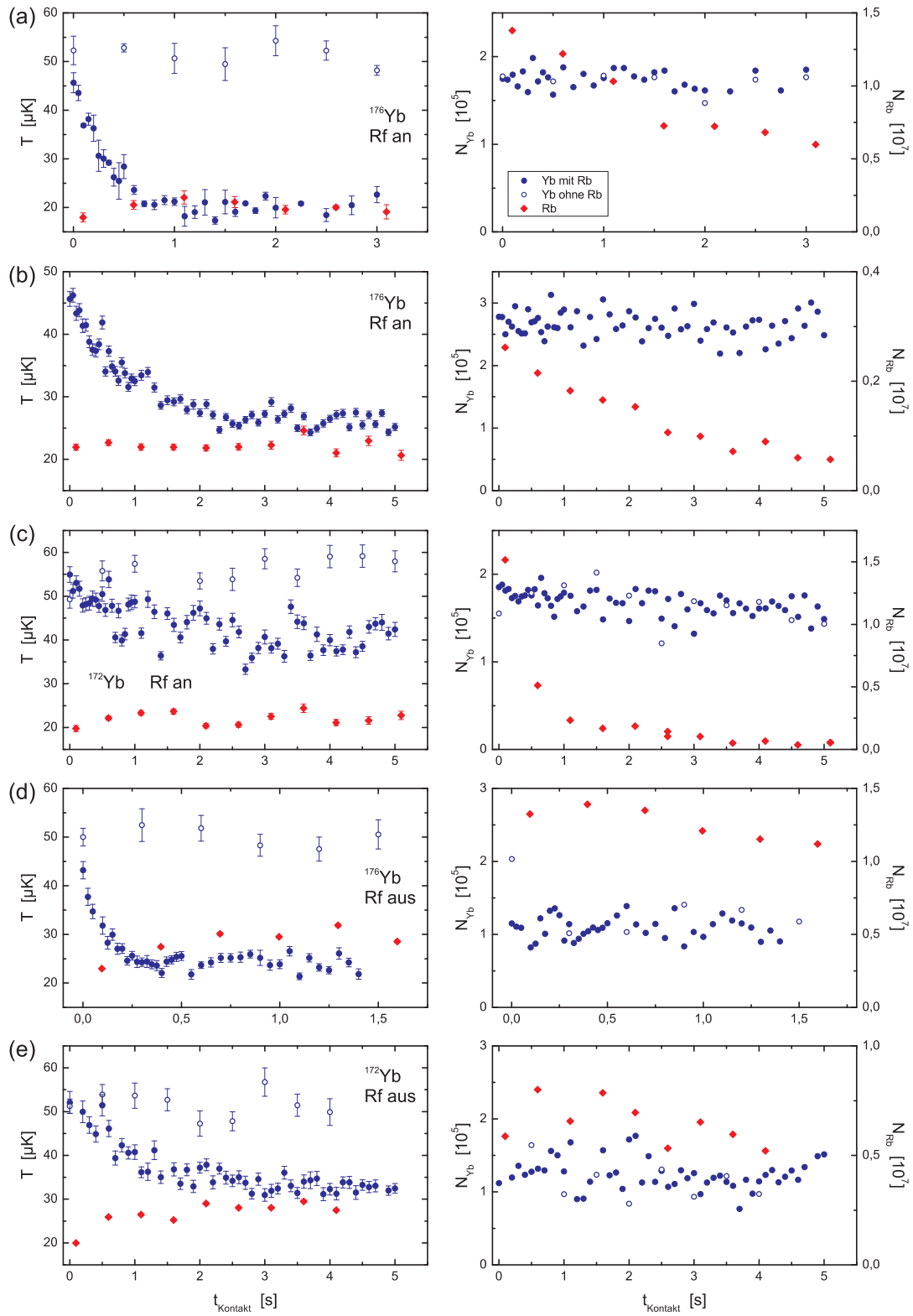
#### Allgemeine Beobachtungen

Bei  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  entspricht die neue Gleichgewichtstemperatur der Ytterbiumatome ungefähr der Rubidiumtemperatur (zur ausführlichen Diskussion der erreichten Ytterbiumtemperatur s. u.). Wie der Vergleich der Abbildungen 7.2 (a) und (b) am Beispiel von  $^{176}\text{Yb}$  verdeutlicht, stellt sich die neue Endtemperatur für ein gegebenes Ytterbiumisotop umso schneller ein, je größer die Atomzahl des Rubidiumensembles ist. Dies steht in Einklang mit den Erwartungen des Thermalisierungsmodells, da die Rubidiumatomzahl direkt in die Kollisions- und damit die Thermalisierungsrate eingeht. Im Fall der Isotope  $^{170,171,172}\text{Yb}$  liegt die neue Gleichgewichtstemperatur bei vergleichbarer Rubidiumatomzahl deutlich über der Rubidiumtemperatur (siehe z. B. Abbildung 7.2 (c) am Beispiel von  $^{172}\text{Yb}$ ), was auf eine kleinere Streulänge dieser Isotope hindeutet (s. u.). Ohne Anwesenheit von Rubidiumatomen bleibt die Ytterbiumtemperatur in allen Fällen konstant auf ihrem Ausgangsniveau. Das Verhalten der Rubidiumtemperatur ist weitgehend unabhängig von Ytterbium, wie es aufgrund der Atomzahlen  $N_{\text{Rb}} \gg N_{\text{Yb}}$  den Erwartungen entspricht, und wird wie in Abschnitt 6.5.2 diskutiert durch die Anwesenheit der Radiofrequenz während der Kontaktzeit bestimmt. Unabhängig von der erreichten Endtemperatur bestätigen alle Datensätze erneut, dass die sympathetische Kühlung von Ytterbium nicht zu einem Atomzahlverlust führt.

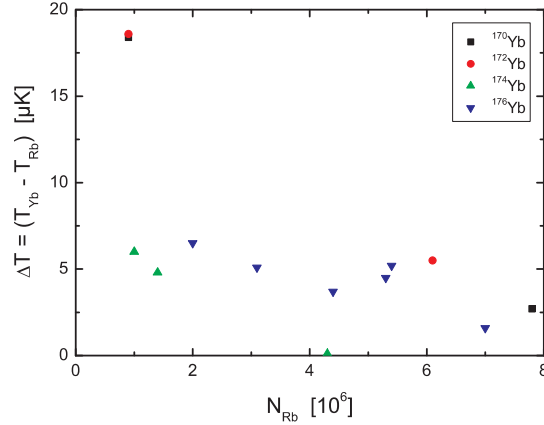
#### Diskussion der Gleichgewichtstemperatur von Ytterbium

Generell lässt sich die sympathetische Kühlung von Ytterbium mit guter experimenteller Reproduzierbarkeit demonstrieren. Im Detail nicht eindeutig ist hingegen die erreichte Gleichgewichtstemperatur von Ytterbium im Vergleich zur Rubidiumtemperatur, wie die Beispielkurven in Abbildungen 7.2 zeigen.

**Isotopenabhängigkeit der Gleichgewichtstemperatur** Zum einen fällt auf, dass bei einer gegebenen Rubidiumatomzahl im niedrigen Bereich die neue Gleichgewichtstemperatur der Isotope  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  deutlich näher an der Rubidiumtemperatur liegt als bei den Isotopen  $^{170}\text{Yb}$ ,  $^{171}\text{Yb}$  und  $^{172}\text{Yb}$ , wie z. B. der Vergleich der Abbildungen 7.2 (b) und (c) und auch Abbildung 7.3 zeigt. Dies lässt sich relativ einfach anhand der beobachteten Heizrate des Ytterbiumensembles verstehen (die für alle Isotope gleich groß ist) und deutet auf einen



**Abbildung 7.2:** Thermalisierung von Ytterbium mit Rubidium am Beispiel von  $^{172}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  in verschiedenen experimentellen Situationen. Links Temperaturen, rechts Atomzahlen.



**Abbildung 7.3:** Beobachtete Temperaturdifferenz zwischen Ytterbium und Rubidium zu Beginn des neuen Gleichgewichtszustands von Ytterbium als Funktion der Rubidiumatomzahl zu diesem Zeitpunkt.

kleineren Streuquerschnitt der letztgenannten Isotope hin: Gemäß des in Abschnitt 7.2.1 entwickelten Thermalisierungsmodells resultiert ein kleinerer Streuquerschnitt in einer kleineren Thermalisierungsrate, was nicht nur nach Gleichung (7.3) eine langsamere Abkühlung der Ytterbiumatome zur Folge hat, sondern auch laut Gleichung (7.4) zu einer größeren Temperaturdifferenz zwischen Ytterbium und Rubidium im Gleichgewichtszustand führt.

**Variation der Gleichgewichtstemperatur für ein gegebenes Isotop** Zum anderen werden auch für ein gegebenes Isotop in unabhängigen Messungen verschiedenen Gleichgewichtstemperaturen beobachtet, wie der Vergleich der Abbildungen 7.2 (a), (b) und (d) für  $^{176}\text{Yb}$  bzw. (c) und (e) für  $^{172}\text{Yb}$  veranschaulicht. Ein Grund für dieses Verhalten liegt in der (z. T. beabsichtigt) von Datensatz zu Datensatz variierenden Rubidiumatomzahl, die nach dem verwendeten Modell gemäß  $\gamma_{\text{Th}} \propto \gamma_{\text{Koll}} \propto \sigma_{\text{tot YbRb}} \cdot \bar{v}_{\text{YbRb}} \cdot n_{\text{YbRb}} \propto N_{\text{Rb}} f_{\sigma} f_{\mu}$  (für  $N_{\text{Rb}} \gg N_{\text{Yb}}$ ) direkt in die Thermalisierungsrate eingeht. In analoger Argumentation zu oben führt demnach eine geringere Rubidiumatomzahl sowohl zu einer langsameren Thermalisierung der Ytterbiumatome als auch einer höheren Temperaturdifferenz zwischen Ytterbium und Rubidium im Gleichgewichtszustand (unter der Annahme, dass weder der Streuquerschnitt noch die Rubidiumatomzahl von der Temperatur abhängen, bzw. dass alle Messungen eines Isotops bei vergleichbarer Temperatur durchgeführt wurden). Abbildung 7.3 bestätigt dies anhand der Daten der verschiedenen Isotope.

Darüber hinaus spielt auch ein nicht perfekter und von Messung zu Messung schwankender räumlicher Überlapp der beiden Ensembles eine große Rolle für die Temperaturdifferenz im Gleichgewichtszustand. Wie die vorangegangene Betrachtung zeigt, geht auch der Überlappfaktor  $f_{\mu}$  unmittelbar in die Thermalisierungsrate ein und beeinflusst damit zusätzlich die erreichte Gleichgewichtstemperatur, was sich in der Streuung der Datenpunkte in Abbildung 7.3 widerspiegelt. Ein „schlechter“ Überlapp kann z. B. durch eine ungenaue Überlagerung zwischen der Magnetfalle und der BIODT oder durch eine ungenaue transversale Justage der BIODT-Strahlen verursacht werden, wodurch die optischen Potenziale für Rubidium am Ort der Ytterbiumatome nur unzureichend ausgeglichen werden.

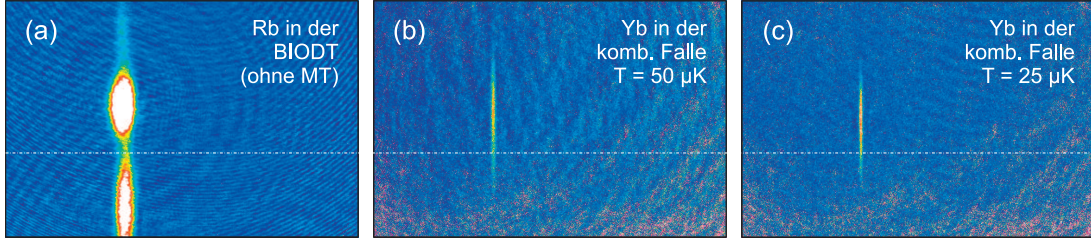
Auffallend sind einige Datensätze mit  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  wie in Abbildung 7.2 (d), bei denen die Ytterbiumtemperatur unter die Rubidiumtemperatur fällt. Ein solches Verhalten kann mit dem gegebenen Thermalisierungsmodell nicht beschrieben werden und ist vorbehalten von bislang nicht erkannten Effekten im komplexen magnetisch-optischen Potenzial der

kombinierten Falle unphysikalisch. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte dieses Phänomen nicht befriedigend erklärt werden und wird im weiteren als nicht kontrollierbare Messunsicherheit bei der Temperaturbestimmung der beiden Ensembles im kombinierten Potenzial betrachtet; entsprechende Datensätze wurden als Messfehler gewertet.

**Einfluss der Radiofrequenz** Der zeitliche Verlauf der Ytterbiumtemperatur wurde sowohl mit eingeschalteter Radiofrequenz als auch ohne Radiofrequenz untersucht, was unterschiedliche Auswirkungen auf die Entwicklung von Temperatur und Atomzahl des Rubidiumensembles während der Kontaktzeit hat (vgl. Abschnitt 6.5.2). Damit hat die Radiofrequenz indirekt auch Auswirkungen auf das Verhalten der Ytterbiumtemperatur, deren Verlauf wie oben erläutert stark von der Rubidiumatomzahl beeinflusst wird. Ein schönes Beispiel sind die Thermalisierungskurven in den Abbildungen 7.2 (c) und (e) für  $^{172}\text{Yb}$ , bei denen der Rubidiumverlust bei eingeschalteter Radiofrequenz nur zu einer langsamen Kühlung auf eine relativ hohe Gleichgewichtstemperatur führt, die konstant hohe Rubidiumatomzahl ohne Radiofrequenz dagegen eine schnellere Thermalisierung auf tiefere Temperaturen ermöglicht. Nachdem alle relevanten Größen wie z. B. Ytterbiumkühlrate, Rubidiumtemperatur oder -atomzahl im Thermalisierungsmodell quantitativ erfasst werden können und darüber hinaus keine signifikanten direkten Auswirkungen der Radiofrequenz auf die Ytterbiumtemperatur beobachtet werden konnten (vgl. die Thermalisierungskurven in den Abbildungen 7.2 (a) und (d) für  $^{176}\text{Yb}$ , in denen bei ähnlichen Rubidiumatomzahlen mit und ohne Radiofrequenz vergleichbare Thermalisierungszeiten und Endtemperaturen erreicht werden), sind in die in den folgenden Abschnitten beschriebene Datenanalyse Messungen beider Methoden eingeflossen.

**Verlust des Kontakts** Die obigen Betrachtungen zeigen, dass die Fälle, in denen das Ytterbiumensemble nicht die Rubidiumtemperatur erreicht, offensichtlich auf geringe Rubidiumatomzahlen zurückzuführen sind. Trotzdem sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass bei den Isotopen, die auf niedrige Temperaturen thermalisieren, ein weiteres Problem in der bekannten axialen Abweichung der Position des Potenzialausgleichs für Rubidium vom Schwerpunkt der Ytterbiumwolke bestehen könnte, die in Abschnitt 6.4 unter „Axiale Asymmetrie“ diskutiert wurde. Eine Abschätzung anhand der Größe der Abweichung und der Ausdehnung der Atomwolken (vgl. Abschnitt 6.5.2) lässt zwar rein rechnerisch keine Probleme hinsichtlich des Kontakts erwarten, andererseits zeigt der Vergleich der räumlichen Verteilungen von Rubidium in der BIODT und von Ytterbium in der kombinierten Falle in Abbildung 7.4, dass die Situation nicht ideal ist. Die Position des Potenzialausgleichs für Rubidium, an der in der BIODT-Verteilung die „Lücke“ detektiert wird und an der in der kombinierten Falle Rubidiumatome am Ort der BIODT lokalisiert sind, erscheint recht knapp am Rand der Ytterbiumwolke. Hier ist durchaus vorstellbar, dass bei fortschreitender Kühlung und damit axialer Verkürzung der Ytterbiumwolke der Kontakt verloren gehen kann. Dies wird sich insbesondere in geplanten Untersuchungen mit tieferen Ytterbiumtemperaturen auswirken werden. Diesbezüglich muss für zukünftige Experimente eine Verbesserung der Strahlqualität der BIODT-Strahlen angestrebt werden, was derartige Probleme vermeiden sollte.





**Abbildung 7.4:** Axiale Abweichung zwischen der Position des Potenzialausgleichs für Rubidium und dem Schwerpunkt der Ytterbiumwolke.

### 7.2.3 Auswerteverfahren

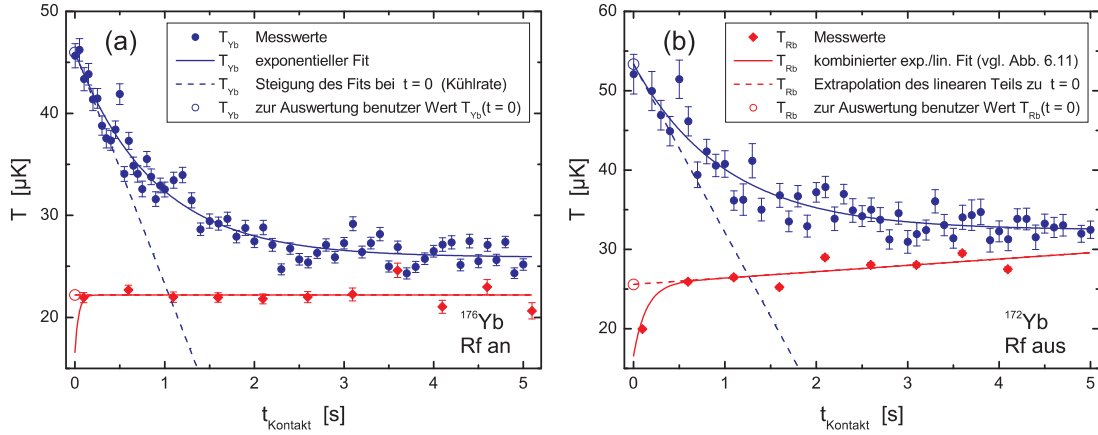
Um aus den gemessenen Daten den Betrag der Interspezies-Streulänge  $|a_{YbRb}|$  zu extrahieren, wurde das in Abschnitt 7.2.1 beschriebene Modell mit  $|a_{YbRb}|$  als einzigem freiem Parameter an den vollständigen Verlauf der Thermalisierungskurven gefittet. In den meisten Datensätzen konnte der zeitliche Verlauf der Ytterbiumtemperatur mit dieser Vorgehensweise jedoch nicht in zufriedenstellender Weise reproduziert werden, und die aus verschiedenen Datensätzen eines Isotops ermittelten Werte für  $|a_{YbRb}|$  streuten stark.

Aus diesem Grund wurde zur quantitativen Analyse statt des vollständigen Verlaufs der Thermalisierungskurve nur die initiale Kühlrate von Ytterbium

$$\dot{T}_{Yb}^{Kühl} = \left. \frac{dT_{Yb}}{dt} \right|_{t=0} \quad (7.15)$$

zum Zeitpunkt  $t = 0$  ausgewertet. Dies bringt mehrere Vorteile mit sich: Da initial die in das Modell eingehende Temperaturdifferenz zwischen Ytterbium und Rubidium am größten ist, minimiert dieses Verfahren den Einfluss der absoluten Messfehler bei der Temperaturbestimmung von Ytterbium und Rubidium. Darüber hinaus ermöglicht diese Methode eine Mitberücksichtigung der Datensätze, bei denen die gemessene Ytterbiumtemperatur für lange Kontaktzeiten unter die Rubidiumtemperatur fällt. Weiterhin ist die Auswertung bei  $t = 0$  unabhängig von möglichen Effekten, die durch die im Verlauf der Thermalisierung abnehmende Rubidiumatomzahl verursacht werden können und es reduziert sich der störende Einfluss von Deformationen in den optischen Potenzialen, deren Auswirkungen auf die Überlappdichte bei niedrigeren Temperaturen und damit kleineren Ytterbiumwolken (vgl. Abbildung 7.4) zunehmen.

Um bei dieser punktuellen Auswertung zusätzliche Fehler aufgrund der Streuung einzelner Datenpunkte zu minimieren, wurden statt der Messwerte von  $T_{Yb}$ ,  $T_{Rb}$ ,  $N_{Yb}$ ,  $N_{Rb}$  bei  $t = 0$  die entsprechenden Funktionswerte von Fitkurven an die Daten benutzt. Die Ytterbiumtemperatur wird dabei durch einen exponentiellen Fit angenähert, der den Kurvenverlauf sehr gut beschreibt (siehe Abbildung 7.5), und dessen Steigung bei  $t = 0$  näherungsweise die initiale Kühlrate  $\dot{T}_{Yb}^{Kühl}$  angibt. Die Ytterbiumatomzahl wird durch einen linearen Fit angenähert, und die Rubidiumatomzahl kann bei eingeschalteter Radiofrequenz durch einen exponentiellen Zerfall sowie ohne Radiofrequenz ebenfalls durch eine lineare Funktion beschrieben werden. Bei der Rubidiumtemperatur wird, wie bereits in Abschnitt 6.5.2 diskutiert, davon ausgegangen, dass die Temperaturmessung zu Beginn des Kontakts aufgrund einer noch nicht abgeschlossenen Thermalisierung des Ensembles fehlerhaft ist. Die



**Abbildung 7.5:** Veranschaulichung zur quantitativen Datenanalyse am Beispiel zweier Thermalisierungskurven von  $^{176}\text{Yb}$  und  $^{172}\text{Yb}$  bei aus- und eingeschalteter Radiofrequenz. Weitere Erläuterungen siehe Haupttext.

Überlagerung der Magnetfalle mit der BIODT führt durch das Einbringen attraktiver Potenzialregionen zu einem Aufheizen des Rubidiumensembles, für das aus den Messungen eine Thermalisierungszeit von rund 140 ms hervorgeht. Da jedoch die Fallenpotenziale bei  $t = 0$  komplett überlagert sind, muss die zusätzliche Energie bereits zu diesem Zeitpunkt vollständig im System vorhanden sein. Als „wahre“ Temperatur, die die Energie des Rubidiumensembles korrekt beschreibt, und die für die Wechselwirkung mit dem Ytterbiumensemble als relevant erachtet wird, wird daher ein Verlauf angenommen, der sich durch Rückextrapolation des linearen Teil bis auf  $t = 0$  ergibt. Abbildung 7.5 veranschaulicht diese Vorgehensweise grafisch und zeigt die resultieren Werte  $T_{\text{Rb}}(t = 0)$ .

#### 7.2.4 Relatives Streuverhalten der Ytterbiumisotope

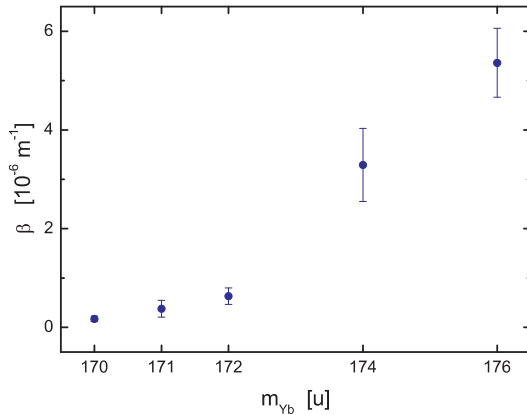
Ein Vergleich der relativen Streueigenschaften der verschiedenen Ytterbiumisotope ist bereits ohne explizite Berechnung der Streuquerschnitte möglich. Nach dem oben erläuterten Thermalisierungsmodell gilt für den Interspezies-Streuquerschnitt

$$\sigma_{\text{tot YbRb}} = -\frac{\alpha}{\xi} \frac{\dot{T}_{\text{Yb}}^{\text{Kühl}} - \dot{T}_{\text{Yb}}^{\text{Heiz}}}{\Delta T \cdot \bar{v}_{\text{YbRb}} \cdot n_{\text{YbRb}}} = -\frac{\alpha}{\xi} \frac{\dot{T}_{\text{Yb}}^{\text{Kühl}} - \dot{T}_{\text{Yb}}^{\text{Heiz}}}{\Delta T \cdot \bar{v}_{\text{YbRb}} \cdot (N_{\text{Rb}} + N_{\text{Yb}})} \cdot f_{\sigma}^{-1} \cdot f_{\mu}^{-1}. \quad (7.16)$$

Anhand dieser Darstellung lässt sich der Parameter

$$\beta = -\frac{\dot{T}_{\text{Yb}}^{\text{Kühl}} - \dot{T}_{\text{Yb}}^{\text{Heiz}}}{\Delta T \cdot \bar{v}_{\text{YbRb}} \cdot (N_{\text{Rb}} + N_{\text{Yb}})} \quad (7.17)$$

definieren, der unter den vereinfachenden Annahmen einer in allen Messreihen identischen Temperatur und einer konstanten Anzahl von Stößen  $\alpha$ , die zur Thermalisierung benötigt werden, proportional zum totalen Streuquerschnitt für Ytterbium-Rubidium-Stöße  $\sigma_{\text{tot YbRb}}$  ist, aber noch unabhängig von Details der Fallengeometrie oder dem räumlichen



**Abbildung 7.6:** Vergleich des Parameters  $\beta = (\dot{T}_{Yb}^{Kühl} - \dot{T}_{Yb}^{Heiz})(\Delta T \cdot \bar{v}_{YbRb} \cdot N_{Rb})^{-1} \propto \sigma_{\text{tot } YbRb}$  für die vermessenen Ytterbiumisotope. Die Fehlerbalken geben die statistische Unsicherheit bei der Auswertung mehrerer Datensätze pro Isotop an.

Überlapp der Atomwolken ist. Er ermöglicht daher einen guten Vergleich der relativen Werte der Streuquerschnitte der Isotope ohne Angabe von Absolutwerten, die durch Unsicherheiten des exakten Potenzialverlaufs und des tatsächlichen Überlapps der Ensembles in der kombinierten Falle mit großen systematischen Fehlern behaftet sind (auf eine Abschätzung der Fehler wird im folgenden Abschnitt eingegangen). In Abbildung 7.6 ist  $\beta$  für die untersuchten Ytterbiumisotope aufgetragen, wobei die angegebenen Werte über die Ergebnisse mehrerer Messungen gemittelt sind. Insgesamt konnten für  $^{170}\text{Yb}/^{171}\text{Yb}/^{172}\text{Yb}/^{174}\text{Yb}/^{176}\text{Yb}$  jeweils 2/1/3/4/12 Thermalisierungskurven ausgewertet werden. Um für alle Isotope einen sinnvollen statistischen Fehler angeben zu können, wurde bei  $^{176}\text{Yb}$ , für das mit 12 Messungen die meisten Datensätze zur Verfügung stehen, anhand der Standardabweichung eine relative Unsicherheit ermittelt, die für alle Isotope als gleich groß angenommen wird. Die im Diagramm gezeigten Fehlergrenzen entsprechen dieser relativen Unsicherheit geteilt durch die Wurzel aus der jeweiligen Anzahl der verfügbaren Datensätze.

Es ist deutlich zu erkennen, dass  $\beta$  und damit der Interspezies-Streuquerschnitt  $\sigma_{\text{tot } YbRb}$  mit größerer Masse des Ytterbiumisotops zunimmt. Ein derartiges Verhalten ist konsistent mit der Tatsache, dass die Streueigenschaften durch den energetischen Abstand zwischen dem letzten gebundenen Zustand im Potenzial der stoßenden Teilchen und dem Kontinuum bestimmt werden, der aufgrund der Massenabhängigkeit der gebundenen Zustände selbst mit der Masse skaliert. Auf diesen Punkt wird im folgenden Abschnitt bei der Diskussion des Vorzeichens der Streulänge erneut eingegangen.

### 7.2.5 Die Interspezies-Streulänge $a_{YbRb}$

Um aus dem experimentell ermittelten Parameter  $\beta$  die Interspezies-Streulänge  $a_{YbRb}$  abzuleiten, müssen verschiedene Aspekte hinsichtlich des Regimes beachtet werden, in dem der Streuprozess stattfindet. Dies wird im folgenden diskutiert.

#### Betrachtungen zum Streuregime

**Beitrag höherer Partialwellen** Ein entscheidender Punkt ist, welche Partialwellen  $\ell$  signifikante Beiträge zum Streuquerschnitt leisten, was anhand der Höhe der Zentrifugalbarriere  $E_S(\ell)$  aus Gleichung (2.69) abgeschätzt werden kann. Als Kriterium für die maximal er-

laubte bzw. höchste beitragende Partialwelle  $\ell_{\max}$  gilt [209]

$$E_S(\ell_{\max}) = \frac{3}{2}k_B T. \quad (7.18)$$

Unter der Annahme, dass dabei  $\frac{3}{2}k_B T$  ein Maß für die mittlere Kollisionsenergie der stoßenden Teilchen ist, die durch die quadratisch gemittelte thermische Relativgeschwindigkeit  $\sqrt{\overline{v^2}}$  bestimmt wird, kann für den vorliegenden Fall eines Gemischs aus zwei Ensembles verschiedener Temperatur und mit Teilchen unterschiedlicher Masse gemäß

$$\frac{3}{2}k_B T = \frac{1}{2}m_\mu \overline{v^2} = \frac{1}{2}m_\mu 3k_B \left( \frac{T_1}{m_1} + \frac{T_2}{m_2} \right) \quad (7.19a)$$

$$= \frac{3}{2}k_B \frac{m_2 T_1 + m_1 T_2}{m_1 + m_2} \quad (7.19b)$$

die effektive Temperatur

$$\overline{T} = \frac{m_{\text{Rb}} T_{\text{Yb}} + m_{\text{Yb}} T_{\text{Rb}}}{m_{\text{Yb}} + m_{\text{Rb}}} \quad (7.20)$$

definiert werden.<sup>2</sup> Mit den typischen Temperaturen bei den durchgeführten Thermalisierungsexperimenten von  $T_{\text{Yb}} = 50 \mu\text{K}$  und  $T_{\text{Rb}} = 25 \mu\text{K}$  ergibt sich  $\overline{T} = 33 \mu\text{K}$  und daraus  $\ell_{\max}(\overline{T}) = 0,90$ . Bei der Auswertung der vorliegenden Daten wird daher näherungsweise von reiner  $s$ -Wellen-Streuung und  $\sigma_{\text{tot YbRb}} = \sigma_{(\ell=0) \text{ YbRb}}$  ausgegangen.

Für eine exaktere Analyse müsste zumindest die  $p$ -Welle ( $\ell = 1$ ) mitberücksichtigt werden, was jedoch nur anhand genauer Kenntnis des im Fall von Ytterbium und Rubidium derzeit noch nicht bekannten Wechselwirkungspotenzials möglich wäre (siehe z. B. [108]). In zukünftigen Experimenten kann darüber hinaus die Gültigkeit der gemachten Näherung verbessert werden, indem die Messungen bei tieferen Temperaturen durchgeführt werden.

**Temperaturabhängigkeit des  $s$ -Wellen-Streuquerschnitts** Bei der Berechnung der Streulänge  $a$  aus dem  $s$ -Wellen-Streuquerschnitt  $\sigma_0$  muss eine mögliche Temperaturabhängigkeit des Streuquerschnitts berücksichtigt werden. Im Grenzfall niedriger Energien  $k \rightarrow 0$  und kleiner Streulängen kann von einem temperaturunabhängigen konstanten Streuquerschnitt (2.73)

$$\sigma_0 = 4\pi a^2 \quad (7.21)$$

ausgegangen werden. Bei höheren Temperaturen und großen Streulängen muss der Datenanalyse der temperaturabhängige Streuquerschnitt (2.74)

$$\sigma_0(k) = \frac{4\pi a^2}{k^2 a^2 + 1} \quad (7.22)$$

zu Grunde gelegt werden. In diesem Fall ist zusätzlich zu beachten, dass der Streuquerschnitt gemäß

$$\langle \sigma_0(k) \bar{v} \rangle_{\text{Th}} = \int_0^\infty \sigma_0(E) \bar{v}(E) f(E, T) dE \quad (7.23)$$

<sup>2</sup>Dieselbe effektive Temperatur ergibt sich aus einem Vergleich der in der Literatur verwendeten Werte für die mittleren thermischen Relativgeschwindigkeiten  $\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m_\mu}}$  in einkomponentigen und  $\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B}{\pi} \left( \frac{T_1}{m_1} + \frac{T_2}{m_2} \right)}$  in zweikomponentigen Ensembles.

über die Kollisionsenergie  $E$  gemittelt werden muss, deren Verteilungsfunktion durch

$$f(E, T) dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (k_B T)^{-3/2} \sqrt{E} e^{-\frac{E}{k_B T}} dE \quad (7.24)$$

gegeben ist [184]. Der effektive thermisch gemittelte Streuquerschnitt ist dann durch

$$\sigma_{0\text{eff}} = \frac{\langle \sigma_0(k) \bar{v} \rangle_{\text{Th}}}{\bar{v}} \quad (7.25)$$

definiert. Werden im Mittelungsintegral die mittlere thermische Relativgeschwindigkeit und der Relativwellenvektor gemäß  $\bar{v} = \sqrt{2E/m_\mu}$  und  $k = \sqrt{2m_\mu E/\hbar^2}$  durch die Kollisionsenergie ausdrückt, erhält man unter Verwendung der im vorliegenden zweikomponentigen System relevanten effektiven Temperatur  $\bar{T}$  aus Gleichung (7.20)

$$\sigma_{0\text{eff}} = \frac{\langle \sigma_0(k) \bar{v} \rangle_{\text{Th}}}{\bar{v}} = \frac{1}{\bar{v}} \int_0^\infty \sigma_0(E) \bar{v}(E) f(E, \bar{T}) dE \quad (7.26a)$$

$$= \sqrt{\frac{\pi m_\mu}{8 k_B \bar{T}}} \cdot \sqrt{\frac{8}{\pi m_\mu}} \cdot (k_B \bar{T})^{-3/2} \int_0^\infty \frac{4\pi a^2 E}{(2m_\mu a^2 E/\hbar^2) + 1} e^{-\frac{E}{k_B \bar{T}}} dE \quad (7.26b)$$

$$= 4\pi a^2 \cdot \zeta \left( 1 - \zeta e^\zeta \Gamma(0, \zeta) \right) \quad \text{mit} \quad \zeta = \frac{\hbar^2}{2m_\mu k_B \bar{T} a^2}, \quad (7.26c)$$

wobei  $\Gamma(x, z) = \int_z^\infty t^{x-1} e^{-t} dt$  die unvollständige Gammafunktion darstellt. Für einen temperaturunabhängigen Streuquerschnitt ergibt diese Vorgehensweise  $\sigma_{0\text{eff}} = 4\pi a^2$  und reproduziert damit den Zusammenhang (7.21).

Der Übergang vom temperaturunabhängigen zum temperaturabhängigen Regime wird durch die charakteristische Temperatur [184]  $T_\sigma = \hbar^2/k_B m_\mu a^2$  bestimmt. Bei der Auswertung der vorliegenden Daten wird zunächst von einem konstanten Streuquerschnitt  $\sigma_{0\text{YbRb}} = 4\pi a_{\text{YbRb}}^2$  ausgegangen und die Gültigkeit dieser Näherung im Nachhinein anhand der sich ergebenden charakteristischen Temperatur diskutiert.

**Benötigte Anzahl von Stößen zur Thermalisierung** Mit dem Temperaturregime des Streuquerschnitts verknüpft ist die Frage, wieviele Stöße  $\alpha$  zur Thermalisierung benötigt werden.<sup>3</sup> Im Bereich eines temperaturunabhängigen elastischen Streuquerschnitts wurde für die Thermalisierung eines einkomponentigen Ensembles bei der Relaxation aus Temperaturanisotropien durch reine  $s$ -Wellen-Stöße ein Wert von  $\alpha = 2,7$  aus Monto-Carlo-Simulationen [160, 161, 162] abgeleitet, der unabhängig von der atomaren Spezies oder Fallenparametern ist und der in analytischen Betrachtungen [163, 164] bestätigt werden konnte. Dieser Wert wurde bislang in zahlreichen Arbeiten auch zur Analyse der Thermalisierung zwischen zwei Ensembles durch Interspezies-Stöße benutzt [208, 210, 55]. Im Fall eines temperaturabhängigen Streuquerschnitts der Form  $\sigma_0(T) \propto 1/T$ , wie er laut Gleichung (7.22) für  $k^2 a^2 \gg 1$  vorliegt, wurden höhere Werte zwischen  $\alpha \approx 8$  [164] (analytisch)

<sup>3</sup>Hier und im folgenden bezieht sich die „Anzahl der benötigten Stöße“ auf die Anzahl  $\alpha$  im Fall von Stoßpartnern gleicher Masse. Bei ungleichen Massen muss gemäß den Gleichungen (7.6) und (7.7) zusätzlich der Massenreduktionsfaktor  $\xi$  berücksichtigt werden, sodass im System Ytterbium-Rubidium insgesamt  $\alpha/\xi = \alpha/0,89$  Stöße benötigt werden.

und  $\alpha = 10,7$  [162] (Monte-Carlo-Simulationen) ermittelt. Dies resultiert aus der Tatsache, dass Streuprozesse bevorzugt bei niedrigen Kollisionsenergien stattfinden, die in geringerem Maß zur Thermalisierung beitragen.

In einer neueren theoretischen Arbeit speziell zur Thermalisierung von Gemischen ultrakalter Gase [211] wurde ein Modell entwickelt, das explizit die Temperaturabhängigkeit der Anzahl der benötigten Stöße berücksichtigt und das für einen Streuquerschnitt der Form  $\sigma_0(k) = 4\pi a^2/(k^2 a^2 + 1)$  vorhersagt, dass sich die Anzahl der Stöße gegenüber dem Bereich eines konstanten Streuquerschnitts um den Faktor

$$\kappa(T) = \frac{2(1 - \zeta e^\zeta \Gamma(0, \zeta))}{1 - \zeta + \zeta^2 e^\zeta \Gamma(0, \zeta)} \quad (7.27)$$

ändert, wobei  $\zeta = \hbar^2/(2m_\mu k_B \bar{T} a^2)$  und  $\Gamma(x, z) = \int_z^\infty t^{x-1} e^{-t} dt$ . Dieser Faktor variiert zwischen  $\kappa(T) = 1$  im Grenzfall niedriger Energien  $T \rightarrow 0$  und  $\kappa(T) = 2$  im Unitaritätslimit. Wird dem temperaturunabhängigen Fall der oben genannte Wert von  $\alpha = 2,7$  aus den dort zitierten Arbeiten zu Grunde gelegt, führt dieses Modell somit auf eine Anzahl zwischen  $\alpha \cdot \kappa(T) = 2,7$  Stößen im temperaturunabhängigen Regime und maximal  $\alpha \cdot \kappa(T) = 5,4$  im temperaturabhängigen Bereich.

### Ergebnisse für $|a_{\text{YbRb}}|$

Die Ermittlung der Streulänge basiert auf dem experimentell bestimmten Parameter  $\beta$  (vgl. Abschnitt 7.2.4). Unter der vereinfachenden Annahme reiner  $s$ -Wellen-Streuung gilt

$$\beta = \frac{\xi}{\alpha} \cdot f_\sigma f_\mu \cdot \sigma_{0\text{YbRb}}. \quad (7.28)$$

Der Zusammenhang zwischen dem  $s$ -Wellen-Streuquerschnitt  $\sigma_{0\text{YbRb}}$  und der Interspezies- $s$ -Wellen-Streulänge  $a_{\text{YbRb}}$  hängt wie oben erläutert vom Temperaturregime des Streuung ab. Da dieses nicht von vornherein eindeutig bekannt ist, wird die Streulänge im folgenden nach verschiedenen Methoden berechnet und jeweils die Gültigkeit der gemachten Näherungen diskutiert. Allen Methoden gemein ist, dass nur der Betrag  $|a_{\text{YbRb}}|$  der Interspezies-Streulänge angegeben werden kann. In die Auswertung flossen für die Isotope  $^{170}\text{Yb}/^{171}\text{Yb}/^{172}\text{Yb}/^{174}\text{Yb}/^{176}\text{Yb}$  die Daten aus jeweils 2/1/3/4/12 Thermalisierungsmessungen ein. Dabei wurden zunächst der experimentelle Parameter  $\beta$  (7.17), der Fallengeometriefaktor  $f_\sigma$  (7.13) und die effektive Temperatur  $\bar{T}$  (7.20) über alle für ein Isotop zur Verfügung stehenden Datensätze gemittelt und daraus die Streulänge  $|a_{\text{YbRb}}|$  des jeweiligen Isotops berechnet. Der Überlappfaktor  $f_\mu$  (7.14) wurde zunächst in allen Fällen gleich eins gesetzt. Es gelten die bereits oben eingeführten Abkürzungen  $\zeta = \hbar^2/(2m_\mu k_B \bar{T} a_{\text{YbRb}}^2)$  und  $\Gamma(x, z) = \int_z^\infty t^{x-1} e^{-t} dt$ . Die Ergebnisse aller Methoden sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Die dort aufgeführten statistischen und systematischen Unsicherheiten werden im nächsten Abschnitt behandelt, bevor anschließend die Ergebnisse diskutiert werden.

**Methode A** In erster Näherung wurde die Streulänge unter der vereinfachenden Annahme eines temperaturunabhängigen konstanten Streuquerschnitts (7.21)  $\sigma_{0\text{YbRb}} = 4\pi a_{\text{YbRb}}^2$  und  $\alpha = 2,7$  Stößen berechnet. In diesem Fall gilt

$$\beta = \frac{\xi}{\alpha} \cdot f_\sigma f_\mu \cdot \sigma_{0\text{YbRb}} = \frac{\xi}{\alpha} \cdot f_\sigma f_\mu \cdot 4\pi a_{\text{YbRb}}^2, \quad (7.29)$$



Isotop	Betrag der Interspezies-Streulänge								
	( $ a_{\text{YbRb}}  \pm \text{statistischer Fehler} \pm \text{systematischer Fehler}$ ) [ $a_0$ ]								
	Methode A			Methode B			Methode C		
$^{170}\text{Yb}-^{87}\text{Rb}$	18	+2 -3	+10 -5	18	+3 -3	+10 -4	18	+3 -3	+12 -4
$^{171}\text{Yb}-^{87}\text{Rb}$	24	+5 -6	+14 -5	24	+6 -6	+16 -5	25	+7 -5	+14 -7
$^{172}\text{Yb}-^{87}\text{Rb}$	32	+4 -4	+20 -7	33	+5 -4	+22 -7	33	+5 -5	+23 -7
$^{174}\text{Yb}-^{87}\text{Rb}$	71	+8 -9	+45 -17	79	+12 -10	+67 -23	83	+13 -13	+89 -25
$^{176}\text{Yb}-^{87}\text{Rb}$	93	+6 -6	+58 -21	112	+10 -10	+121 -34	127	+15 -15	+245 -45

**Tabelle 7.1:** Betrag der Interspezies-Streulänge  $|a_{\text{YbRb}}|$  für die vermessenen Ytterbiumisotope unter der vereinfachenden Annahme reiner  $s$ -Wellen-Streuung. Die genannten Werte sind jeweils über alle mit einem Isotop aufgenommenen Thermalisierungskurven gemittelt. Einzelheiten zu den verschiedenen Berechnungsmethoden und zur Abschätzung der statistischen und systematischen Fehler im Haupttext.

woraus direkt  $|a_{\text{YbRb}}|$  ermittelt werden kann. Diese Methode ist nur bei kleinen Streulängen und niedrigen Temperaturen  $k^2 a^2 \ll 1$  gerechtfertigt. Obwohl die Messungen in einem Temperaturbereich durchgeführt wurden, der selbst im kritischsten Fall von  $^{176}\text{Yb}$  mit der größten ermittelten Streulänge noch unterhalb der charakteristischen Übergangstemperatur [184] von  $T_{\sigma 176} = \hbar^2 / k_{\text{B}} m_{\mu} a_{176}^2 \approx 300 \mu\text{K}$  liegt, muss zumindest bei den Isotopen  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  bereits von einem Übergangsregime zu einem temperaturabhängigen Streuquerschnitt ausgegangen werden, da hier der Term  $k^2 a_{\text{YbRb}}^2$  nicht mehr zu vernachlässigende Werte von 0,14 ( $^{174}\text{Yb}$ ) und 0,24 ( $^{176}\text{Yb}$ ) annimmt. Dies ist bei der Bewertung der Angaben von  $|a_{\text{YbRb}}|$  für  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  zu berücksichtigen. Für die restlichen Isotope ist  $k^2 a_{\text{YbRb}}^2 < 0,05$ , sodass hier die Annahme eines konstanten Streuquerschnitts gerechtfertigt erscheint.

**Methode B** Um eine Temperaturabhängigkeit mit einzubeziehen, wurde die Datenanalyse daher mit einem Streuquerschnitt der Form (7.22)  $\sigma_{0\text{YbRb}}(k) = 4\pi a_{\text{YbRb}}^2 / (k^2 a_{\text{YbRb}}^2 + 1)$  durchgeführt. Dabei ergibt sich unter Verwendung des effektiven thermisch gemittelten Streuquerschnitts (7.26)

$$\beta = \frac{\xi}{\alpha} \cdot f_{\sigma} f_{\mu} \cdot \sigma_{0\text{ eff YbRb}} = \frac{\xi}{\alpha} \cdot f_{\sigma} f_{\mu} \cdot 4\pi a_{\text{YbRb}}^2 \cdot \zeta \left( 1 - \zeta e^{\zeta} \Gamma(0, \zeta) \right), \quad (7.30)$$

woraus  $|a_{\text{YbRb}}|$  iterativ ermittelt werden kann. Der Berechnung wurden auch hier konstant  $\alpha = 2,7$  Stöße zu Grunde gelegt. Diese Näherung erscheint gerechtfertigt, da selbst im kritischsten Fall von  $^{176}\text{Yb}$  mit der größten ermittelten Streulänge noch  $k^2 a_{\text{YbRb}}^2 = 0,34 < 1$  ist. Nach den oben gemachten Ausführungen gelten die höheren Stoßzahlen von  $\alpha = 8 \dots 10$  erst bei  $k^2 a^2 \gg 1$  im Bereich  $\sigma_0(T) \propto 1/T$ . Der Vergleich der Werte für  $|a_{\text{YbRb}}|$  aus den Methoden A und B zeigt anhand der übereinstimmenden Werte der Isotope  $^{170}\text{Yb}$ ,  $^{171}\text{Yb}$  und  $^{172}\text{Yb}$ , dass dort die Annahme eines konstanten Streuquerschnitts gut erfüllt ist,



wohingegen bei den Isotopen  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  mit voneinander abweichenden Werten der Streuquerschnitt bereits als temperaturabhängig angesehen werden muss. Dies resultiert direkt aus der größeren Streulänge dieser Isotope, da alle Messungen bei vergleichbaren Temperaturen durchgeführt wurden.

**Methode C** Die Temperaturabhängigkeit des Streuquerschnitts bei  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  bewirkt, dass streng genommen bei diesen Isotopen eine höhere Anzahl von Stößen zur Thermalisierung angesetzt werden muss. Mit Hilfe des oben erläuterten Modells von [211] kann für jedes Isotop individuell die dem jeweiligen Streuregime entsprechende Anzahl an Stößen berücksichtigt werden, wobei erneut der effektive thermisch gemittelte Streuquerschnitt (7.26) zu verwenden ist. Mit Gleichung (7.27) gilt

$$\beta = \frac{\xi}{\alpha \cdot \kappa(T)} \cdot f_{\sigma} f_{\mu} \cdot \sigma_{0 \text{ eff YbRb}} \quad (7.31a)$$

$$= \frac{\xi}{\alpha} \cdot \frac{1 - \zeta + \zeta^2 e^{\zeta} \Gamma(0, \zeta)}{2(1 - \zeta e^{\zeta} \Gamma(0, \zeta))} \cdot f_{\sigma} f_{\mu} \cdot 4\pi a_{\text{YbRb}}^2 \cdot \zeta \left(1 - \zeta e^{\zeta} \Gamma(0, \zeta)\right) \quad (7.31b)$$

$$= \frac{\xi}{\alpha} \cdot f_{\sigma} f_{\mu} \cdot 4\pi a_{\text{YbRb}}^2 \cdot \frac{\zeta}{2} \left(1 - \zeta + \zeta^2 e^{\zeta} \Gamma(0, \zeta)\right) . \quad (7.31c)$$

Dieser Ansatz reproduziert für die Isotope  $^{170}\text{Yb}$ ,  $^{171}\text{Yb}$  und  $^{172}\text{Yb}$  mit kleiner Streulänge erwartungsgemäß die bisherigen Ergebnisse. Für  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  ergeben sich aufgrund einer höheren Anzahl an Stößen größere Werte für  $|a_{\text{YbRb}}|$  als mit Methode B. Die Berechnung liefert für die Zahl der Stöße Werte von  $(\alpha\kappa)_{170} = 2,72$ ,  $(\alpha\kappa)_{171} = 2,74$ ,  $(\alpha\kappa)_{172} = 2,76$ ,  $(\alpha\kappa)_{174} = 2,97$  und  $(\alpha\kappa)_{176} = 3,22$ .

**Bewertung** Die Ergebnisse zeigen eindeutig, dass die Näherung eines temperaturunabhängigen Streuquerschnitts nur für die Isotope  $^{170}\text{Yb}$ ,  $^{171}\text{Yb}$  und  $^{172}\text{Yb}$  mit vergleichsweise kleiner Streulänge erfüllt ist. Bei  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  muss hingegen im Temperaturbereich der durchgeführten Messungen bereits von einem temperaturabhängigen Streuquerschnitt ausgegangen werden. Um zusätzlich die zur Thermalisierung benötigte Anzahl von Stößen individuell für jedes Isotop und das jeweilige Streuregime zu berücksichtigen, erscheint Methode C am geeignetsten für einen Vergleich der Interspezies-Streulänge zwischen den untersuchten Ytterbiumisotopen und  $^{87}\text{Rb}$ .

### Fehlerbetrachtung

Die in Tabelle 7.1 angegebenen Werte von  $|a_{\text{YbRb}}|$  sind mit statistischen und systematischen Unsicherheiten behaftet, deren Ursprünge im folgenden erläutert werden.

**Statistischer Fehler** Die statistischen Fehler berücksichtigen für jedes Isotop die Streuung der Ergebnisse aus verschiedenen Thermalisierungskurven. Eine Rolle spielen hier die Schwankungen von  $\beta$  und von  $\bar{T}$  gegenüber ihren Mittelwerten aus allen Datensätzen eines Isotops, die in die Berechnung von  $|a_{\text{YbRb}}|$  eingehen. Die Ermittlung eines statistischen Fehlers für  $\beta$  ist in Abschnitt 7.2.4 erläutert. Im Fall von  $\bar{T}$  wurde die Abschätzung in

konservativem Sinne anhand des maximalen und minimalen vorkommenden Wertes durchgeführt. Der jeweilige Einfluss der Schwankungen von  $\beta$  und  $\bar{T}$  auf  $|a_{\text{YbRb}}|$  wurde für jedes Isotop und jede Methode empirisch ermittelt, indem die Auswertung mit entsprechend ihren Fehlergrenzen veränderten Werten von  $\beta$  und  $\bar{T}$  erneut durchgeführt wurde. Für die angegebenen statistischen Fehler von  $|a_{\text{YbRb}}|$  wurde beide Beiträge quadratisch summiert.

**Systematische Fehler** Eine Ursache für systematische Fehler liegt in der limitierten absoluten Genauigkeit bei der Bestimmung relevanter experimenteller Parameter. Die Unsicherheiten lassen sich wie folgt quantifizieren:

- Den größten Beitrag leistet die Unsicherheit des tatsächlichen räumlichen Überlapps der Atomwolken. Die oben genannten Streulängen wurden unter der Annahme eines perfekten Überlapps  $f_\mu = 1$  abgeleitet. Bei der erreichten Justagegenauigkeit in der Überlagerung von Magnetfalle und BIODT (siehe Anhang B) muss jedoch von einer räumlichen Abweichung von bis zu  $\Delta x = \Delta y \approx 10 \mu\text{m}$  und  $\Delta z \approx 50 \mu\text{m}$  der Fallenpositionen ausgegangen werden, was nach Gleichung (7.12) auf  $f_\mu \approx 0,9$  führt. Eine Berechnung mit  $\Delta z \approx 250 \mu\text{m}$ , was der beobachteten axialen Verschiebung zwischen der Position des Potenzialausgleichs für Rubidium und dem Schwerpunkt der Ytterbiumwolke (vgl. Abschnitt 6.4) entspricht, ergibt sich  $f_\mu \approx 0,85$ . Um zusätzlich Abweichungen der realen BIODT-Strahlen vom idealen Gaußprofil, möglichen Astigmatismus und die Tatsache zu berücksichtigen, dass sich die Kontaktregion nur über einen axialen Teilbereich der Ytterbiumwolke erstreckt, wird im Sinne einer konservativen Fehlerabschätzung eine Unsicherheit des Überlappfaktors  $f_\mu$  von  $^{+0\%}_{-50\%}$  angenommen.

Die Breiten  $\sigma_{i\text{Rb}}$  der Rubidiumwolke, die aus der Temperatur und den Fallenfrequenzen ermittelt werden, können bei der gegebenen Genauigkeit der Fallenfrequenzmessung auf etwa  $\pm 5\%$  genau bestimmt werden (ohne Temperaturunsicherheit; diese ist weiter unten global untersucht), was zu einem relativen Fehler des Fallengeometriefaktors  $f_\sigma$  von  $^{+10\%}_{-10\%}$  führt. Die relative Unsicherheit der Breiten  $\sigma_{i\text{Yb}}$  der Ytterbiumwolke ist erheblich größer, allerdings hat dies wegen des Verhältnisses der Absolutwerte von  $\sigma_{i\text{Yb}} \ll \sigma_{i\text{Rb}}$  keinen signifikanten Einfluss auf  $f_\sigma$ .

Bei quadratischer Summierung resultiert daraus eine totale Unsicherheit der Überlappdichtefaktoren  $f_\sigma \cdot f_\mu$  von rund  $^{+10\%}_{-50\%}$ .

- Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Rubidiumatomzahl beträgt ca.  $\pm 50\%$ . Die vergleichbar große Unsicherheit in der Bestimmung der Ytterbiumatomzahl spielt keine Rolle, da diese aufgrund von  $N_{\text{Rb}} \gg N_{\text{Yb}}$  in der Berechnung der Streulängen vernachlässigt werden kann.
- Der Fehler in der Messung der Ytterbium- und Rubidiumtemperaturen wird auf jeweils  $\pm 10\%$  geschätzt.

Diese Unsicherheiten betreffen die Gesamtheit der in Tabelle 7.1 angegebenen Streulängen gleichermaßen. Allerdings variieren die Auswirkungen auf den absoluten Fehler der Streulängen stark mit dem Absolutwert der Streulänge und mit der Auswertemethode. Daher

wurde der jeweilige Einfluss der genannten Unsicherheiten für jedes Isotop und jede Methode empirisch ermittelt, indem die Auswertung mit entsprechend veränderten Parametern erneut durchgeführt wurde. Die in angegeben systematischen Fehler resultieren aus der quadratischen Aufsummierung der Beiträge der einzelnen Effekte.

Darüber hinaus ist zu beachten, dass das verwendete Thermalisierungsmodell bezüglich der Dichteverteilung der Rubidiumatome vereinfachend von einem ungestörten harmonischen Magnetfallenpotenzial ausgeht (vgl. Abschnitt 7.2.1. Zum einen liegt jedoch die Rubidiumtemperatur bereits im Übergangsbereich zu einem linearen Magnetfallenpotenzial, zum anderen gelingt der Ausgleich der optischen Potenziale auch im Idealfall nur im Fallenzentrum, wohingegen es in den Randbereichen der Falle zu starken Modifikationen im Potenzialverlauf für Rubidium kommt (vgl. Abschnitt 6.2.3). Verlässliche Aussagen zur exakten Dichteverteilung der Rubidiumatome wären nur bei genauer Kenntnis der realen Fallenpotenziale und anhand von aufwendigen Simulationen der atomaren Bewegung im komplexen Potenzial der kombinierten Falle möglich. Insgesamt muss daher von noch größeren absoluten Fehlern ausgegangen werden, sodass die angegebenen Werte als untere Grenze zu verstehen sind.

Die großen absoluten Fehler schränken jedoch nicht die Aussagekraft der relativen Werte der Streulängen ein, da die oben genannten systematischen Messunsicherheiten die in Tabelle 7.1 aufgelisteten Streulängen zwar alle in unterschiedlichem Maße, aber alle in der selben Richtung beeinflussen. Die statistischen Fehler sind hinreichend klein, sodass beim Vergleich der Werte unabhängig von der Methode ein signifikanter Unterschied zwischen den einzelnen Isotopen festzustellen ist, der eindeutig eine Massenabhängigkeit des Betrages der Interspezies-Streulänge erkennen lässt (s. u.).

**Einfluss der Streulänge von Ytterbium** Die Streulänge  $a_{\text{YbYb}}$  für Ytterbium-Ytterbium-Stöße spielt für den Thermalisierungsprozess in der kombinierten Falle und für die Auswertung der Daten keine Rolle. Tabelle 7.2 zeigt die bei den in der BIODT gemessenen Dichten und Temperaturen sowie den gegebenen Streulängen von Ytterbium erwarteten Thermalisierungsraten innerhalb des Ytterbiumensembles für die verschiedenen Isotope, wobei bei der Berechnung gemäß  $\gamma_{\text{Th}}^{\text{YbYb}} = 1/2,7 \cdot 4\pi a_{\text{YbYb}}^2 \cdot n \cdot \bar{v}$  vereinfachend von reiner  $s$ -Wellenstreuung mit konstantem Streuquerschnitt ausgegangen wurde. Deutlich auffallend ist die sehr kleine Streulänge von  $^{171}\text{Yb}$ , die zu extrem langen Thermalisierungszeiten führt. Das bedeutet, dass dieses Isotop praktisch nicht mit sich selbst thermalisiert und bei der sympathetischen Kühlung jedes Ytterbiumatom „einzeln“ durch Stöße mit Rubidium gekühlt werden muss. Die Vermutung, dass dies problematisch sein könnte, da in der kombinierten Falle axial nur ein räumlicher Teilbereich der Ytterbiumwolke Kontakt zum Rubidiumensemble hat (vgl. dazu die Potenzialberechnungen für Rubidium in Abbildung 6.4), und dass deshalb  $^{171}\text{Yb}$  nur schlecht sympathetisch gekühlt würde, trifft jedoch nicht zu. Bei einer axialen Fallenfrequenz der BIODT von 29 Hz ist die Zeitkonstante für die axiale Bewegung in der Falle mit  $1/29 \text{ s} \approx 34 \text{ ms}$  ausreichend kurz, sodass innerhalb der durchgeführten Messzeit jedes Ytterbiumatom vielfach die Kontaktregion erreicht bzw. durchquert. Dies belegt auch der Fall von  $^{176}\text{Yb}$ , mit dem bei erwarteten Ytterbium-Ytterbium-Thermalisierungsraten von  $\gamma_{\text{Th}}^{\text{YbYb}} \approx 4 \text{ 1/s}$  Ytterbium-Rubidium-Thermalisierungsraten von bis zu  $\gamma_{\text{Th}}^{\text{YbRb}} \approx 10 \text{ 1/s}$  gemessen wurden.

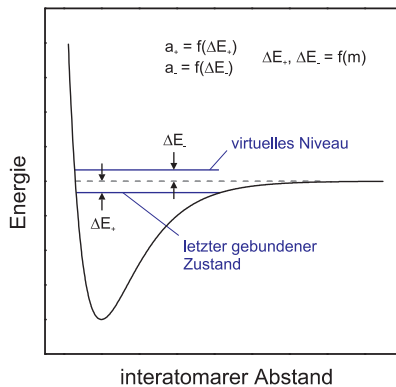
Isotop	Streulänge [117] $a_{\text{YbYb}} [a_0]$	Temp. BIODT $T [\mu\text{K}]$	Dichte BIODT $n [10^{12} \text{ cm}^{-3}]$	Therm.-rate $\gamma_{\text{Th}}^{\text{YbYb}} [1/\text{s}]$	Therm.-zeit $1/\gamma_{\text{Th}}^{\text{YbYb}} [\text{s}]$
$^{170}\text{Yb}$	64	42	6,0	20,5	0,049
$^{171}\text{Yb}$	-2,8	62	5,0	0,04	24,4
$^{172}\text{Yb}$	-599	54	3,8	1272	0,0008
$^{174}\text{Yb}$	105	42	9,2	84,9	0,012
$^{176}\text{Yb}$	-24	43	8,5	4,2	0,237

**Tabelle 7.2:** Thermalisierungsraten und -zeiten innerhalb des Ytterbiumensembles durch Ytterbium-Ytterbium-Stöße in der BIODT zum Zeitpunkt des Kontakts mit Rubidium für die experimentell relevanten Isotope. Zur Messung der Temperaturen und Dichten in der BIODT siehe Abschnitt 5.4.3. Eine vollständige Auflistung der Streulängen  $a_{\text{YbYb}}$  aller Isotope findet sich in Tabelle A.1.

## Diskussion der Ergebnisse

**Relatives Streuverhalten der Isotope** Trotz der großen absoluten Fehler aufgrund von systematischen Unsicherheiten erlauben die ermittelten Werte der Streulängen einen guten Vergleich der relativen Streueigenschaften der Ytterbiumisotope. Wie Tabelle 7.1 eindeutig zeigt, steigt unabhängig von der Auswertemethode der Betrag der Interspezies-Streulänge mit zunehmender Masse des Ytterbiumisotops an. Eine Massenabhängigkeit der Streulänge steht in Einklang mit den Erwartungen, da der Betrag der Streulänge  $|a|$  durch die Lage des höchsten Vibrationsniveaus im Potenzial des molekularen Grundzustands bestimmt wird, die ihrerseits von der Masse abhängt [212]. Auf diese Weise konnten anhand von Massenskalerungen in Potenzialberechnungen bereits in Arbeiten mit Gemischen aus Kalium und Rubidium [210] oder aus verschiedenen Ytterbiumisotopen [117] durch Messung der Streulänge in einer Isotopkombination die Interspezies-Streulängen anderer Isotopkombinationen bestimmt werden.

**Vorzeichen der Streulänge** Die Bestimmung der Streulänge allein anhand des Streuquerschnitts erlaubt sowohl im temperaturunabhängigen als auch im temperaturabhängigen Regime gemäß den Gleichungen (2.73) und (2.74) nur eine Aussage über den Betrag der Streulänge, nicht jedoch über ihr Vorzeichen. Allerdings bietet die beobachtete Massenabhängigkeit von  $|a_{\text{YbRb}}|$  (der „Gradient“  $d|a_{\text{YbRb}}|/dm_{\text{Yb}}$ ) gewisse Anhaltspunkte bezüglich des Vorzeichens der Streulänge. In einer genaueren Betrachtung des molekularen Grundzustandspotenzials der stoßenden Teilchen, die in Abbildung 7.7 veranschaulicht ist, resultiert eine positive Streulänge aus der Kopplung zwischen dem höchsten Vibrationsniveau und dem Dissoziationslimit, wohingegen eine negative Streulänge durch die Wechselwirkung eines nahe der Kontinuumsgrenze gelegenen virtuellen Niveaus beschrieben werden kann [213]. Der Betrag der Streulänge ist dabei umso größer, je näher das jeweilige Niveau an der Kontinuumsgrenze liegt. Ist der gebundene bzw. virtuelle Zustand resonant mit der Dissoziationsgrenze, divergiert die Streulänge zu unendlich großen positiven bzw. negativen Werten. Da eine Zunahme der reduzierten Masse der Stoßpartner zu einer energetischen Absenkung sowohl der gebundenen als auch der virtuellen Zustände führt, wird mit größer werdender Masse bei negativen Streulängen eine Betragszunahme und bei positiven Streu-



**Abbildung 7.7:** Veranschaulichung zur Massenskalisierung und zum Vorzeichen der Interspezies-Streulängen.

längen eine Betragsabnahme erwartet [212]. Unter der Annahme, dass sich über den Bereich der Massenänderung der vermessenen Isotope hinweg die Zahl der gebundenen Zustände im Molekülpotenzial nicht ändert und die Streulänge nicht divergiert, kann bei dem beobachteten monoton mit der Ytterbiummasse ansteigenden Betrag der Streulänge davon ausgegangen werden, dass die Interspezies-Streulänge zwischen Ytterbium und Rubidium für alle untersuchten Ytterbiumisotope mit hoher Wahrscheinlichkeit *negativ* ist, woraus eine *attraktive* Interspezies-Wechselwirkung resultieren würde. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Existenz einer Resonanz zwischen  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  und einer positiven Streulänge für  $^{176}\text{Yb}$ - $^{87}\text{Rb}$  bei gleichbleibend negativem Vorzeichen für die anderen Isotope. Eine eindeutige Aussage über das Vorzeichen ist nur anhand weitergehender Experimente möglich, wie z. B. mit Hilfe der Photoassoziationsspektroskopie.

**Perspektiven** Die ermittelten Interspezies-Streulängen der Ytterbiumisotope  $^{170}\text{Yb}$ ,  $^{171}\text{Yb}$ ,  $^{172}\text{Yb}$ ,  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  mit  $^{87}\text{Rb}$  eröffnen vielfältige Perspektiven für Experimente zur Erzeugung neuartiger gemischter Quantengase aus Ytterbium und Rubidium.

Das bezüglich der Interspezies-Streueigenschaften interessanteste Ytterbium-Rubidium-Gemisch ist sicherlich  $^{174}\text{Yb}$ - $^{87}\text{Rb}$ . Der relativ große Betrag der Interspezies-Streulänge ermöglicht eine effiziente sympathetische Kühlung in diesem Boson-Boson-System. Da beide Einzel-Streulängen positiv sind (die Ytterbium- und Rubidiumstreulängen für die verschiedenen Isotope sind in den Tabellen A.1 und A.3 aufgelistet), erscheint die simultane Bose-Einstein-Kondensation von Ytterbium und Rubidium möglich (vgl. die Kondensation von  $^{41}\text{K}$ - $^{87}\text{Rb}$  [13]). In diesem Zusammenhang ist das Vorzeichen der Interspezies-Streulänge von besonderer Bedeutung, da für den vermutlichen vorliegenden Fall  $a_{12} < 0$  bei gleichzeitig  $|a_{12}| \gg |a_1|, |a_2|$  ein Kollaps der Kondensate erwarten wird [214].

Von großem Interesse wäre auch die Möglichkeit der sympathetischen Kühlung eines fermionischen Ytterbiumisotops mit  $^{87}\text{Rb}$ . Vor dem Hintergrund der Tatsache, dass in Ensembles identischer Fermionen bei Temperaturen unterhalb der Zentrifugalbarriere der  $p$ -Welle keine Kollisionen mehr stattfinden (die für Ytterbium bei ca.  $44 \mu\text{K}$  liegt; vgl. Abschnitt A.3) und somit keine Verdampfungskühlung mehr möglich ist, würde das sympathetische Kühlen den Weg zu einem entarteten Fermigas mit Ytterbium und zu entarteten Boson-Fermion-Gemischen aus Ytterbium und Rubidium ebnen. Leider ist die beobachtete Interspezies-Streulänge von  $^{174}\text{Yb}$ - $^{87}\text{Rb}$  relativ klein, was zu langen Thermalisierungszeiten führt (vgl. das System  $^6\text{Li}$ - $^{87}\text{Rb}$  [55]). Die Erfahrungen aus den Messungen mit ver-

schieden hoher Rubidiumatomzahl zeigen jedoch, dass durch eine weitere Erhöhung der Atomzahl bzw. der Dichte des Rubidiumensembles eine effizientere Kühlung ermöglicht werden sollte. Weitere Hoffnungen bezüglich der Kühlung eines fermionischen Isotops liegen auf  $^{173}\text{Yb}$ , das im Rahmen der vorliegenden Arbeit aus technischen Gründen nicht untersucht werden konnte (vgl. Abschnitte 3.2.1 und 5.3), für das jedoch anhand der beobachteten Massenskalierung ein größerer Betrag der Interspezies-Streulänge als für  $^{171}\text{Yb}$  erwartet werden darf (vgl. Tabelle 7.1). Vorteilhaft wäre weiterhin das vermutlich negative Vorzeichen der Interspezies-Streulänge beider fermionischer Ytterbiumisotope, da eine attraktive Ytterbium-Rubidium-Wechselwirkung im Fermion-Boson-Gemisch eine Phasenseparation der beiden Komponenten und damit einen Verlust des thermischen Kontakts im entarteten Regime verhindert [215, 54]. Andererseits kann eine sehr große attraktive Interspezies-Wechselwirkung ähnlich wie im rein bosonischen Fall zum Kollaps des entarteten Fermion-Boson-System führen [38].

Die betragsmäßig größte Interspezies-Streulänge wurde mit dem Boson  $^{176}\text{Yb}$  gemessen, was hohe Thematisierungsraten bei der sympathetischen Kühlung gewährleistet. Allerdings weist  $^{176}\text{Yb}$  eine negative Streulänge auf, was in einkomponentigen Systemem die Bildung stabiler Bose-Einstein-Kondensate großer Atomzahl verhindert. Ein interessanter Gegenstand zukünftiger Untersuchungen könnte hier die Fragestellung sein, ob möglicherweise die Anwesenheit einer zweiten Spezies zur einer Stabilisierung führen kann und im Gemisch mit Rubidium größere Kondensate mit  $^{176}\text{Yb}$  beobachtet werden können.

Sollte das Vorzeichen der Interspezies-Streulänge wie vermutet für alle Ytterbiumisotope negativ sein, bieten aus jetziger Sicht die bosonischen Isotope  $^{170}\text{Yb}$  und  $^{172}\text{Yb}$  keine unmittelbar neuen Perspektiven, da durch die Bosonen  $^{176}\text{Yb}$  mit eigener negativer und  $^{174}\text{Yb}$  mit eigener positiver Streulänge bereits alle möglichen Vorzeichenkombinationen der Streulänge in rein bosonischen Ytterbium-Rubidium-Gemischen bei größeren Beträgen der Interspezies-Streulängen zugänglich sind. Hier müssen zunächst weitere Experimente das tatsächliche Vorzeichen der Interspezies-Streulängen klären und zeigen, ob eventuell bei größeren Dichten des Rubidiumensembles auch mit  $^{170}\text{Yb}$  und  $^{172}\text{Yb}$  höhere Kühlraten erzielt werden können.





# 8

## Ausblick

*Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte erstmals die Thermalisierung verschiedener Ytterbiumisotope mit Rubidium beobachtet und damit erfolgreich die sympathetische Kühlung in diesem Elementsystem demonstriert werden. Für die Isotope  $^{170}\text{Yb}$ ,  $^{171}\text{Yb}$ ,  $^{172}\text{Yb}$ ,  $^{174}\text{Yb}$  und  $^{176}\text{Yb}$  wurden anhand der Messung von Thermalisierungsraten bei Kontakt mit  $^{87}\text{Rb}$  quantitativ die Stoßeigenschaften untersucht und die Interspezies-Streulänge  $\alpha_{\text{YbRb}}$  bestimmt. Die gewonnenen Erkenntnisse stellen einen guten Ausgangspunkt für weitere Arbeiten mit ultrakalten Ytterbium-Rubidium-Gemischen dar. Für diese Experimente ist eine neuartige Fallengeometrie entwickelt worden, die die Untersuchung von Gemischen aus zwei atomaren Spezies ermöglicht, die wie Ytterbium und Rubidium sehr unterschiedliche elektronische und magnetische Eigenschaften aufweisen. Mit dieser Falle steht nun ein flexibles und leistungsfähiges Werkzeug zur Verfügung, das vielfältige Experimente im System Ytterbium-Rubidium erlaubt. Der folgende Ausblick gibt eine Übersicht über geplante Projekte und sich bietende Perspektiven.*

## Apparative Modifikationen und Erweiterungen

### Technische Verbesserungen der kombinierten Falle

Der gegenwärtige Aufbau der kombinierten Falle ermöglichte mit der erreichten Überlagerungsgenauigkeit und -stabilität im Rahmen dieser Arbeit problemlos die Durchführung von Thermalisierungsexperimenten bei vergleichsweise hohen Temperaturen und konstanten Strahlleistungen. Zukünftige Experimente mit kälteren Ensembles bis hin zur Quantenentartung stellen jedoch höhere Anforderungen an die kombinierte Falle, da zum einen für diese Arbeiten die Möglichkeit von Intensitätsrampen der BIODT gegeben sein muss (s. u. „Sympathetisches Kühlen zu tieferen Temperaturen“) und zum anderen bei tieferen Temperaturen Störungen im Potenzialverlauf stärker ins Gewicht fallen. Die Punkte im Einzelnen:

- Wünschenswert wäre vor allem eine von der Leistung der BIODT-Strahlen unabhängige Empfindlichkeit der Positionsstabilisierung, um die Überlagerung auch bei geringeren Strahlleistungen beim Herunterrampen der optischen Potenziale mit gleichbleibender Genauigkeit gewährleisten zu können. Hier ist eine geeignete Erweiterung der Regelung zu entwickeln. Wichtig ist außerdem eine exakte Kalibration der Leistungsansteuerung der AOMs, damit beim parallelen Herunterrampen der Lichtfelder das eingestellte Leistungsverhältnis erhalten bleibt.

- Um Störungen aufgrund von Deformationen im Strahlprofil zu minimieren, die bei niedrigeren Temperaturen stärkeren Einfluss auf das Rubidiumensemble haben werden, sollten darüber hinaus Anstrengungen unternommen werden, die Strahlqualität der BIODT-Strahlen zu verbessern, insbesondere hinsichtlich einer runderen Mode und einer besseren Übereinstimmung der Fokusgrößen.
- Sollte trotz verbesserter Strahlform weiterhin das Problem der axialen Abweichung zwischen der Position des Potenzialausgleichs für Rubidium und dem Ort der Foki von 532ODT und 1064ODT bestehen (vgl. Abschnitt 6.4), könnte es sich als lohnend erweisen, eine alternative Justage der BIODT-Strahlen zu prüfen. Wie in dem zitierten Abschnitt beschrieben, kann durch eine geeignete axiale Verschiebung des 1064ODT-Fokus gegenüber dem 532ODT-Fokus erreicht werden, dass die Position des Potenzialausgleichs für Rubidium mit dem Schwerpunkt der Ytterbiumwolke zusammenfällt, was sicherlich einen besseren thermischen Kontakt der Ensembles gewährleistet als die jetzige Konfiguration. Die mit der Differenz der axialen Fokuspositionen verbundene Deformation und Asymmetrie des BIODT-Potenzials für Ytterbium ist dabei aufgrund des geringen Anteils der 1064ODT am Gesamtpotenzial vernachlässigbar: Eine Potenzialberechnung für Ytterbium in der BIODT bei optimalem Leistungsverhältnis zeigt, dass die Abweichungen der Fallentiefe und der Fallenfrequenzen bei gegenüber dem Normalfall um  $250\ \mu\text{m}$  gegeneinander versetzten Foki weniger als 1% betragen.
- Desweiteren kann sich eine Leistungstabilisierung der BIODT-Strahlen als hilfreich erweisen, um Leistungsschwankungen der Laserquellen auszugleichen (vgl. Abschnitt 6.2.3). Eine solche Stabilisierung kann sehr einfach anhand der bereits vorhandenen AOMs in den Strahlengängen realisiert werden, mit denen derzeit die Fallenstrahlen ein- und ausgeschaltet werden. Als Leistungssensoren können an einem schwachen Strahlreflex Photodioden installiert oder direkt die Positionsdetektoren verwendet werden, die über einen Leistungsausgang verfügen.
- Sollten sich beim Herunterrampen der Strahlleistungen trotz Positionstabilisierung Probleme mit der räumlichen Strahlstabilität ergeben, die auf thermische Effekte in den AOMs durch die reduzierte Rf-Leistung zurückzuführen sind, besteht eine Lösungsmöglichkeit in der Ansteuerung der AOMs mit zwei Radiofrequenzen in der Weise, dass die Gesamtleistung und damit die thermische Last konstant bleibt [216].

### Eine neue Laserquelle für 556 nm

Mittelfristig ist vorgesehen, den Farbstofflaser, der als Quelle für das Laserlicht bei 556 nm für die grüne MOT dient, durch ein System aus einem Faserlaser bei 1112 nm und anschließender Frequenzverdopplung zu ersetzen. Dies wird eine deutliche Vereinfachung des Betriebs der Apparatur mit sich bringen, da die aufwendige Justage des Farbstofflasers entfällt. Darüber hinaus besteht durch die erwartete kleinere Linienbreite dieses Lasersystems die Hoffnung, das Laserlicht bei 556 nm zukünftig auch auf das Isotop  $^{173}\text{Yb}$  stabilisieren zu können, das mit dem gegenwärtigen Aufbau nicht zugänglich ist. Weiterhin bietet sich durch den dann parallel zur Verfügung stehenden Farbstofflaser die Möglichkeit, Untersuchungen

zur Photoassoziation von Ytterbium und Rubidium nicht nur an der Rubidium-Asymptote bei 780 nm, sondern auch an der Ytterbium-Asymptote bei 556 nm durchzuführen (s. u.).

### Direktes Laden der grünen Ytterbium-MOT

Inzwischen konnte das in Abschnitt 5.3.4 erwähnt direkte Laden der grünen Ytterbium-MOT aus dem Zeeman-Abbremsler soweit optimiert werden, dass gegenüber der in Abschnitt 5.3.1 beschriebenen Methode des Ladens aus der blauen MOT heraus vergleichbare Atomzahlen bei nur geringfügig verlängerter Ladezeit erreicht werden. Die Effizienzsteigerung des direkten Ladens wurde in erster Linie durch die vollständige Verwendung der zur Verfügung stehenden Lichtleistung bei 399 nm im Zeeman-Abbremsler erzielt, was dessen Leistungsfähigkeit stark erhöht.

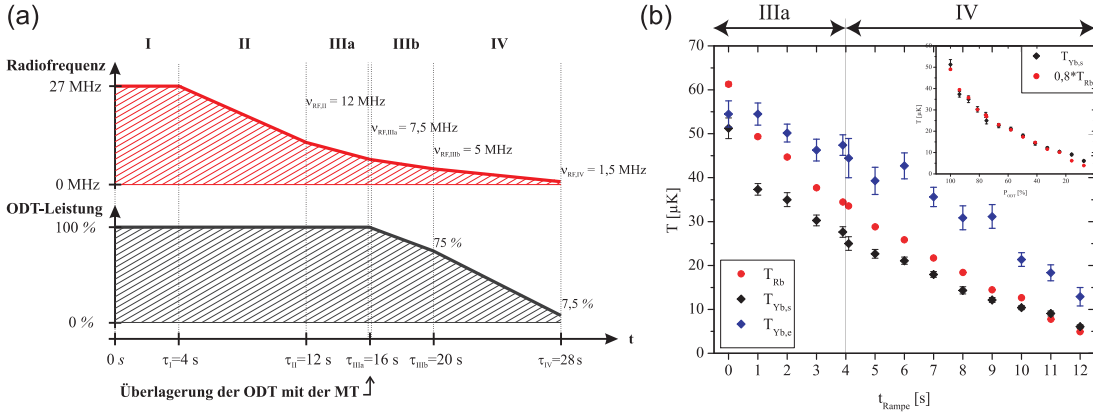
Das direkte Laden ermöglicht einen kontinuierlichen Betrieb der grünen MOT. Dies stellt zum einen eine Vereinfachung der Justage dar, da nun nur noch eine MOT justiert werden muss und außerdem die indirekte diskrete Wiedereinfangmethode durch eine direkte kontinuierliche Optimierung anhand eines Fluoreszenzsignal auf dem grünen Übergang ersetzt werden kann. Zum anderen erleichtert der kontinuierliche Betrieb die derzeit stattfindenden Experimente zur Photoassoziation von Ytterbium und Rubidium in einer gemischten MOT, die nun anhand von Fallenverlusten detektiert werden kann (s. u.).

## Wissenschaftliche Ziele

### Sympathetisches Kühlen zu tieferen Temperaturen

Nachdem im Rahmen der vorliegenden Arbeit das sympathetische Kühlen von Ytterbium mit Rubidium demonstriert und die Interspezies-Streulänge für verschiedene Isotopkombinationen bestimmt werden konnte, liegt ein Schwerpunkt künftiger Experimente auf dem Erzielen möglichst tiefer Temperaturen des Ytterbium-Rubidium-Gemischs bis hin zur Quantenentartung. In der gegenwärtigen Konfiguration der kombinierten Falle ist dies jedoch problematisch, da es im Rubidiumensemble bei Temperaturen in der Magnetfalle unterhalb von etwa  $15 \mu\text{K}$  zu starken Verlusten kommt (vgl. Abschnitt 7.1.1). Dies wird auf Störungen im Verlauf des Gesamtpotenzials der kombinierten Falle für Rubidium zurückgeführt, die durch die nicht vollständig auszugleichenden optischen Potenziale verursacht werden, und deren Einfluss sich bei niedrigeren Temperaturen stärker bemerkbar macht.

Eine Lösungsmöglichkeit dieses Problems kann darin bestehen, die beiden Ensembles bereits bei hohen Temperaturen in Kontakt zueinander zu bringen und dann parallel zur Erniedrigung der Rubidiumtemperatur durch Rf-Evaporation die Leistung der BIODT-Strahlen herunterzurampen. Damit ist einerseits gewährleistet, dass bei niedrigen Temperaturen die Störungen für Rubidium durch die optischen Potenziale reduziert sind. Andererseits sorgt der permanente thermische Kontakt der Ensembles dafür, dass bei hinreichend langsamen Rf-Rampen die Ytterbiumtemperatur unmittelbar der Rubidiumtemperatur folgt – dadurch ist sichergestellt, dass Ytterbium sympathetisch durch Rubidium und nicht evaporativ durch die Erniedrigung der BIODT-Fallentiefe gekühlt wird und es nicht zu einem Atomzahlverlust wie bei der erzwungenen Verdampfungskühlung von Ytterbium in der BIODT kommt (vgl. Abschnitt 5.4.3).



**Abbildung 8.1:** (a) Optimierter Verlauf für das parallele Rampen der Radiofrequenz und der BIODT-Leistung. (b) Zeitlicher Temperaturverlauf während der in (a) dargestellten Rampen von sympathetisch gekühltem Ytterbium mit Rubidium ( $T_{Yb,s}$ ), von evaporativ gekühltem Ytterbium ohne Rubidium ( $T_{Yb,e}$ ) und von Rubidium. In dieser Messung wurden erneut Temperaturen  $T_{Yb,s} < T_{Rb}$  gemessen. Der Einschub mit einer auf 80% skalierten Rubidiumtemperatur zeigt deutlich das durch den sich verschlechternden Überlapp der Ensembles verursachte entkoppeln der Ytterbium- von der Rubidiumtemperatur unterhalb von  $P_{BIODT} \approx 25\%$ . Aus [195].

Das parallele Herunterrampen der Radiofrequenz und der BIODT-Leistung wurde im Anschluss an die vorliegende Arbeit im Rahmen einer Diplomarbeit [195] detailliert untersucht, wobei die genannten Überlegungen bestätigt werden konnten. Wichtigstes Ziel war die Bestimmung der optimalen Rampenformen und -dauern. Die niedrigsten Ytterbiumtemperaturen wurden mit dem in Abbildung 8.1 (a) gezeigten Verlauf der Radiofrequenz- und BIODT-Leistungs-Rampen erzielt, mit denen das Ytterbiumensemble sympathetisch bis auf ca.  $5 \mu\text{K}$  gekühlt werden konnte. Im Verlauf der Kühlrampe nimmt dabei die Ytterbiumatomzahl nur leicht von  $1,6 \cdot 10^5$  auf  $1,2 \cdot 10^5$  ab. Bei erzwungener Verdampfung wurden dagegen nur ca.  $13 \mu\text{K}$  bei lediglich noch  $4,8 \cdot 10^5$  Atomen erzielt, was deutlich den Vorteil des sympathetischen Kühlens demonstriert. Desweiteren konnte explizit gezeigt werden, dass bei niedrigen Rubidiumtemperaturen der Abschneideparameter  $\eta$  (vgl. Abschnitt 2.4.1) für die Evaporation von Rubidium in der Magnetfalle in Anwesenheit der BIODT (bei optimalem Leistungsverhältnis) stark abnimmt, und dass diese Reduktion umso schwächer ausfällt, je geringer die BIODT-Leistung ist. In einer zeitaufgelösten Messung des parallelen Kühlens ergab sich jedoch, dass unterhalb einer BIODT-Leistung von rund 25% des Ausgangswertes die Kühleffizienz einbricht und das Ytterbiumensemble nicht mehr vollständig auf die Rubidiumtemperatur thermalisiert (siehe Abbildung 8.1 (b)). Offensichtlich kommt es bei niedrigen BIODT-Leistungen zu einer Verschlechterung des thermischen Kontakts, was auf die geringere Empfindlichkeit der Positionsstabilisierung der BIODT-Strahlen zurückgeführt wird, die in einer Reduzierung der Überlagerungsgenauigkeit der BIODT-Foki resultiert. Als Voraussetzung für weitergehende Experimente zu tieferen Temperaturen muss daher zunächst die Positionsstabilisierung verbessert werden, um auch bei Intensitätsrampen der BIODT-Strahlen eine gleichbleibend hohe Stabilität der Überlagerung zu gewährleisten (s. o.).

## Gemischte Quantengase

Sobald die genannten technischen Schwierigkeiten überwunden sind und Ytterbiumatome bis zu sehr tiefen Temperaturen sympathetisch mit Rubidium gekühlt werden können, besteht das unmittelbare Ziel des Experiments in der Erzeugung und Untersuchung gemischter Quantengase aus Ytterbium und Rubidium. Aufgrund der zahlreichen zur Verfügung stehenden Ytterbiumisotope sind dabei sowohl Untersuchungen mit Boson-Boson-Gemischen also auch mit Fermion-Boson-Gemischen möglich.

Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Studien der Stößeigenschaften lassen für Boson-Boson-Gemische vor allem das System  $^{174}\text{Yb}$ - $^{87}\text{Rb}$  vielversprechend erscheinen, da es über eine relativ große Interspezies-Streulänge verfügt (zu den Ergebnissen vgl. Abschnitt 7.2.5), was eine effiziente sympathetische Kühlung erlaubt. Die Interspezies-Streulänge des einzig untersuchten Fermion-Boson Systems  $^{171}\text{Yb}$ - $^{87}\text{Rb}$  ist dagegen recht klein, was die Kühleffizienz stark einschränkt. Diesbezüglich lässt das fermionische Isotop  $^{173}\text{Yb}$  vorteilhaftere Streueigenschaften erwarten, konnte im gegenwärtigen Aufbau jedoch nicht untersucht werden. Hier wird möglicherweise der Einsatz einer anderen Laserquelle für 556 nm (s. o.) die Voraussetzungen schaffen, auch dieses System zu vermessen. Nachdem die bisherigen Messungen zeigten, dass der Prozess der sympathetischen Kühlung keinerlei Verluste für Ytterbium mit sich bringt, kann davon ausgegangen werden, etwa  $10^4 \dots 10^5$  Ytterbiumatome im entarteten Regime zu erreichen. Gegenüber dem bisher erzielten Bose-Einstein-Kondensat mit  $^{174}\text{Yb}$  [15] und Fermigas mit  $^{173}\text{Yb}$  [42] stellt dies eine Erhöhung der Atomzahl im entarteten Zustand um mindestens einen Faktor zehn dar.

In Boson-Boson-Gemischen werden nach der Erzeugung eines gemischten Bose-Einstein-Kondensats aus Ytterbium und Rubidium vor allem Untersuchungen zur Superfluidität und Mischbarkeit im Vordergrund stehen. Dabei bestimmen die Wechselwerkeigenschaften innerhalb einer Spezies die kritische Geschwindigkeit für eine verlustfreie superfluide Propagation [217], während die Interspezies-Wechselwirkung das Mischbarkeits- und Phasenseparationsverhalten beeinflusst [218]. Die entwickelte flexible Fallengeometrie mit unabhängiger Manipulierbarkeit der beiden Spezies, insbesondere bezüglich der Fallenparameter und der relativen Fallenpositionen, ermöglicht in diesem Zusammenhang vielfältige experimentelle Szenarien, wie z. B. das Bewegen einer Ytterbiumwolke variabler Größe durch ein ausgehntes Rubidium-BEC hindurch.

Ebenfalls von großem Interesse ist die Untersuchung von entarteten Fermion-Boson-Gemischen. Hier ist besonders die Möglichkeit zu betonen, mit der entwickelten Apparatur extrem kalte Fermionen weit unterhalb der Fermitemperatur [219]  $T_F = (6N\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3} \cdot \hbar/k_B$  zu erzeugen, da durch die unabhängig voneinander einstellbaren Parameter in den separaten Fallen die Fermitemperatur der Ytterbiumatome in der BIODT unabhängig von der kritischen Temperatur [219]  $T_c = (N\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3} \cdot 0,94\hbar/k_B$  der bosonischen Rubidiumatome in der Magnetfalle gewählt werden kann. Bei den aktuell gegebenen Fallenparametern und realistischen Atomzahlen von  $N_{\text{Yb}} = 10^5$  und  $N_{\text{Rb}} = 2 \cdot 10^5$  (vgl. Abbildung 4.4) erhält man  $T_c = 0,2 \mu\text{K}$  und  $T_F = 2,6 \mu\text{K} = 13 T_c$ , womit beim Einsetzen der Kondensation von Rubidium nach  $T_{\text{Yb}} = T_{\text{Rb}} = T_c = 0,08 T_F$  bereits ein hochentartetes Fermigas erreicht würde. Attraktive Perspektiven bieten vor allem Experimente mit Fermion-Boson-Gemischen in einem optischen Gitter (dessen Aufbau im Rahmen der Erzeugung heteronuklearer Mole-

küle vorgesehen ist; s. u.). In diesen Systemen werden bislang unbekannte Effekte wie neue Quantenphasen [220, 221] oder Hochtemperatur-Superfluidität [222] vorhergesagt.

### Heteronukleare Moleküle

Ein zweiter Schwerpunkt zukünftiger Arbeiten wird die Erzeugung heteronuklearer Ytterbium-Rubidium-Moleküle im elektronischen Grundzustand sein. Der hierzu verfolgte experimentelle Ansatz stützt sich auf die Vorschläge zweier unabhängiger Gruppen [223, 224], in einem optischen Gitter einen Zwei-Spezies Mott-Isolator mit je einem Ytterbium- und einem Rubidiumatom pro Gitterplatz zu präparieren, und daraus durch Zwei-Photon-Photoassoziation vibronisch hochangeregte Moleküle zu erzeugen. Durch die Bildung von jeweils nur einem Molekül pro Gitterplatz sollen bei dem vorgeschlagenen Ansatz inelastische Verluste vermieden werden, wie sie üblicherweise in dichten Ensembles ultrakalter hochangeregter Moleküle beobachtet werden [75, 76, 77]. Langfristiges Ziel ist der kohärente Transfer der Moleküle in den vibronischen Grundzustand, der z. B. durch stimulierte Zwei-Photon-Raman-Übergänge [223, 224] oder mit Hilfe von Laserpulsen veränderlicher Frequenz [225, 226, 227] erfolgen kann.

Das große Interesse an Experimenten mit heteronuklearen Molekülen resultiert aus dem stark polaren Charakter dieser Moleküle [228]. Bedingt durch die anisotrope, langreichweitige dipolare Wechselwirkung werden zahlreiche neuartige Effekte und Phänomene vorhergesagt, wie z. B. die Beeinflussung der Wechselwirkung durch externe Felder [229], eine geometrieabhängige Stabilität [230], die Existenz neuer Quantenphasen [231, 232] und das Auftreten eines Roton-Maxon-Spektrums [233] in bosonischen Ensembles oder ein BCS-ähnlicher Übergang in eine superfluide Phase [234] in Fermigasen. Polare Moleküle gelten darüber hinaus als vielversprechende Systeme hinsichtlich der Quanteninformation [62] und für Untersuchungen zu einem permanenten elektrischen Dipolmoment des Elektrons (s. u.). Die genannten Vorschläge bieten langfristig zahlreiche Anwendungs- und Experimentiermöglichkeiten für Ytterbium-Rubidium-Moleküle.

Das Projekt zur Erzeugung von Ytterbium-Rubidium-Molekülen wird auf theoretischer Ebene durch eine Kooperation mit Dr. T. Fleig vom Institut für Theoretische Chemie und Computerchemie der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf unterstützt, der Berechnungen der Molekülpotenziale durchführt. Erste Ergebnisse lassen einen gebundenen Grundzustand mit einer Dissoziationsenergie von etwa 0,1 eV und rund 40 gebundene Zustände im Grundzustandspotenzial erwarten [235].

Die Planungen zur Durchführung der entsprechenden Experimente sind bereits weit fortgeschritten. In naher Zukunft wird die bestehende Apparatur um ein optisches Gitter bei 1112 nm erweitert werden.<sup>1</sup> Das dafür benötigte Lasersystem ist auf einer transportablen Platte aufgebaut worden, und die Integration in die Apparatur mit Hilfe von Fasern sowie die Strahlführung in die Vakuumkammer sind vorbereitet worden [195]. Als Photoassoziationslaser steht momentan ein Titan:Saphir-Laser (TekhnoScan TIS SF07) zur Verfügung, der je nach Pumpleistung mehrere 100 mW bis zu 1,2 W Ausgangsleistung in einem durch-

---

<sup>1</sup>Die Wellenlänge des Gitters ist dabei so gewählt, dass ein Teil des Lichts der dafür vorgesehenen Laserquelle durch Frequenzverdopplung zu 556 nm gleichzeitig als Quelle für das Licht der grünen MOT dienen und damit der bisherige Farbstofflaser ersetzt werden kann (s. o.).



stimmbaren Bereich von 750 . . . 850 nm liefert, und mit dem somit beide Rubidiumasymptoten bei 780 nm und 795 nm zugänglich sind. Wird wie oben erwähnt eine neue Laserquelle bei 556 nm für die grüne MOT in Betrieb genommen, können mit dem dann frei verfügbaren Farbstofflaser auch Messungen an der Ytterbiumasymptote bei 556 nm durchgeführt werden.

Unabhängig von der Strategie der Erzeugung heteronuklearer Moleküle in einem optischen Gitter wurde in Vorversuchen die Möglichkeit untersucht, Ytterbium-Rubidium-Moleküle durch Photoassoziation in einer gemischten MOT zu erzeugen. Dabei wurde ein Photoassoziationslaser nahe der Rubidium-Resonanz bei 795 nm in die gemischte MOT eingestrahlt und anhand der Fluoreszenzsignale der beiden MOTs der Fallenverlust als Funktion der Frequenz des Photoassoziationslasers detektiert. Konnten in einer Konfiguration aus der Rubidium- und der blauen Ytterbium-MOT keine Hinweise auf die Bildung von Ytterbium-Rubidium-Molekülen entdeckt werden, wurden in der Anordnung aus Rubidium- und grüner Ytterbium-MOT jüngst erste Photoassoziationslinien beobachtet. Dies ist ein eindeutiger Beleg für die Existenz von Ytterbium-Rubidium-Molekülen und ein vielversprechender Ausgangspunkt für weitere Untersuchungen.

### Perspektiven für Präzisionsmessungen mit Ytterbium

Über die genannten Projekte zu quantenentarteten Gasen und heteronuklearen Molekülen hinaus ist Ytterbium ein interessantes System für diverse Präzisionsexperimente.

**Optische Uhr** In diesem Zusammenhang ist zunächst die Studie für die Realisierung einer optischen Uhr mit Ytterbium [119] zu nennen. Der dafür vorgesehene  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ -Übergang bei 578,4 nm weist eine berechnete natürliche Linienbreite von etwa 10 mHz auf und konnte bereits in den fermionischen Isotopen  $^{171}\text{Yb}$  und  $^{173}\text{Yb}$  in einer MOT beobachtet und vermessen werden [236, 237]. In den bosonischen Isotopen ist dieser Übergang verboten, wobei am Beispiel von  $^{174}\text{Yb}$  kürzlich gezeigt werden konnte, dass durch magnetische Felder eine endliche Übergangswahrscheinlichkeit für  $E1$ -Dipolübergänge induziert wird [238]. Dieser Uhrenübergang zeichnet sich durch eine sehr geringe Frequenzempfindlichkeit auf externe Magnetfelder aus, da in den bosonischen Isotopen sowohl Grund- als auch angeregter Zustand kein magnetisches Moment aufweisen und in den fermionischen Isotopen nur ein mit dem Kernmagneton skalierendes magnetisches Moment auftritt. Der Vorschlag [119] sieht vor, die Ytterbiumatome in einem optischen Gitter zu speichern, was zusätzlich Doppler- und rückstoßinduzierte Frequenzverschiebungen unterdrückt. Eine Beeinflussung der Übergangsfrequenz durch im Lichtfeld des Gitters induzierte Niveaushiftungen („light shifts“) kann vermieden werden, indem das Gitter bei der sogenannten magischen Wellenlänge von 759 nm [238] betrieben wird, bei der Grund- und angeregter Zustand dieselbe Stark-Verschiebung erfahren.

In einer Kooperation der Arbeitsgruppen Prof. Görlitz, Prof. Schiller und Prof. Wicht startet derzeit am Institut für Experimentalphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf ein neues Forschungsprojekt, das sich mit dem Aufbau einer optischen Uhr mit Ytterbium beschäftigt wird. Erste Vorarbeiten hierzu wurden bereits an der bestehenden Apparatur durchgeführt. So konnte vor kurzem mit einem in der Gruppe von Prof. Schil-



ler entwickelten Laser der Uhrenübergang  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$  in fermionischem  $^{171}\text{Yb}$  detektiert werden.

**Paritätsverletzung** Darüber hinaus existieren Vorschläge für Messungen zur Paritätsverletzung in Ytterbium [120]. Grundlage ist der  $^1S_0 \rightarrow ^3D_0$ -Übergang, der wegen der identischen Parität von Grund- und angeregtem Zustand als  $E1$ -Dipolübergang verboten ist. Durch eine Beimischung des zum  $^3D_1$ -Niveau energetisch sehr nahe gelegenen  $^1P_1$ -Zustandes mit abweichender Parität aufgrund der schwachen Wechselwirkung und des Stark-Effekts wird jedoch eine schwache  $E1$ -Übergangsamplitude induziert, deren Vermessung Aufschluss über die dabei auftretende Paritätsverletzung durch die schwache Wechselwirkung ermöglicht. Im Vergleich zu ähnlich geeigneten Niveaustrukturen in anderen Elementen ist an Ytterbium vor allem die hohe Masse bzw. Ordnungszahl  $Z$  vorteilhaft, da die beigemischten Übergangsraten mit  $Z^3$  skalieren. Erste Untersuchungen der relevanten Übergänge werden derzeit durchgeführt [239, 240].

**Permanentes elektrisches Dipolmoment des Elektrons** Desweiteren ist Ytterbium ein interessantes System für die Suche nach einem permanenten elektrischen Dipolmoment des Elektrons, was von fundamentaler Bedeutung für die Elementarteilchenphysik und die Theorien des Standardmodells ist [241]. Besonders vielversprechend sind dabei Untersuchungen mit schweren polaren Molekülen [242, 243], da relativistische Effekte in den starken elektrischen Feldern polarer Moleküle und nahe schwerer Kerne zu einer Verstärkung der mit einem existierenden permanenten elektrischen Dipolmoment verbundenen Effekte führen. Dabei skaliert der Verstärkungsfaktor wie  $Z^3$  mit der Ordnungszahl  $Z$  des Elements, was Ytterbium mit  $Z = 70$  und polare Ytterbium-Rubidium-Moleküle als gut geeignet für derartige Untersuchungen erscheinen lässt. Kürzlich wurde über erste Ergebnisse von Experimenten mit  $\text{YbF}$  berichtet [121, 244].

# A

## Elemente

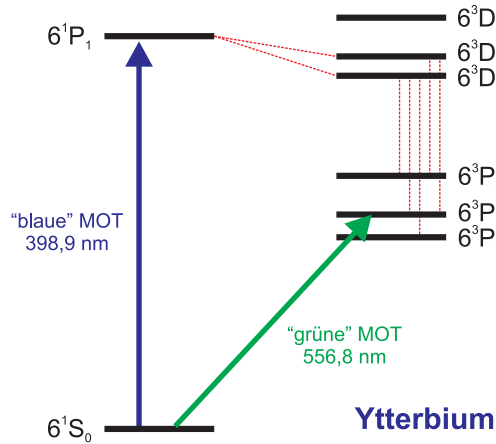
### A.1 Ytterbium

Das Element Ytterbium (Yb) ist ein Metall der seltenen Erden (Ordnungszahl 70). Es sind sieben stabile Isotope bekannt, davon fünf bosonische und zwei fermionische (siehe Tabelle A.1). Die elektronische Struktur ist mit zwei Valenzelektronen in einer abgeschlossenen  $s$ -Unterschale ähnlich den Erdalkaliatomen. Der  $^1S_0$ -Grundzustand mit der Elektronenkonfiguration  $[\text{Xe}]4f^{14}6s^2$  ist bei den bosonischen Isotopen aufgrund des fehlenden Kernspins diamagnetisch – diese Isotope zeigen im Grundzustand daher keinerlei Wechselwirkung mit magnetischen Potenzialen. Der Grundzustand der fermionischen Isotope mit endlichem Kernspin ist schwach paramagnetisch, wobei aufgrund der Skalierung der Wechselwirkung mit dem Kernmagneton  $\mu_K$  auch fermionisches Ytterbium im Grundzustand nicht magnetisch fangbar ist. Es besteht allerdings die Möglichkeit, Ytterbiumatome im metastabilen Triplett-niveau  $^3P_2$  ( $\mu = 3\mu_B$ ) magnetisch zu fangen [115, 109]. Einige der Isotope konnte bereits bis ins quantenentartete Regime gekühlt werden: Mit  $^{174}\text{Yb}$  wurde die Bose-Einstein-Kondensation [15] erzielt, mit  $^{173}\text{Yb}$  ein entartetes Fermi-Gas erzeugt [42].

Ytterbium weist zwei für die Laserkühlung geeignete Übergänge auf. Abbildung A.1 zeigt einen Ausschnitt aus dem Termschema mit den relevanten Niveaus. Der erste Übergang ist der „blaue“  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergang bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 399$  nm. Auf diesem Übergang wird im Experiment der Zeeman-Abbremsler und die erste (sogenannte „blaue“) MOT betrieben. Aus dem angeregten  $^1P_1$ -Zustand können die Atome entweder in den Grundzustand oder mit einer Wahrscheinlichkeit von  $\approx 10^{-7}$  [246] in eines der Triplett  $D$  Niveaus  $^3D_2$  oder  $^3D_1$  zerfallen, von wo aus sie über die Zustände  $^3P_2$ ,  $^3P_1$  und  $^3P_0$  ebenfalls wieder in den Grundzustand zurückfallen. Das Aufspaltungsverhältnis für den Zerfall aus dem  $^1P_1$ -

Isotop	rel. Häufigkeit [245]	Statistik	Kernspin $I$ [245]	Streulänge $a$ [117]
$^{168}\text{Yb}$	0,13%	Boson	0	$(252 \pm 3) a_0$
$^{170}\text{Yb}$	3,05%	Boson	0	$(64 \pm 2) a_0$
$^{171}\text{Yb}$	14,3%	Fermion	$1/2$	$(-2, 8 \pm 3, 6) a_0$
$^{172}\text{Yb}$	21,9%	Boson	0	$(-599 \pm 64) a_0$
$^{173}\text{Yb}$	16,1%	Fermion	$5/2$	$(199 \pm 2) a_0$
$^{174}\text{Yb}$	31,8%	Boson	0	$(105 \pm 2) a_0$
$^{176}\text{Yb}$	12,7%	Boson	0	$(-24 \pm 4) a_0$

**Tabelle A.1:** Übersicht der stabilen Ytterbiumisotope.



**Abbildung A.1:** Ausschnitt aus dem Termschema von Ytterbium mit den für die Laserkühlung relevanten Niveaus und Zerfallskanälen. Für die Übergangsraten und -wahrscheinlichkeiten der verschiedenen Zerfallskanäle siehe [115, 109].

Niveau und die vergleichsweise lange Lebensdauer der  $^3P_{0,2}$ -Niveaus (Werte für Übergangsraten und -wahrscheinlichkeiten siehe [115, 109]) begrenzen die Lebensdauer einer MOT auf dem blauen Übergang theoretisch auf etwa 200 ms (unter der Annahme maximaler Streurrate); experimentell werden Werte bis ca. 800 ms beobachtet [247]. Der zweite Übergang ist die „grüne“  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ -Interkombinationslinie bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 556$  nm. Auf diesem geschlossenen Übergang wird im Experiment die zweite (sogenannte „grüne“) MOT betrieben. Alle wichtigen Parameter zu diesen beiden Übergängen sind in Tabelle A.2 zusammengefasst. Eine weitere interessante Linie ist der  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ -Übergang, der vielversprechende Eigenschaften in Hinblick auf die Realisierung einer optischen Uhr mit Ytterbium aufweist (vgl. Kapitel 8; [119]).

Ytterbium besitzt einen extrem niedrigen Dampfdruck [245] von nur  $10^{-18}$  mbar bei Raumtemperatur. Sowohl der Ytterbiumofen als auch die Spektroskopiezelle zur Laserstabilisierung müssen daher bei Temperaturen im Bereich von  $400$  °C bis zu  $550$  °C betrieben werden, um einen Dampfdruck von  $10^{-3}$  mbar bis  $10^{-1}$  mbar zu erreichen (vgl. Abschnitte 3.2.1 und 3.1). Schmelz- und Siedepunkt von Ytterbium liegen bei  $819$  °C und  $1196$  °C [245].

Übergang	$^1S_0 \rightarrow ^1P_1$	$^1S_0 \rightarrow ^3P_1$	Referenz
Wellenlänge in Luft $\lambda_{\text{Luft}}$	398,799 nm	555,647 nm	[245]
Wellenlänge im Vakuum $\lambda_{\text{Vak}}$	398,910 nm	555,798 nm	
Linienbreite $\gamma/2\pi$	28,011 MHz	181,436 kHz	[245]
Lebensdauer des angeregten Zustandes $\tau = 1/\gamma$	5,68 ns	877 ns	
Sättigungsintensität $I_s = \pi \hbar c \gamma / 3 \lambda^3$	57,24 mW/cm <sup>2</sup>	0,138 mW/cm <sup>2</sup>	
Dopplertemperatur $T_D = \hbar \gamma / 2 k_B$	672 $\mu$ K	4,4 $\mu$ K	
Rückstoßtemperatur $T_R = \hbar^2 k^2 / k_B m$	692 nK	358 nK	
Landé-Faktor des angeregten Zustandes $g_J$	1,035	1,49	[200]

**Tabelle A.2:** Wichtige Parameter der zwei für die Laserkühlung von Ytterbium benutzten Übergänge. Die Vakuumwellenlänge wurde berechnet gemäß  $\lambda_{\text{Vak}} = n_i \lambda_{\text{Luft}}$  mit  $n_{399} = 1,00027757$  und  $n_{556} = 1,00027255$  (nach [201]).

## A.2 Rubidium

Das Element Rubidium ist ein Alkalimetall (Ordnungszahl 37) und kommt in zwei stabilen<sup>1</sup> bosonischen Isotopen vor:  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$  (siehe Tabelle A.3). Im hier beschriebenen Experiment wird aufgrund der vorteilhaften Streueigenschaften ausschließlich  $^{87}\text{Rb}$  verwendet: seine positive  $s$ -Wellen-Streulänge und die damit verbundene repulsive Wechselwirkung (siehe Abschnitt 2.3.2) ist eine Grundvoraussetzung für die Erzeugung eines stabilen Bose-Einstein-Kondensats. Die Kondensation von Rubidium war bereits Gegenstand früherer Untersuchungen an dieser Apparatur [109] und ist auch für geplante zukünftige Experimente mit gemischten quantenentarteten Gasen von Relevanz. Mit  $^{85}\text{Rb}$ , das eine negative Streulänge und damit eine attraktive Wechselwirkung aufweist, ist die Bose-Einstein-Kondensation nur mit erheblich größerem Aufwand möglich [10].

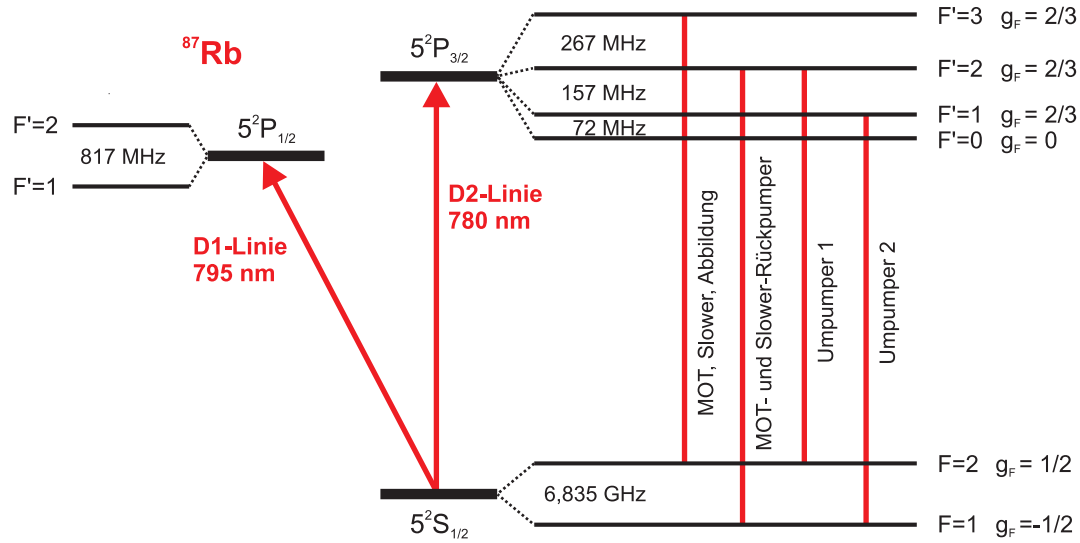
Mit nur einem Valenzelektron ist die elektronische Struktur von Rubidium wasserstoffähnlich: der Grundzustand  $^2S_{1/2}$  hat die Elektronenkonfiguration  $[\text{Kr}]5s^1$  und ist paramagnetisch. In Abbildung A.2 ist ein Ausschnitt des Termschemas von  $^{87}\text{Rb}$  dargestellt. Die wichtigsten vom Grundzustand ausgehenden Übergänge sind die  $D_1$ -Linie  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$  bei 795 nm und insbesondere die  $D_2$ -Linie  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$  bei 780 nm, die im Experiment zur Laserkühlung von Rubidium benutzt wird. Alle relevanten Parameter der  $D_2$ -Linie sind in Tabelle A.4 zusammengefasst.

Die Wechselwirkung mit dem endlichen Kernspin führt zur einer Aufspaltung von Grund- und angeregtem Zustand in zwei ( $|F = 1\rangle$  und  $|F = 2\rangle$ ) bzw. vier ( $|F' = 0\rangle$  bis  $|F' = 3\rangle$ ) Hyperfeinzustände. Die Größe der Aufspaltung (Werte siehe Abbildung A.1) ist dabei deutlich größer als die natürliche Linienbreite des Übergangs, so dass alle Hyperfeinniveaus selektiv mit dem Laser adressierbar sind. Die MOT, der Zeeman-Abbremsler und das Abbildungssystem werden auf dem geschlossenen Übergang  $|^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |^2P_{1/2}, F' = 3\rangle$  betrieben. Hierbei kann es allerdings zu nichtresonanter Anregung in das  $|^2P_{1/2}, F' = 2\rangle$ -Niveau kommen, was in Kombination mit einer anschließenden Emission in den  $|^2S_{1/2}, F = 1\rangle$ -Grundzustand zu einem Verlust der betreffenden Atome aus dem Kühlzyklus heraus führt. Um diese Atome in den Kühlzyklus zurückzuholen, wird zusätzlich jeweils ein Rückpumpplaser auf dem  $|^2S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |^2P_{1/2}, F' = 2\rangle$  eingestrahlt. Zur Präparation des Ensembles in einen definierten magnetischen Unterzustand sind beim Umladen der Atome aus der MOT in die Magnetfalle zwei Umpumpplaser auf den Übergängen  $|^2S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |^2P_{1/2}, F' = 2\rangle$  und  $|^2S_{1/2}, F = 1\rangle \rightarrow |^2P_{1/2}, F' = 1\rangle$  vorgesehen.

Isotop	rel. Häufigkeit [245]	Statistik	Kernspin $I$ [245]	Streulänge $a$ [152]
$^{85}\text{Rb}$	72,17%	Boson	$5/2$	$(-388 \pm 3) a_0$
$^{87}\text{Rb}$	27,83%	Boson	$3/2$	$(98,98 \pm 0,04) a_0$

**Tabelle A.3:** Übersicht der stabilen Rubidiumisotope.

<sup>1</sup>Streng genommen ist  $^{87}\text{Rb}$  nicht stabil: es zerfällt durch einen  $\beta^-$ -Zerfall mit einer Halbwertszeit von  $5 \cdot 10^{10}$  Jahren zu  $^{87}\text{Sr}$  [245].



**Abbildung A.2:** Ausschnitt aus dem Termschema von  $^{87}\text{Rb}$  mit  $D_1$ - und  $D_2$ -Linie. Hyperfeinaufspaltung und  $g_F$ -Faktoren aus [205].

Rubidium ist im Grundzustand magnetisch fangbar. Die hierfür erforderliche „low-field seaker“-Eigenschaft (vgl. Abschnitt 2.2.1) erfüllen die Zeeman-Unterkomponenten  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  mit  $\mu = m_F g_F \mu_B = \mu_B$ ,  $|F = 2, m_F = 1\rangle$  mit  $\mu = \mu_B/2$  und  $|F = 1, m_F = -1\rangle$  mit  $\mu = \mu_B/2$ . Den stärksten Einschluss bietet aufgrund des höchsten magnetischen Moments der  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand. Im Experiment werden Rubidiumatome jedoch im  $|F = 1, m_F = -1\rangle$ -Zustand magnetisch gespeichert, da dieser Zustand gegenüber dem  $|F = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand aufgrund günstigerer dipolarer Relaxationsraten [156] eine längere Lebensdauer in der Magnetfalle aufweist.

Rubidium besitzt sehr niedrige Schmelz- und Siedepunkte bei  $39,3^\circ\text{C}$  und  $688^\circ\text{C}$  [245]. Damit verbunden ist ein relativ hoher Dampfdruck von bereits  $5 \cdot 10^{-7}$  mbar bei Raumtemperatur. In Kombination mit der recht geringen Sättigungsintensität (siehe Tabelle A.4) ermöglicht dies den Betrieb einer Sättigungsspektroskopie zur Laserstabilisierung bei Raumtemperatur ohne zusätzliches Heizen (vgl. Abschnitt 3.2.2). Im Betriebsbereich des Ofens zwischen  $100^\circ\text{C}$  und  $150^\circ\text{C}$  beträgt der Dampfdruck  $3 \cdot 10^{-4}$  mbar bis  $6 \cdot 10^{-3}$  mbar.

Übergang	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$	Referenz
Wellenlänge in Luft $\lambda_{\text{Luft}}$	780,03200 nm	[205]
Wellenlänge in Vakuum $\lambda_{\text{Vak}}$	780,241209686(13) nm	[205]
Linienbreite $\gamma/2\pi$	6,065(9) MHz	[205]
Lebensdauer des angeregten Zustandes $\tau = 1/\gamma$	26,24(4) ns	[205]
Sättigungsintensität $I_s = \pi h c \gamma / 3 \lambda^3$	1,669 mW/cm <sup>2</sup>	
Dopplertemperatur $T_D = \hbar \gamma / 2 k_B$	146 $\mu\text{K}$	
Rückstoßtemperatur $T_R = \hbar^2 k^2 / k_B m$	362 nK	

**Tabelle A.4:** Wichtige Parameter der  $D_2$ -Linie von Rubidium.

### A.3 $C_6$ -Koeffizienten von Ytterbium und Rubidium

Für die Wechselwirkung der Teilchen in ultrakalten Gasen ist der  $C_6$ -van-der-Waals-Koeffizient von entscheidender Bedeutung. Nach Gleichung (2.69) bestimmt er die Höhe der Zentrifugalbarriere, die für  $\ell = 1$  die Energieschwelle der  $s$ -Wellen-Streuung markiert (vgl. Abschnitt 2.3.2). Der Wert von  $C_6$  lässt sich aus numerischen Rechnungen auf Grundlage der molekularen Potenziale (z. B. [248]) oder der Anpassung theoretischer Vorhersagen an experimentelle Ergebnisse (z. B. [249, 152, 42]) gewinnen. Sind weder Molekülpotenziale bekannt noch stehen experimentelle Daten zur Verfügung, existieren verschiedene Methoden zur Ableitung von Näherungsangaben für  $C_6$  (siehe z. B. [184, Appendix D]).

Die Werte der  $C_6$ -Koeffizienten für Ytterbium und Rubidium sind unter Angabe der neuesten verfügbaren Referenzen in Tabelle A.5 aufgelistet.<sup>2</sup> Im vorliegenden Fall ist weiterhin der effektive  $C_6^{\text{YbRb}}$ -Koeffizient von Interesse, der für Kollisionen zwischen Ytterbium- und Rubidiumatomen relevant ist, bisher jedoch noch unbekannt ist. In einer theoretischen Arbeit zur Berechnung von  $C_6$ -Koeffizienten in heteronuklearen Alkalimetall-Dimeren [250] wird festgestellt, dass die wesentlichen Beiträge zum Interspezieskoeffizienten  $C_6^{\text{AB}}$  durch die jeweiligen „Hauptübergänge“ der beteiligten Atome A,B bestimmt sind, und daraus die allgemeine Näherungsformel

$$C_6^{\text{AB}} \approx \frac{1}{2} \sqrt{C_6^{\text{A}} C_6^{\text{B}}} \left( \frac{\Delta E_{\text{A}} + \Delta E_{\text{B}}}{\sqrt{\Delta E_{\text{A}} \Delta E_{\text{B}}}} \right) \quad (\text{A.1})$$

abgeleitet. Dabei sind  $\Delta E_i$  die Energien der Hauptübergänge. Im Rahmen dieser Arbeit wird anhand dieser Formel und unter Berücksichtigung des  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ -Übergangs in Ytterbium und der  $D_1$ - und  $D_2$ -Linie in Rubidium mit  $\Delta E_{\text{Yb}} = hc/399 \text{ nm}$ ,  $\Delta E_{\text{Rb}} = hc/\frac{1}{2}(780 \text{ nm} + 795 \text{ nm})$  ein Näherungswert für  $C_6^{\text{YbRb}}$  berechnet.

Tabelle A.5 zeigt darüber hinaus die nach Gleichung (2.69)

$$E_{\text{S}}(\ell) = 2 \left( \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{6m_{\mu}} \right)^{3/2} C_6^{-1/2} \quad (\text{A.2})$$

aus den  $C_6$ -Koeffizienten resultierenden Höhen der Zentrifugalbarriere in den verschiedenen Fällen (vgl. Abschnitt 2.3.2)

Ensemble	$C_6$ -Koeffizient	Referenz	$E_{\text{S}}(\ell = 1)/k_{\text{B}} [\mu\text{K}]$	$E_{\text{S}}(\ell = 2)/k_{\text{B}} [\mu\text{K}]$
Ytterbium	$(1932 \pm 30)$ a.E.	[117]	$43,9 \pm 0,5$	$228 \pm 2$
Rubidium	$(4703 \pm 9)$ a.E.	[152]	$79,6 \pm 0,1$	$413,6 \pm 0,4$
Ytterbium-Rubidium	$\approx 3186$ a.E.	Glg. (A.1)	$\approx 63$	

**Tabelle A.5:**  $C_6$ -Koeffizienten von Ytterbium, Rubidium und des Systems Ytterbium-Rubidium sowie die daraus berechneten Höhen der Zentrifugalbarriere.

<sup>2</sup>Der  $C_6$ -Koeffizient wird üblicherweise in atomaren Einheiten [a.E.] angegeben. Für die Umrechnung ins SI-System gilt  $C_6 [\text{SI}] = C_6 [\text{a.E.}] \frac{e^2 a_0^5}{4\pi\epsilon_0}$  mit der Elementarladung  $e$  und dem Bohr'schen Radius  $a_0$ .





# B

## Justage der kombinierten Falle

Im folgenden ist die Justageprozedur zur präzisen Überlagerung von Magnetfalle, 532ODT und 1064ODT Schritt für Schritt erläutert. Wie in Abschnitt 6.4 erwähnt, erfolgt die Justage anhand der Detektion der Position und der Verteilungsform sowohl der Ytterbium- als auch der Rubidiumwolke in wechselnden Fallenordnungen. Als quantitative Positionsangaben dienen dabei die Pixelkoordinaten der Wolkenschwerpunkte auf den Absorptionsbildern der Kameras K1 ( $yz$ -Ebene) und K2 ( $xz$ -Ebene) (vgl. Abschnitt 3.5.3). Ausgangspunkt ist das erfolgreiche Laden von Ytterbiumatomen in die 532ODT und die 1064ODT sowie von Rubidium in die Magnetfalle.

1. Bestimmung der  $z$ -Position (axial) der Magnetfalle anhand eines Bildes von Rubidium in der (grob auf die ungefähre Position der BIODT) verschobenen Magnetfalle mit K1. Da sich die Magnetfalle durch experimentelle Parameter axial nicht verschieben lässt, setzt diese Koordinate die axiale Referenz, auf die die optischen Fallen abgestimmt werden müssen.
2. Nun wird Ytterbium in die 532ODT und in die 1064ODT geladen, um deren Fokuspotionen transversal grob zu überlagern und axial auf die MT-Position abzustimmen.

Zur axialen Fokuspositionierung werden die auf Mikrometer-Verschiebetischen montieren Linsen in den Teleskopen T3 der ODT-Lasersysteme (vgl. Abschnitt 3.4) bewegt. Auf K1-Absorptionsbildern kann der Wolkenschwerpunkt sowohl der 532ODT als auch der 1064ODT axial auf etwa  $\pm 10$  Pixel genau bestimmt werden, was rund  $\pm 50 \mu\text{m}$  entspricht. Diese Genauigkeit der axialen Fokusüberlagerung zueinander und bezüglich der MT ist für die durchgeführten Experiment absolut ausreichend (vgl. dazu in axialen Ausdehnungen der Atomwolken in Tabelle 6.4). Einmal einjustiert, müssen die axialen Fokusposition etwa einmal pro Woche nachgezogen werden.

Bei der transversalen Fokusüberlagerung der BIODT-Strahlen werden mit beiden Kameras Aufnahmen gemacht, um die Position vertikal und horizontal kontrollieren zu können. Um eine höhere Auflösung zu erzielen, wird die Ytterbiumwolke hierzu ausnahmsweise ohne Flugzeit in der Falle abgebildet (siehe Abbildungen 6.9 (a) und (b)). Beide Strahlen werden zuerst von Hand mit einem Spiegel grob (auf wenige Pixel genau) vorpositioniert. Nach dem Einschalten der Positionsstabilisierungen (vgl. Abschnitt 3.4.3) steht der 532ODT-Strahl auf fixer Referenzposition, und der 1064ODT-Strahl wird durch manuelles Anpassen der Offsetspannungen des durch die Stabilisierung angesteuerten Piezospiegels nachgeführt, bis die  $x$ - und  $y$ -Position der

Fallen jeweils auf 1 Pixel genau übereinstimmt.<sup>1</sup> Dies entspricht einer Überlagerungsgenauigkeit von  $\pm 4,4 \mu\text{m}$  in  $y$ -Richtung und von  $\pm 7,2 \mu\text{m}$  in  $x$ -Richtung, was nach den Potenzialberechnungsbeispielen in Abschnitt 6.2.3 noch bei weitem nicht ausreicht. Eine genauere Überlagerung kann erst anhand der Detektion der Verteilung der Rubidiumatome in der BIODT erreicht werden, wie sie in Schritt 4 beschrieben ist. Die transversale Vorpositionierung der optischen Fallen mit Ytterbium muss in der Regel nur nach längeren Betriebspausen oder Umbauten durchgeführt werden.

3. Weiterhin muss sicher gestellt werden, dass die MT beim transversalen Verschieben exakt auf die Position der BIODT platziert wird, die zu diesem Zeitpunkt durch die  $x$ - und  $y$ -Koordinaten der 532ODT gegeben ist. Dazu werden mit Hilfe der Kalibrationsformeln (4.1) die horizontalen und vertikalen Kompensationsfelder so angepasst, dass die Rubidium-MT nach dem Verschieben in beiden Achsen auf 1 Pixel genau auf der BIODT-Position zu liegen kommt. Die Genauigkeit dieser kamerabasierten Methode beträgt analog zu oben  $\pm 4,4 \mu\text{m}$  in  $y$ -Richtung und  $\pm 7,2 \mu\text{m}$  in  $x$ -Richtung, was bei einer radialen Ausdehnung der Rubidiumwolke in der Magnetfalle von ca.  $80 \mu\text{m}$  (vgl. Tabelle 6.4) absolut ausreichend ist. Um mögliche Fehler durch die Flugzeitexpansion zu minimieren, wird die Rubidiumwolke hierzu ausnahmsweise ohne Flugzeit in der Falle abgebildet. Die korrekte Endposition der Magnetfalle muss überlicherweise alle paar Tage angepasst werden.
4. Abschließend erfolgt die Feinjustage der BIODT-Strahlüberlagerung anhand der Form der räumlichen Verteilung von Rubidiumatomen in der BIODT. Die Idee, die transversale Überlagerung der BIODT-Strahlen unter Verwendung der *Rubidiumatome* zu optimieren, die ja laut Konzeption möglichst wenig durch die BIODT beeinflusst werden sollen, basiert auf der Tatsache, dass im Gesamtpotenzial der kombinierten Falle für Rubidium (auch bei perfekter Überlagerung und bei idealem Leistungsverhältnis) grundsätzlich attraktive Bereiche aus dem 1064ODT-Strahlanteil resultieren, sodass prinzipiell immer Rubidiumatome in der reinen BIODT gefangen werden können. Die Verteilungsform der Wolke erlaubt dabei Rückschlüsse auf die Konfiguration der Strahlen bzw. die Genauigkeit der Überlagerung.

Ausgangspunkt ist die in Abbildung 6.9 (c) gezeigte Verteilung von Rubidiumatomen im für sie attraktiven Potenzial des reinen 1064ODT-Strahls (die Magnetfalle ist dabei und im folgenden ausgeschaltet). Wird nun zusätzlich der 532ODT-Strahl eingestrahlt, und liegen die zwei Strahlen durch die unter Schritt 2 beschriebene Vorpositionierung nahe genug beieinander, kommt es durch den repulsiven Anteil des 532ODT-Strahl zu einer Verringerung der Potenzialtiefe und/oder zu einer Verformung des Potenzials, was sich in einer Abnahme der Rubidiumatomzahl und/oder einer Verzerrung der Wolkenform äußert. Durch Feinanpassung der Offsetspannung in der 1064ODT-Strahlstabilisierung (s. o.) kann die Position des 1064ODT-Strahls

---

<sup>1</sup>Falls der dazu nötige Offset sehr groß war, muss ggf. die Stabilisierung auf die Zielposition neu genullt werden, da sonst der Regelbereich der Stabilisierung eingeschränkt ist. Dazu wird die Stabilisierung ausgeschaltet und der Offset genullt, dann durch manuelle Spiegeljustage der Strahl so positioniert, dass das Fehlersignal (nun ohne Offset) möglichst klein wird und schließlich die Stabilisierung wieder eingeschaltet. Eventuell muss nun eine erneut Feinabstimmung des Offsets durchgeführt werden.

nun so optimiert werden, bis am Ort des Fokus' des 1064ODT-Strahls möglichst keine Atome mehr gespeichert sind – dies ist bei passendem Leistungsverhältnis der BIODT-Strahlen ein Anzeichen für den Ausgleich des optischen Potenzials für Rubidium im Fallenzentrum und damit ein Kriterium für eine „gute“ Überlagerung der BIODT-Strahlen. Zur weiteren Diskussion der beobachteten räumlichen Verteilung der Rubidiumatome in der BIODT siehe Abschnitt 6.4. Ist beim Einschalten des 532ODT-Strahls auf Antrieb noch kein Einfluss auf die Atomwolke zu sehen, kann entweder Schritt 2 wiederholt werden oder vorübergehend mit erhöhter Leistung im repulsiven Strahl gearbeitet werden, bis Auswirkungen zu erkennen sind.

Diese Feinjustage anhand der Verteilung der Rubidiumatome in der BIODT muss vor jedem Messbeginn neu durchgeführt werden. Mit Hilfe der Positionsstabilisierung der BIODT-Strahlen bleibt eine einmal einjustierte Überlagerung dann über mehrere Stunden hinweg erhalten.



# Literaturverzeichnis

- [1] The Official Web Site of the Nobel Foundation, *The Nobel Prize in Physics 1997*, [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1997/](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1997/). [1](#)
- [2] N. S. Bose, *Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese*, *Zeitschrift für Physik* **26**, 178 (1924). [1](#)
- [3] A. Einstein, *Quantentheorie des idealen einatomigen Gases*, *Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss.* (1924, S. 261 und 1925, S. 3). [1](#)
- [4] The Official Web Site of the Nobel Foundation, *The Nobel Prize in Physics 2001*, [http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2001/](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2001/). [2](#)
- [5] *Research groups working with atom traps*, <http://www.uibk.ac.at/expphys/ultracold/atomtraps.html>. [2](#)
- [6] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein-Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, *Science* **269**, 198–201 (1995). [2](#)
- [7] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. Joffe, M. R. Andrews, and W. Ketterle, *Evaporative Cooling of Sodium Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5202 (1995). [2](#)
- [8] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995). [2](#)
- [9] D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, T. J. Greytak, and D. Kleppner, *Bose-Einstein Condensation of Atomic Hydrogen*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998). [2](#)
- [10] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Stable  $^{85}\text{Rb}$  Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1795 (2000). [2](#), [157](#)
- [11] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect, *A Bose-Einstein condensate of metastable atoms.*, *Science* **292**, 461 (2001). [2](#)
- [12] F. P. D. Santos, J. Lonard, J. Wang, C. J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C. S. Unnikrishnan, M. Leduc, and C. Cohen-Tannoudji, *Bose-Einstein condensation of metastable helium.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3459 (2001). [2](#)
- [13] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio, *Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling*, *Science* **294**, 1320 (2001). [2](#), [3](#), [5](#), [37](#), [144](#)
- [14] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Cesium*, *Science* **299**, 232 (2003). [2](#)
- [15] Y. Takasu, K. Maki, K. Komori, T. Takano, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, and Y. Takahashi, *Spin-Singlet Bose-Einstein Condensation of Two-Electron Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 040404 (2003). [2](#), [5](#), [151](#), [155](#)
- [16] A. Griesmaier, J. Werner, S. Hensler, J. Stuhler, and T. Pfau, *Bose-Einstein Condensation of Chromium*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 160401 (2005). [2](#)
- [17] G. Roati, M. Zaccanti, C. D'Errico, J. Catani, M. Modugno, A. Simoni, M. Inguscio, and G. Modugno,  *$^{39}\text{K}$  Bose-Einstein Condensate with Tunable Interactions*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 010403 (2007). [2](#), [3](#)
- [18] M. D. Barrett, J. A. Sauer, and M. S. Chapman, *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001). [2](#)
- [19] J. Anglin and W. Ketterle, *Bose-Einstein condensation of atomic gases*, *Nature* **416**, 211 (2002). [2](#)

- [20] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Observation of interference between two Bose condensates*, *Science* **275**, 637 (1997). [2](#)
- [21] C. Raman, M. Köhl, R. Onofrio, D. S. Durfee, C. E. Kuklewicz, Z. Hadzibabic, and W. Ketterle, *Evidence for a Critical Velocity in a Bose-Einstein Condensed Gas*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2502 (1999). [2](#)
- [22] M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Vortices in a Bose-Einstein Condensate*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2498–2501 (1999). [2](#)
- [23] J. Denschlag, J. E. Simsarian, D. L. Feder, C. W. Clark, L. A. Collins, J. Cubiziolles, L. Deng, E. W. Hagley, K. Helmerson, W. P. Reinhardt, S. L. Rolston, B. I. Schneider, and W. D. Phillips, *Generating solitons by phase engineering of a Bose-Einstein condensate.*, *Science* **287**, 97 (2000). [2](#)
- [24] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, *Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas.*, *Nature* **397**, 594 (1999). [2](#)
- [25] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, and I. Bloch, *Quantum Phase Transition from a Superfluid to a Mott Insulator in a Gas of Ultracold Atoms*, *Nature* **415** (2002). [2](#)
- [26] H. Ott, J. Fortágh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, and C. Zimmermann, *Bose-Einstein Condensation in a Surface Microtrap*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 230401 (2001). [2](#)
- [27] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch, and J. Reichel, *Bose-Einstein condensation on a micro-electronic chip*, *Nature* **413**, 498 (2001). [2](#)
- [28] A. E. Leanhardt, Y. Shin, A. P. Chikkatur, D. Kielpinski, W. Ketterle, and D. E. Pritchard, *Bose-Einstein Condensates near a Microfabricated Surface*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 100404 (2003). [2](#)
- [29] D. Kleppner, *Professor Feshbach and his resonance*, *Phys. Today* **57**, 12 (2004). [2](#)
- [30] S. Inouye, M. R. Andrews, J. Stenger, H.-J. Miesner, D. Stamper-Kurn, and W. Ketterle, *Observation of Feshbach Resonances in a Bose-Einstein Condensate*, *Nature* **392**, 151–154 (1998). [3](#)
- [31] A. Marte, T. Volz, J. Schuster, S. Dürr, G. Rempe, E. van Kempen, and B. Verhaar, *Feshbach Resonances in Rubidium 87*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 283202 (2002). [3](#)
- [32] J. Werner, A. Griesmaier, S. Hensler, J. Stuhler, T. Pfau, A. Simoni, and E. Tiesinga, *Observation of Feshbach Resonances in an Ultracold Gas of  $^{52}\text{Cr}$* , *Phys. Rev. Lett.* **94**, 183201 (2005). [3](#)
- [33] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T. W. Hänsch, and I. Bloch, *Controlled Collisions for Multi-Particle Entanglement of Optically Trapped Atoms*, *Nature* **425**, 937 (2003). [3](#)
- [34] B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, S. Fölling, I. Cirac, G. V. Shlyapnikov, T. W. Hänsch, and I. Bloch, *Tonks-Girardeau Gas of Ultracold Atoms in an Optical Lattice*, *Nature* **429**, 277 (2004). [3](#)
- [35] T. Kinoshita, T. Wenger, and D. S. Weiss, *Observation of a One-Dimensional Tonks-Girardeau Gas*, *Science* **305**, 1125 (2004). [3](#)
- [36] T. Kraemer, M. Mark, P. Waldburger, J. Danzl, C. Chin, B. Engeser, A. Lange, K. Pilch, A. Jaakkola, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Evidence for Efimov Quantum States in an Ultracold Gas of Caesium Atoms*, *Nature* **440**, 315 (2006). [3](#)
- [37] B. DeMarco and D. S. Jin, *Onset of Fermi Degeneracy in a Trapped Atomic Gas*, *Science* **285**, 1703 (1999). [3](#)
- [38] G. Modugno, G. Roati, F. Ferlaino, R. J. Brecha, and M. Inguscio, *Collapse of the Degenerate Fermi Gas*, *Science* **297** (2002). [3](#), [145](#)
- [39] F. Schreck, L. Khaykovich, K. L. Corwin, T. Bourdel, J. Cubizolles, and C. Salomon, *Quasipure Bose-Einstein condensate immersed in a Fermi sea*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 080403 (2001). [3](#)
- [40] A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, G. B. Partridge, and R. G. Hulet, *Observation of Fermi Pressure in a Gas of Trapped Atoms*, *Science* **291**, 2570 (2001). [3](#), [37](#)
- [41] Z. Hadzibabic, C. A. Stan, K. Dieckmann, S. Gupta, M. Zwierlein, A. Görlitz, and W. Ketterle, *Two species mixture of quantum degenerate Bose and Fermi gases*, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002). [3](#), [37](#), [93](#)

- [42] T. Fukuhara, Y. Takasu, M. Kumakura, and Y. Takahashi, *Degenerate Fermi Gases of Ytterbium*, Phys. Rev. Lett. **98**, 030401 (2007). [3](#), [5](#), [151](#), [155](#), [159](#)
- [43] H. T. C. Stoof, M. Houbiers, C. A. Sackett, and R. G. Hulet, *Superfluidity of Spin-Polarized  $^6\text{Li}$* , Phys. Rev. Lett. **76**, 10 (1996). [3](#)
- [44] L. D. Carr, G. V. Shlyapnikov, and Y. Castin, *Achieving a BCS Transition in an Atomic Fermi Gas*, Phys. Rev. Lett. **92**, 150404 (2004). [3](#)
- [45] C. A. Regal, M. Greiner, and D. S. Jin, *Observation of Resonance Condensation of Fermionic Atom Pairs*, Phys. Rev. Lett. **92**, 040403 (2004). [3](#)
- [46] M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, A. J. Kerman, and W. Ketterle, *Condensation of Pairs of Fermionic Atoms near a Feshbach Resonance*, Phys. Rev. Lett. **92**, 120403 (2004). [3](#)
- [47] M. Bartenstein, A. Altmeyer, S. Riedl, S. Jochim, C. Chin, J. H. Denschlag, and R. Grimm, *Crossover from a Molecular Bose-Einstein Condensate to a Degenerate Fermi Gas*, Phys. Rev. Lett. **92**, 120401 (2004). [3](#)
- [48] G. B. Partridge, K. E. Strecker, R. I. Kamar, M. W. Jack, and R. G. Hulet, *Molecular Probe of Pairing in the BEC-BCS Crossover*, Phys. Rev. Lett. **95**, 020404 (2005). [3](#)
- [49] S. Aubin, S. Myrskog, M. H. T. Extavour, L. J. LeBlanc, D. McKay, A. Stummer, and J. H. Thywissen, *Rapid sympathetic cooling to Fermi degeneracy on a chip*, Nature Physics **2**, 384 (2006). [3](#)
- [50] H. Ott, E. de Mirandes, F. Ferlaino, G. Roati, G. Modugno, and M. Inguscio, *Collisionally Induced Transport in Periodic Potentials*, Phys. Rev. Lett. **92**, 160601 (2004). [3](#)
- [51] L. Pezzè, L. Pitaevskii, A. Smerzi, S. Stringari, G. Modugno, E. de Mirandes, F. Ferlaino, H. Ott, G. Roati, and M. Inguscio, *Insulating Behavior of a Trapped Ideal Fermi Gas*, Phys. Rev. Lett. **93**, 120401 (2004). [3](#)
- [52] M. Köhl, H. Moritz, T. Stöferle, K. Günter, and T. Esslinger, *Fermionic Atoms in a Three Dimensional Optical Lattice: Observing Fermi Surfaces, Dynamics, and Interactions*, Phys. Rev. Lett. **94**, 080403 (2005). [3](#)
- [53] G. Modugno, M. Modugno, F. Riboli, G. Roati, and M. Inguscio, *Two Atomic Species Superfluid*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002). [3](#), [93](#)
- [54] G. Roati, F. Riboli, G. Modugno, and M. Inguscio, *Fermi-Bose Quantum Degenerate  $^{40}\text{K}$ - $^{87}\text{Rb}$  Mixture with Attractive Interaction*, Phys. Rev. Lett. **89**, 150403 (2002). [3](#), [93](#), [145](#)
- [55] C. Silber, S. Gunther, C. Marzok, B. Deh, P. W. Courteille, and C. Zimmermann, *Quantum-degenerate mixture of fermionic lithium and bosonic rubidium gases*, Phys. Rev. Lett. **95**, 170408 (2005). [3](#), [93](#), [137](#), [144](#)
- [56] C. Ospelkaus, S. Ospelkaus, L. Humbert, P. Ernst, K. Sengstock, and K. Bongs, *Ultracold Heteronuclear Molecules in a 3D Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **97**, 120402 (2006). [3](#), [4](#)
- [57] K. Günter, T. Stöferle, H. Moritz, M. Köhl, and T. Esslinger, *Bose-Fermi Mixtures in a Three-Dimensional Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **96**, 180402 (2006). [3](#)
- [58] M. H. T. Extavour, L. J. LeBlanc, T. Schumm, B. Cieslak, S. Myrskog, A. Stummer, S. Aubin, and J. H. Thywissen, *Dual-species quantum degeneracy of  $^{40}\text{K}$  and  $^{87}\text{Rb}$  on an atom chip*, in *Proceedings of the XX International Conference on Atomic Physics* (AIP Conference Proceedings No. 869, Melville, NY, 2006), siehe auch Preprint-Archiv arXiv:cond-mat/0609259v1. [3](#)
- [59] Y. Shin, M. W. Zwierlein, C. H. Schunck, A. Schirotzek, and W. Ketterle, *Observation of Phase Separation in a Strongly Interacting Imbalanced Fermi gas*, Phys. Rev. Lett. **97**, 030401 (2006). [3](#)
- [60] G. B. Partridge, W. L. R. I. Kamar, Y. Liao, and R. G. Hulet, *Pairing and Phase Separation in a Polarized Fermi Gas*, Science **311**, 503 (2006). [3](#)
- [61] M. A. Baranov, M. S. Mar'enko, V. S. Rychkov, and G. V. Shlyapnikov, *Superfluid pairing in a polarized dipolar Fermi gas*, Phys. Rev. A **66**, 013606 (2002). [4](#)
- [62] D. DeMille, *Quantum computation with trapped polar molecules*, Phys. Rev. Lett. **88**, 067901 (2002). [4](#), [152](#)



- [63] M. G. Kozlov and L. N. Labzowsky, *Parity Violation Effects In Diatomics*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **28**, 1933–1961 (1995). [4](#)
- [64] J. D. Weinstein, R. DeCarvalho, T. Guillet, B. Friedrich, and J. M. Doyle, *Magnetic trapping of calcium monohydride molecules at millikelvin temperatures*, Nature **395**, 148–150 (1998). [4](#)
- [65] H. L. Bethlem, G. Bierden, and G. Meijer, *Decelerating Neutral Dipolar Molecules*, Phys. Rev. Lett. **83**, 1558 (1999). [4](#)
- [66] M. R. Tarbutt, H. L. Bethlem, J. J. Hudson, V. L. Ryabov, V. A. Ryzhov, B. E. Sauer, G. Meijer, and E. A. Hinds, *Slowing Heavy, Ground-State Molecules using an Alternating Gradient Decelerator*, Phys. Rev. Lett. **92**, 173002 (2004). [4](#)
- [67] S. A. Rangwala, T. Junglen, T. Rieger, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe, *Continuous source of translationally cold dipolar molecules*, Phys. Rev. A **67**, 043406 (2003). [4](#)
- [68] H. L. Bethlem, G. Berden, F. M. H. Crompvoets, R. T. Jongma, A. J. A. van Roij, and G. Meijer, *Electrostatic trapping of ammonia molecules*, Nature **406**, 491 (2000). [4](#)
- [69] T. Junglen, T. Rieger, S. A. Rangwala, P. W. H. Pinkse, and G. Rempe, *Two-Dimensional Trapping of Dipolar Molecules in Time-Varying Electric Fields*, Phys. Rev. Lett. **92**, 223001 (2004). [4](#)
- [70] T. Köhler, K. Góral, and P. S. Julienne, *Production of cold molecules via magnetically tunable Feshbach resonances*, Rev. Mod. Phys. **78**, 1311–1361 (2006). [4](#)
- [71] J. Cubizolles, T. Bourdel, S. J. J. M. F. Kokkelmans, G. V. Shlyapnikov, and C. Salomon, *Production of Long-Lived Ultracold  $\text{Li}_2$  Molecules from a Fermi Gas*, Phys. Rev. Lett. **91**, 240401 (2003). [4](#)
- [72] S. Jochim, M. Bartenstein, A. Altmeyer, G. Hendl, S. Riedl, C. Chin, J. H. Denschlag, and R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Science **302**, 2101 (2003). [4](#)
- [73] M. W. Zwierlein, C. A. Stan, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, S. Gupta, Z. Hadzibabic, and W. Ketterle, *Observation of Bose-Einstein Condensation of Molecules*, Phys. Rev. Lett. **91**, 250401 (2003). [4](#)
- [74] M. Greiner, C. A. Regal, and D. S. Jin, *Emergence of a molecular Bose-Einstein condensate from a Fermi gas*, Nature **426**, 537 (2003). [4](#)
- [75] J. Herbig, T. Kraemer, M. Mark, T. Weber, C. Chin, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Preparation of a Pure Molecular Quantum Gas*, Science **301**, 1510 (2003). [4](#), [152](#)
- [76] K. Xu, T. Mukaiyama, J. R. Abo-Shaeer, J. K. Chin, D. E. Miller, and W. Ketterle, *Formation of Quantum-Degenerate Sodium Molecules*, Phys. Rev. Lett. **91**, 210402 (2003). [4](#), [152](#)
- [77] S. Dürr, T. Volz, A. Marte, and G. Rempe, *Observation of Molecules Produced from a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **92**, 020406 (2004). [4](#), [152](#)
- [78] G. Thalhammer, K. Winkler, F. Lang, S. Schmid, R. Grimm, and J. H. Denschlag, *Long-Lived Feshbach Molecules in a Three-Dimensional Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **301**, 1510 (2006). [4](#)
- [79] T. Stöferle, H. Moritz, K. Günter, M. Köhl, and T. Esslinger, *Molecules of Fermionic Atoms in an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **96**, 030401 (2006). [4](#)
- [80] S. Inouye, J. Goldwin, M. L. Olsen, C. Ticknor, J. L. Bohn, and D. S. Jin, *Observation of Heteronuclear Feshbach Resonances in a Mixture of Bosons and Fermions*, Phys. Rev. Lett. **93**, 183201 (2004). [4](#)
- [81] F. Ferlaino, C. D’Errico, G. Roati, M. Zaccanti, M. Inguscio, G. Modugno, and A. Simoni, *Feshbach spectroscopy of a  $K\text{-Rb}$  atomic mixture*, Phys. Rev. A **73**, 040702 (2006). [4](#)
- [82] C. A. Stan, M. W. Zwierlein, C. H. Schunck, S. M. F. Raupach, and W. Ketterle, *Observation of Feshbach Resonances between Two Different Atomic Species*, Phys. Rev. Lett. **93**, 143001 (2004). [4](#)
- [83] M. Bhattacharya, L. O. Baksmaty, S. B. Weiss, and N. P. Bigelow, *Feshbach resonances in  $^{23}\text{Na}\text{-}^{87}\text{Rb}$* , Eur. Phys. J. D **31**, 301 (2004). [4](#)
- [84] B. Deh, C. Marzok, C. Zimmermann, and P. W. Courteille, *Feshbach resonances in mixtures of ultracold  $^6\text{Li}$  and  $^{87}\text{Rb}$  gases*, Preprint-Archiv arXiv:0709.4554v1 (2007). [4](#)
- [85] H. R. Thorsheim, J. Weiner, and P. S. Julienne, *Laser-Induced Photoassociation of Ultracold Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2420 (1987). [4](#)

- [86] W. C. Stwalley and H. Wang, *Photoassociation of Ultracold Atoms: A New Spectroscopic Technique*, J. of Molecular Spectroscopy **195**, 194–228 (1999). [4](#)
- [87] K. M. Jones, E. Tiesinga, P. D. Lett, and P. S. Julienne, *Ultracold photoassociation spectroscopy: Long-range molecules and atomic scattering*, Rev. Mod. Phys. **78**, 483–535 (2006). [4](#)
- [88] A. N. Nikolov, J. R. Ensher, E. E. Eyler, H. Wang, W. C. Stwalley, and P. L. Gould, *Efficient Production of Ground-State Potassium Molecules at Sub-mK Temperatures*, Phys. Rev. Lett. **84**, 246 (2000). [4](#)
- [89] R. Wynar, R. S. Freeland, D. J. Han, C. Ryu, and D. J. Heinzen, *Molecules in a Bose-Einstein Condensate*, Science **287**, 1016 (2000). [4](#)
- [90] J. M. Gerton, D. Strekalov, I. Prodan, and R. G. Hulet, *Direct Observation of growth and collapse of a Bose-Einstein condensate with attractive interactions*, Nature **408**, 692 (2000). [4](#)
- [91] T. Rom, T. Best, O. Mandel, A. Widera, M. Greiner, T. W. Hänsch, and I. Bloch, *State Selective Production of Molecules in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **93**, 073002 (2004). [4](#)
- [92] T. Takekoshi, B. M. Patterson, and R. J. Knize, *Observation of Optically Trapped Cold Cesium Molecules*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5105 (1998). [5](#)
- [93] N. Vanhaecke, W. de Souza Melo, B. L. Tolra, D. Comparat, and P. Pillet, *Accumulation of Cold Cesium Molecules via Photoassociation in a Mixed Atomic and Molecular Trap*, Phys. Rev. Lett. **89**, 063001 (2002). [5](#)
- [94] G. Zinner, T. Binnewies, F. Riehle, and E. Tiemann, *Photoassociation of Cold Ca Atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2292 (2000). [5](#)
- [95] J. Léonard, M. Walhout, A. P. Mosk, T. Müller, M. Leducand, and C. Cohen-Tannoudji, *Giant Helium Dimers Produced by Photoassociation of Ultracold Metastable Atoms*, Phys. Rev. Lett. **91**, 073203 (2003). [5](#)
- [96] Y. Takasu, K. Komori, K. Honda, M. Kumakura, T. Yabuzaki, and Y. Takahashi, *Photoassociation Spectroscopy of Laser-Cooled Ytterbium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **93**, 123202 (2004). [5](#)
- [97] S. B. Nagel, P. G. Mickelson, A. D. Saenz, Y. N. Martinez, Y. C. Chen, T. C. Killian, P. Pellegrini, and R. Cote, *Photoassociative Spectroscopy at Long Range in Ultracold Strontium*, Phys. Rev. Lett. **94**, 083004 (2005). [5](#)
- [98] T. Zelevinsky, M. M. Boyd, A. D. Ludlow, T. Ido, J. Ye, R. C. o, P. Naidon, and P. S. Julienne, *Narrow Line Photoassociation in an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **96**, 203201 (2006). [5](#)
- [99] J. P. Shaffer, W. Chalupczak, and N. P. Bigelow, *Photoassociative Ionization of Heteronuclear Molecules in a Novel Two-Species Magneto-Optical Trap*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1124 (1999). [5](#)
- [100] U. Schlöder, C. Silber, T. Deuschle, and C. Zimmermann, *Saturation in heteronuclear photoassociation of  $^6\text{Li}^7\text{Li}$* , Phys. Rev. A **66**, 061403 (2002). [5](#)
- [101] D. Wang, J. Qi, M. F. Stone, O. Nikolayeva, H. Wang, B. Hattaway, S. D. Gensemer, P. L. Gould, E. E. Eyler, and W. C. Stwalley, *Photoassociative Production and Trapping of Ultracold KRb Molecules*, Phys. Rev. Lett. **93**, 243005 (2004). [5](#)
- [102] M. W. Mancini, G. D. Telles, A. R. L. Caires, V. S. Bagnato, and L. G. Marcassa, *Observation of Ultracold Ground-State Heteronuclear Molecules*, Phys. Rev. Lett. **92**, 133203 (2004). [5](#)
- [103] A. J. Kerman, J. M. Sage, S. Sainis, T. Bergeman, and D. DeMille, *Production and State-Selective Detection of Ultracold RbCs Molecules*, Phys. Rev. Lett. **92**, 153001 (2004). [5](#)
- [104] S. D. Kraft, P. Staunum, J. Lange, L. Vogel, R. Wester, and M. Weidemüller, *Formation of ultracold LiCs molecules*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **39**, 993 (2006). [5](#)
- [105] J. M. Sage, S. Sainis, T. Bergeman, and D. DeMille, *Optical Production of Ultracold Polar Molecules*, Phys. Rev. Lett. **94**, 203001 (2005). [5](#)
- [106] C. J. Myatt, E. A. Burt, R. W. Ghrist, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling*, Phys. Rev. Lett. **78**, 586 (1997). [5](#), [37](#)

- [107] I. Bloch, M. Greiner, O. Mandel, T. W. Hänsch, and T. Esslinger, *Sympathetic cooling of  $^{85}\text{Rb}$  and  $^{87}\text{Rb}$* , Phys. Rev. A **64** (2001). [5](#), [37](#)
- [108] M. Anderlini, E. Courtade, M. Cristiani, D. Cossart, D. Ciampini, C. Sias, O. Morsch, and E. Arimondo, *Sympathetic cooling and collisional properties of a Rb-Cs mixture*, Phys. Rev. A **71**, 061401 (2005). [5](#), [37](#), [136](#)
- [109] A. Batär, *Erzeugung und Charakterisierung ultrakalter Rubidium- und Ytterbiumatome – auf dem Weg zu einem gemischten Quantengas*, Dissertation, Universität Düsseldorf (2005). [5](#), [13](#), [15](#), [39](#), [42](#), [49](#), [52](#), [53](#), [69](#), [75](#), [77](#), [79](#), [82](#), [107](#), [155](#), [156](#), [157](#)
- [110] T. Kuwamoto, K. Honda, Y. Takahashi, and T. Yabuzaki, *Magneto-optical trapping of Yb atoms using an intercombination transition*, Phys. Rev. A **60** (1999). [5](#), [78](#), [82](#), [84](#)
- [111] T. Loftus, J. R. Bochinski, and T. W. Mossberg, *Simultaneous multi-isotope trapping of ytterbium*, Phys. Rev. A **63** (2001). [5](#)
- [112] R. Maruyama, R. H. Wynar, M. V. Romalis, A. Andalkar, M. D. Swallows, C. E. Pearson, and E. N. Fortson, *Investigation of sub-Doppler cooling in an ytterbium magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **68**, 011403 (2003). [5](#), [78](#), [81](#), [82](#)
- [113] C. Y. Park and T. H. Yoon, *Efficient magneto-optical trapping of Yb atoms with a violet laser diode*, Phys. Rev. A **68** (2003). [5](#)
- [114] U. D. Rapol, A. Krishna, A. Wasan, and V. Natarajan, *Laser cooling and trapping of Yb from a thermal source*, Eur. Phys. J. D **29**, 409 (2004). [5](#)
- [115] T. Loftus, J. R. Bochinski, and T. W. Mossberg, *Magnetic trapping of ytterbium and the alkaline-earth metals*, Phys. Rev. A **66** (2002). [5](#), [155](#), [156](#)
- [116] K. Enomoto, M. Kitagawa, K. Kasa, S. Tojo, and Y. Takahashi, *Determination of the s-Wave Scattering Length and the  $C_6$  van der Waals Coefficient of  $^{174}\text{Yb}$  via Photoassociation Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **98**, 203201 (2007). [5](#)
- [117] M. Kitagawa, K. Enomoto, K. Kasa, Y. Takahashi, R. Ciurylo, P. Naidon, and J. P. S., *Two-color photoassociation spectroscopy of ytterbium atoms and the precise determinations of s-wave scattering lengths*, Preprint-Archiv arXiv:0708.0752v1 (2007). [5](#), [30](#), [143](#), [155](#), [159](#)
- [118] Y. Takasu, T. Fukuhara, M. Kitagawa, and Y. Kumakura, M. an Takahashi, *Quantum-Degenerate Gases of Ytterbium Atoms*, Laser Physics **16**, 713 (2006). [5](#), [37](#)
- [119] S. G. Porsev, A. Derevianko, and E. N. Fortson, *Possibility on an optical clock using the  $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_0^o$  transition in  $^{171,173}\text{Yb}$  atoms held in an optical lattice*, Phys. Rev. A **69** (2004). [5](#), [98](#), [153](#), [156](#)
- [120] D. DeMille, *Parity Nonconservation in the  $6s^2\ ^1S_0 \rightarrow 5d6s^3\ ^3D_1$  Transition in Atomic Ytterbium*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4165 (1995). [5](#), [154](#)
- [121] J. J. Hudson, B. E. Sauer, M. R. Tarbutt, and E. A. Hinds, *Measurement of the Electron Electric Dipole Moment Using YbF Molecules*, Phys. Rev. Lett. **89**, 023003 (2002). [5](#), [154](#)
- [122] P. Meystre, *Atom Optics* (Springer-Verlag, New York, 2001). [9](#), [11](#), [21](#)
- [123] H. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer-Verlag, New York, 1999). [9](#), [11](#), [13](#), [15](#), [21](#), [32](#), [39](#), [48](#)
- [124] C. S. Adams and E. Riis, *Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Prog. Quant. Electr. **21**, 1–79 (1997). [11](#)
- [125] W.D.Phillips, *Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms*, Rendiconti S.I.F. **CXVIII**, 289 (1991). [11](#)
- [126] S. Kroboth, *Laserkühlung von Ytterbiumatomen*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart (2002). [11](#), [13](#), [39](#), [42](#), [49](#), [53](#), [78](#)
- [127] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and W. C. I., *Optical molasses*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084 (1989). [14](#), [81](#)
- [128] P.J.Ungar, D.S.Weiss, E.Riis, and S.Chu, *Optical molasses and multilevel atoms: theory*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2058 (1989). [14](#)

- [129] D.S.Weiss, E.Riis, Y.Shevy, P.J.Ungar, and S.Chu, *Optical molasses and multilevel atoms: experiment*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2072 (1989). [14](#)
- [130] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard, *Phase-space density in the Magneto-Optical Trap*, Phys. Rev. A **52**, 1423–1440 (1995). [15](#)
- [131] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould, and H. J. Metcalf, *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988). [15](#)
- [132] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989). [15](#)
- [133] A. Aspect, E. Arimonde, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, *Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity Selective Coherent Population Trapping*, Phys. Rev. Lett. **61**, 826–829 (1988). [15](#)
- [134] M. Kasevich and S. Chu, *Laser Cooling below a Photon Recoil with Three-Level Atoms*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1741 (1992). [15](#)
- [135] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987). [15](#)
- [136] C.J.Cooper, G.Hillenbrand, J.Rink, C.G.Townsend, K.Zetie, and C.J.Foot, *The Temperature of Atoms in a Magneto-optical Trap*, Europhys. Lett. **28**, 397 (1994). [15](#), [69](#)
- [137] W. H. Wing, *On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields*, Prog. Quant. Electr. **8**, 181 (1984). [17](#)
- [138] D. E. Pritchard, *Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **51**, 1336 (1983). [17](#)
- [139] M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, and W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Tightly Confining dc Magnetic Trap*, Phys. Rev. Lett. **77**, 416 (1996). [17](#)
- [140] T. Bergeman, G. Erez, and H. J. Metcalf, *Magnetostatic trapping fields for neutral atoms*, Phys. Rev. A **35**, 1535 (1987). [17](#)
- [141] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. B. Ovchinnikov, *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*, Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics **42**, 95–170 (2000). [19](#), [20](#), [23](#), [25](#), [86](#)
- [142] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Atom-photon interactions* (John Wiley & Sons, 1992). [21](#)
- [143] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1707–1720 (1985). [21](#)
- [144] T. A. Savard, K. M. O’Hara, and J. E. Thomas, *Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps*, Phys. Rev. A **56**, R1095 (1997). [25](#), [86](#)
- [145] C. Cohen-Tannoudji, *Quantum Mechanics* (Hermann, Paris, 1977). [26](#)
- [146] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics* (1. edition, Addison–Wesley, Redwood City, CA, 1985). [26](#)
- [147] F. Schwabl, *Quantenmechanik QMI* (5. Auflage, Springer–Verlag, Berlin, 1998). [26](#)
- [148] C. J. Joachain, *Quantum collision theory* (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1975). [26](#), [31](#)
- [149] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, and P. S. Julienne, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Rev. Mod. Phys. **71**, 1–85 (1999). [26](#)
- [150] K. Burnett, P. S. Julienne, P. D. Lett, E. Tiesinga, and C. J. Williams, *Quantum encounters of the cold kind*, Nature **416**, 225–232 (2002). [26](#)
- [151] B. DeMarco, J. L. Bohn, J. J. P. Burke, M. Holland, and D. S. Jin, *Measurement of p-Wave Threshold Law Using Evaporatively Cooled Fermionic Atoms*, Phys. Rev. Lett. **82**, 4208 (1999). [28](#)

- [152] E. G. M. van Kempen, S. J. J. M. F. Kokkelmans, D. J. Heinzen, and B. J. Verhaar, *Interisotope Determination of Ultracold Rubidium Interactions from Three High-Precision Experiments*, Phys. Rev. Lett. **88**, 093201 (2002). [30](#), [157](#), [159](#)
- [153] F. H. Mies, C. J. Williams, and P. S. J. und M. Krauss, *Estimating Bounds on Collisional Relaxation Rates of Spin-Polarized  $^{87}\text{Rb}$  Atoms at Ultracold Temperatures*, J. Res. Natl. Inst. Stand. Tech. **101**, 521 (1996). [32](#)
- [154] S. Hensler, J. Werner, A. Griesmaier, P. O. Schmidt, A. Görlitz, T. Pfau, S. Giovanazzi, and K. Rzazewski, *Dipolar Relaxation in an ultra-cold Gas of magnetically trapped chromium atoms*, Appl. Phys. B **77**, 765 (2003). [32](#)
- [155] W. Ketterle and J. van Druten, *Evaporative cooling of trapped atoms*, Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics **31**, 181 (1996). [32](#), [33](#), [34](#)
- [156] H. M. J. M. Boesten, A. J. Moerdijk, and B. J. Verhaar, *Dipolar decay in two recent Bose-Einstein condensation experiments*, Physical Review A **54**, R29–R32 (1996). [32](#), [70](#), [158](#)
- [157] E. A. Burt, R. W. Ghrist, C. J. Myatt, M. J. Holland, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Coherence, correlations, and collisions: What one learns about Bose-Einstein condensates from their decay*, Phys. Rev. Lett. **79**, 337–340 (1997). [33](#)
- [158] O.J.Luiten, M.W.Reynolds, and J.T.M.Walraven, *Kinetic theory of the evaporative cooling of a trapped gas*, Phys. Rev. A **53**, 381–389 (1996). [33](#)
- [159] D. W. Snoke and J. P. Wolfe, *Population dynamics of a Bose gas near saturation*, Phys. Rev. B **39**, 4030 (1989). [34](#)
- [160] C. R. Monroe, E. A. Cornell, C. A. Sackett, C. J. Myatt, and C. E. Wieman, *Measurement of Cs-Cs Elastic Scattering at  $T = 30\mu\text{K}$* , Phys. Rev. Lett. **70**, 414 (1993). [34](#), [137](#)
- [161] H. Wu and C. J. Foot, *Direct simulation of evaporative cooling*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **29**, L321 (1996). [34](#), [137](#)
- [162] M. Arndt, M. B. Dahan, D. Guéry-Odelin, M. W. Reynolds, and J. Dalibard, *Observation of a Zero-Energy Resonance in Cs-Cs Collisions*, Phys. Rev. Lett. **79**, 625 (1997). [34](#), [137](#), [138](#)
- [163] N. R. Newbury, C. J. Myatt, and C. E. Wieman, *s-wave elastic collisions between cold ground-state  $^{87}\text{Rb}$  atoms*, Phys. Rev. A **51**, R2680 (1995). [34](#), [137](#)
- [164] G. M. Kavoulakis, C. J. Pethick, and H. Smith, *Collisional relaxation in diffuse clouds of trapped bosons*, Phys. Rev. A **61**, 053603 (2000). [34](#), [137](#)
- [165] L. D. Landau and E. M. Lifschitz, *Lehrbuch der theoretischen Physik. Band III Quantenmechanik*. (Akademie Verlag, Berlin, 8. Auflage, 1988). [35](#)
- [166] K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade, and J. E. Thomas, *Scaling laws for evaporative cooling in time-dependent optical traps*, Phys. Rev. A **64**, 051403 (2001). [37](#)
- [167] D. Wineland, R. Drullinger, and F. Walls, *Radiation-Pressure Cooling of Bound Resonant Absorbers*, Phys. Rev. Lett. **40**, 1639 (1978). [37](#)
- [168] D. J. Larson, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, W. M. Itano, and D. J. Wineland, *Sympathetic Cooling of Trapped Ions: A Laser-Cooled Two-Species Nonneutral Ion Plasma*, Phys. Rev. Lett. **57**, 70 (1986). [37](#)
- [169] F. Schreck, G. Ferrari, K. L. Corwin, J. Cubizolles, L. Khaykovich, M.-O. Mewes, and C. Salomon, *Sympathetic cooling of bosonic and fermionic lithium gases towards quantum degeneracy*, Phys. Rev. A **64** (2001). [37](#)
- [170] M. Mudrich, S. Kraft, K. Singer, R. Grimm, A. Mosk, and M. Weidemüller, *Sympathetic Cooling with Two Atomic Species in an Optical Trap*, Phys. Rev. Lett. **88** (2002). [37](#), [93](#)
- [171] K. Honda, Y. Takasu, T. Kuwamoto, M. Kumakura, Y. Takahashi, and T. Yabuzaki, *Optical dipole force trapping of a fermion-boson mixture of ytterbium isotopes.*, Phys. Rev. A **66** (2002). [37](#)
- [172] M. Lewenstein, J. I. Cirac, and P. Zoller, *Master equation for sympathetic cooling of trapped particles*, Phys. Rev. A **51**, 4617 (1995). [38](#)



- [173] G. Delannoy, S. G. Murdoch, V. Boyer, V. Josse, P. Bouyer, and A. Aspect, *Understanding the production of dual Bose-Einstein condensation with sympathetic cooling*, Phys. Rev. A **63**, 051602 (2001). [38](#), [126](#), [127](#)
- [174] B. Kaltenhäuser, *Creation of ultra cold rubidium atoms for sympathetic cooling of ytterbium*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart (2003). [39](#), [69](#)
- [175] N. Nemitz, *Setup of a stable high-resolution laser system*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart (2004). [39](#), [46](#)
- [176] F. Ünlü, *Sympathetic Cooling of Ytterbium with Rubidium*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart (2004). [39](#)
- [177] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, and T. W. Hänsch, *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*, Opt. Comm. **117**, 541 (1995). [42](#), [49](#)
- [178] K. Deilamian, J. D. Gialspy, and D. E. Kelleher, *Isotope shifts and hyperfine splittings of the 398.89-nm Yb I line*, J. Opt. Soc. Am. B **10**, 789 (1993). [44](#)
- [179] W. A. van Wijngaarden and J. Li, *Measurements of isotopic shifts and hyperfine splittings of ytterbium by means of acousto-optic modulation*, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 2163 (1994). [47](#)
- [180] T. W. Hänsch and B. Couillaud, *Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity*, Opt. Comm. **35**, 441–444 (1980). [46](#)
- [181] W. Demtröder, *Laserspektroskopie* (Springer Verlag, Berlin, 1993). [49](#)
- [182] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (John Wiley & Sons, 1991). [54](#)
- [183] S. Kunze, S. Dürr, K. Dieckmann, M. Elbs, U. Ernst, A. Hardell, S. Wolf, and G. Rempe, *Standing wave diffraction with a beam of slow atoms*, J. of Mod. Opt. **44**, 1863–1881 (1997). [65](#)
- [184] P. O. Schmidt, *Scattering properties of ultra-cold chromium atoms*, Dissertation, Universität Stuttgart (2003). [67](#), [137](#), [139](#), [159](#)
- [185] J. Werner, *Observation of Feshbach resonances in an ultracold gas of  $^{52}\text{Cr}$* , Dissertation, Universität Stuttgart (2006). [67](#)
- [186] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell, *Behavior of atoms in a compressed magneto-optical trap*, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1332 (1994). [70](#)
- [187] W. Ketterle, D. Durfee, and D. Stamper-Kurn, *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*, in *Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi*, edited by M. Inguscio, S. Stringari, and C. Wieman, p. 67 (IOS Press, 1999). [71](#)
- [188] K. Dieckmann, *Bose-Einstein Condensation with High Atom Number in a Deep Magnetic Trap*, Dissertation, FOM-Instituut voor Atoom- en Molecuulfysica (AMOLF) Amsterdam (2001). [73](#)
- [189] H. Nyquist, *Certain Topics in Telegraph Transmission Theory*, Trans. Amer. Inst. Elect. Eng. **47**, 617–644 (1928), nachdruck in: Proc. IEEE, Vol. 90, No. 2, (Feb. 2002). [73](#)
- [190] C. E. Shannon, *Communication in the Presence of Noise*, Proc. IRE **37** (1949), nachdruck in: Proc. IEEE, Vol. 86, No. 2, (Feb. 1998). [73](#)
- [191] H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kutawa-Gonokami, *Magneto-Optical Trapping and Cooling of Strontium Atoms down to the Photon Recoil Temperature*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1116 (1999). [78](#)
- [192] T. K. an K. Zeiske, F. Riehle, and J. Helmcke, *High-resolution spectroscopy with laser-cooled and trapped calcium atoms*, Appl. Phys. B **59**, 89 (1994). [81](#)
- [193] X. Xu, T. H. Loftus, M. J. Smith, J. L. Hall, A. Gallagher, and J. Ye, *Dynamics in a two-level atom magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **66**, 011401 (2002). [81](#)
- [194] C. Höhl, *Persönliche Mitteilung*. [87](#)
- [195] C. Höhl, *Aufbau und Charakterisierung einer optischen Falle für ein gemischtes Quantengas*, Diplomarbeit, Universität Düsseldorf (2007). [87](#), [88](#), [125](#), [150](#), [152](#)
- [196] H. Engler, T. Weber, M. Mudrich, R. Grimm, and M. Weidemüller, *Very long storage times and evaporative cooling of cesium atoms in a quasi-electrostatic trap*, Phys. Rev. A **62**, 031402 (2000). [90](#)

- [197] Ultracold Atoms and Quantum Gases Group, Innsbruck, <http://www.uibk.ac.at/exphys/ultracold/>. 93
- [198] R. Onofrio and C. Presilla, *Reaching Fermi degeneracy in two-species optical diople traps*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002). 95
- [199] R. Onofrio and C. Presilla, *Ultracold atomic Fermi-Bose mixtures in bichromatic optical dipole traps: A novel route to study fermion superfluidity*, Journal Of Statistical Physics **115**, 57–89 (2004). 95
- [200] *NIST Atomic Spectra Database*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>. 97, 99, 100, 156
- [201] *NIST Engineering Metrology Toolbox*, <http://emtoolbox.nist.gov/Main/Main.asp>. 99, 156
- [202] S. G. Porsev and A. Derevianko, *Hyperfine Quenching of the metastable  $^3P_{0,2}$  states in divalent atoms*, Phys. Rev. A **69** (2004). 98, 100
- [203] J. Migdalek and W. E. Baylis, *Relativistic transition probabilities and low-lying levels in ytterbium*, Phys. Rev. B **24** (1991). 100
- [204] W. C. Martin and W. L. Wiese, *Atomic Spectroscopy: An Introduction*, National Institute of Standards and Technology, <http://sed.nist.gov/Pubs/AtSpec/total.html>, ursprünglich publiziert als Kapitel 10 in: Atomic, Molecular, and Optical Physics Handbook, G.W.F. Drake, Ed. (AIP Press, Woodbury, NY, 1996). 98, 100
- [205] D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, Los Alamos National Laboratory, <http://george.ph.utexas.edu/~dsteck/alkalidata/rubidium87numbers.pdf> (2003). 107, 158
- [206] S. Hensler, A. Griesmaier, J. Werner, A. Görlitz, and T. Pfau, *A two species trap for chromium and rubidium atoms*, J. of Mod. Opt. **51**, 1807 (2004). 107
- [207] P. W. H. Pinkse, A. Mosk, M. Weidemüller, M. W. Reynolds, T. W. Hijmans, and J. T. M. Walraven, *Adiabatically Changing the Phase-Space Density of a Trapped Bose Gas*, Phys. Rev. Lett. **78**, 990 (1997). 116
- [208] A. Mosk, S. Kraft, M. Mudrich, K. Singer, W. Wohlleben, R. Grimm, and M. Weidemüller, *Mixture of ultracold lithium and cesium atoms in an optical dipole trap*, Appl. Phys. B **73**, 791 (2001). 126, 127, 137
- [209] P. S. Julienne and M. H. M. van der Lugt, *Collisions of ultracold trapped atoms*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2257 (1989). 136
- [210] G. Ferrari, M. Inguscio, W. Jastrzebski, G. Modugno, G. Roati, and A. Simoni, *Collisional properties of ultracold K-Rb mixtures.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 053202 (2002). 137, 143
- [211] M. Anderlini and D. Guéry-Odelin, *Thermalization in mixtures of ultracold gases*, Phys. Rev. A **73**, 032706 (2006). 138, 140
- [212] C. Boisseau, E. Audouard, J. Vigué, and V. V. Flambaum, *Analytical correction to the WKB quantization condition for the highest levels in a molecular potential*, Eur. Phys. J. D **12**, 199–209 (2000). 143, 144
- [213] V. V. Flambaum, G. F. Gribakin, and C. Harabati, *Analytical calculation of cold-atom scattering*, Phys. Rev. A **59**, 1998 (1999). 143
- [214] C. K. Law, H. Pu, N. P. Bigelow, and J. H. Eberly, *„Stability Signature“ in Two-Species Dilute Bose-Einstein Condensates*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997). 144
- [215] K. Mølmer, *Bose Condensates and Fermi Gases at Zero Temperature.*, Phys. Rev. Lett. **80** (1998). 145
- [216] B. Frölich, T. Lahaye, B. Kaltenhäuser, H. Kübler, S. Müller, T. Koch, M. Fattori, and T. Pfau, *Two-frequency acousto-optic modulator driver to improve the beam pointing stability during intensity ramps*, Rev. Sci. Inst. **78**, 043101 (2007). 148
- [217] A. P. Chikkatur, A. Görlitz, D. M. Stamper-Kurn, S. Inouye, S. Gupta, and W. Ketterle, *Suppression and Enhancement of Impurity Scattering in a Bose-Einstein Condensate*, Phys. Rev. Lett. **85**, 483 (2000). 151



- [218] H. Pu and N. P. Bigelow, *Properties of Two-Species Bose Condensates*, Phys. Rev. Lett. **80**, 1130 (1998). [151](#)
- [219] C. J. Pethick and H. Smith, *Bose-Einstein-Condensation in Dilute Gases* (Cambridge University Press, 2002). [151](#)
- [220] M. Lewenstein, L. Santos, M. A. Baranov, and H. Fehrmann, *Atomic Bose-Fermi Mixtures in an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **92**, 050401 (2004). [152](#)
- [221] R. Roth and K. Burnett, *Quantum phases of atomic boson-fermion mixtures in optical lattices*, Phys. Rev. Lett. **69**, 021601 (2004). [152](#)
- [222] F. Illuminati and A. Albus, *High-Temperature Atomic Superfluidity in Lattice Bose-Fermi Mixtures*, Phys. Rev. Lett. **93**, 090406 (2004). [152](#)
- [223] B. Damski, L. Santos, E. Tiemann, M. Lewenstein, S. Kotochigova, P. Julienne, and P. Zoller, *Creation of a Dipolar Superfluid in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003). [152](#)
- [224] M. G. Moore and H. R. Sadeghpour, *Controlling two-species Mott-insulator phases in an optical lattice to form an array of dipolar molecules*, Phys. Rev. A **67** (2003). [152](#)
- [225] A. Vardi, D. Abrashkevich, E. Frishman, and M. Shapiro, *Theory of radiative recombination with strong laser pulses and the formation of ultracold molecules via stimulated photorecombination of cold atoms*, J. Chem. Phys. **107** (1997). [152](#)
- [226] E. Luc-Koenig, R. Kosloff, F. Masnou-Seeuws, and M. Vatasescu, *Photoassociation of cold atoms with chirped laser pulses: time-dependent calculations and analysis of the adiabatic transfer within a two-state model*, Phys. Rev. A **70** (2004). [152](#)
- [227] C. P. Koch, J. P. Palao, R. Kosloff, and F. Masnou-Seeuws, *Stabilization of ultracold molecules using optimal control theory*, Phys. Rev. A **70** (2004). [152](#)
- [228] J. Doyle, B. Friedrich, R. V. Krems, and F. Masnou-Seeuws, *Quo vadis, cold molecules?*, Eur. Phys. J. D **31**, 149 (2004). [152](#)
- [229] S. Giovanazzi, A. Görlitz, and T. Pfau, *Tuning the dipolar interaction in quantum gases*, Phys. Rev. Lett. **89**, 130401 (2002). [152](#)
- [230] K. Góral, K. Rzążewski, and T. Pfau, *Bose-Einstein condensation with magnetic dipole-dipole forces*, Phys. Rev. A **61**, 051601 (2000). [152](#)
- [231] K. Góral, L. Santos, and M. Lewenstein, *Quantum Phases of Dipolar Bosons in Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **88**, 170406 (2002). [152](#)
- [232] S. Yi, L. You, and H. Pu, *Quantum Phases of Dipolar Spinor Condensates*, Phys. Rev. Lett. **93**, 040403 (2004). [152](#)
- [233] L. Santos, G. V. Shlyapnikov, and M. Lewenstein, *Roton-Maxon Spectrum and Stability of Trapped Dipolar Bose-Einstein Condensates*, Phys. Rev. Lett. **90**, 250403 (2003). [152](#)
- [234] M. A. Baranov, L. Dobrek, and M. Lewenstein, *Superfluidity of trapped dipolar Fermi gases*, Phys. Rev. Lett. **92**, 250403 (2004). [152](#)
- [235] T. Fleig, *Persönliche Mitteilung*. [152](#)
- [236] C. W. Hoyt, Z. W. Barber, C. W. Oates, T. M. Fortier, S. A. Diddams, and L. Hollberg, *Observation and Absolute Frequency Measurements of the  $^1S_0 - ^3P_0$  Optical Clock Transition in Neutral Ytterbium*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005). [153](#)
- [237] T. Hong, C. Cramer, E. Cook, W. Nagourney, and E. N. Fortson, *Observation of the  $^1S_0 - ^3P_0$  transition in atomic ytterbium for optical clocks and qubit arrays*, Opt. Lett. **30** (2005). [153](#)
- [238] Z. W. Barber, C. W. Hoyt, C. W. Oates, L. Hollberg, A. V. Taichenachev, and V. I. Yudin, *Direct Excitation of the Forbidden Clock Transition in Neutral  $^{174}\text{Yb}$  Atoms Confined to an Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006). [153](#)
- [239] J. E. Stalnaker, D. Budker, D. P. DeMille, S. J. Freedman, and V. V. Yashchuk, *Measurement of the forbidden  $6s^2\ ^1S_0 \rightarrow 5d6s\ ^3D_1$  magnetic-dipole transition amplitude in atomic ytterbium*, Phys. Rev. A **66** (2002). [154](#)

- [240] J. E. Stalnaker, D. Budker, S. J. Freedman, J. S. Guzman, S. M. Rochester, and V. V. Yashchuk, *Dynamik Stark effect and forbidden-transition spectral line shapes*, Phys. Rev. A **73** (2006). [154](#)
- [241] E. N. Fortson, P. Sandars, and S. Barr, *The Search for a Permanent Electric Dipole Moment*, Phys. Today **56**, 33 (2003). [154](#)
- [242] D. DeMille, F. Bay, S. Bickman, D. Kawall, J. D. Krause, S. E. Maxwell, and L. R. Hunter, *Investigation of PbO as a system for measuring the electric dipole moment of the electron.*, Phys. Rev. A **61** (2000). [154](#)
- [243] E. A. Hinds, *Testing Time Reversal Symmetry Using Molecules*, Physica Scripta **T70**, 34 (1997). [154](#)
- [244] B. E. Sauer, H. T. Ashworth, J. J. Hudson, M. R. Tarbutt, and E. A. Hinds, *Probing the Electron EDM with Cold Molecules*, in *Proceedings of the XX International Conference on Atomic Physics* (AIP Conference Proceedings No. 869, Melville, NY, 2006), siehe auch Preprint-Archiv arXiv:physics/0611155 v1. [154](#)
- [245] D. R. Lide, *Handbook of Chemistry and Physics* (CRC Press, 2001), 82nd edn. [155](#), [156](#), [157](#), [158](#)
- [246] K. Honda, Y. Takahashi, T. Kuwamoto, M. Fujimoto, and K. Toyoda, *Magneto-optical trapping of Yb atoms and a limit on the branching ratio of the  $^1P_1$  state.*, Phys. Rev. A **59** (1998). [155](#)
- [247] T. Loftus, J. R. Bochinski, R. Shivitz, and T. W. Mossberg, *Power-dependent loss from an ytterbium magneto-optic trap*, Phys. Rev. A **61** (2000). [156](#)
- [248] A. Derevianko, W. R. Johnson, M. S. Safronova, and J. F. Babb, *High-Precision Calculations of Dispersion Coefficients, Static Dipole Polarizabilities, and Atom-Wall Interaction Constants for Alkali-Metal Atoms*, Phys. Rev. Lett. **82**, 3589 (1999). [159](#)
- [249] J. Roberts, N. Claussen, J. Burke, C. Greene, E. Cornell, and C. Wieman, *Resonant Magnetic Field Control of Elastic Scattering in Cold  $^{85}\text{Rb}$* , Phys. Rev. Lett. **81**, 5109 (1998). [159](#)
- [250] A. Derevianko, J. F. Babb, and A. Dalgamo, *High-precision calculations of van der Waals coefficients for heteronuclear alkali-metal dimers*, Phys. Rev. A **63**, 052704 (2001). [159](#)

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die mich während meiner Promotionszeit in den letzten Jahren unterstützt haben und die zum Gelingen dieser Doktorarbeit beigetragen haben.

Insbesondere möchte ich mich bei Axel Görlitz bedanken, der mir die Möglichkeit gegeben hat, in seiner jungen dynamischen Arbeitsgruppe promovieren zu dürfen. Ich schätze vor allem seine unkomplizierte Art, seine stets offene Tür und die Bereitschaft, jederzeit mit großem Einsatz im Labor mitzuarbeiten und für fachliche Diskussionen und Ratschläge zur Verfügung zu stehen. Seine Begeisterungsfähigkeit und sein Biss gegenüber Problemen aller Art boten mir immer wieder neue Motivation und Unterstützung, wenn es im Labor mal nicht so recht klappen wollte. Darüber hinaus danke ich ihm für die Übernahme des Hauptberichtes und für die Möglichkeit, diese Arbeit in Stuttgart bei meiner Familie zusammenschreiben zu dürfen.

Prof. Schiller danke ich für die Aufnahme am Institut für Experimentalphysik an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf und für die Übernahme des Mitberichtes, insbesondere für die zügige Fertigstellung des Gutachtens.

Ich danke Tilman Pfau für die schöne und lehrreiche Zeit am 5. Physikalischen Institut der Universität Stuttgart, die ich während meiner Diplomarbeit und meines ersten Jahres der Promotion dort erleben durfte. Vor allem die freundliche und offene Institutsatmosphäre werden mir in guter Erinnerung bleiben – und natürlich seine Personalauswahl bei der Neubesetzung des Institutssekretariats, die mein Privatleben in entscheidender Weise verändern sollte. Danke auch für das zur Verfügung gestellte Büro für die Zeit des Zusammenschreibens.

Ich möchte mich insbesondere bei meinen Kollegen bedanken, die gemeinsam mir an der Apparatur gearbeitet und oft auch gekämpft haben, und ohne deren Einsatz diese Promotionsarbeit nicht möglich gewesen wäre. Ich danke

- Alexander Batär, dem Erst-Doktoranden an diesem Experiment, bei dem ich als Diplomand das Geschäft mit den ultrakalten Atomen und die Laborarbeit von Grund auf gelernt habe, und der mir großes Fachwissen vermittelt hat. Ich danke ihm für das gute gemeinsame Arbeitsklima und auch für zahlreiche nicht-physikalische Gespräche und Aktivitäten außerhalb des Labors. Und dafür, dass er maßgeblich den Umzug der Apparatur von Stuttgart nach Düsseldorf organisiert hat und in Düsseldorf noch die erste Zeit beim Wiederaufbau mitgearbeitet hat.

- Nils Nemitz, dem Meister der Elektronik, Herr sämtlicher Computer und Laborsoftware und Dompteur des Farbstofflasers, ohne den ich hoffnungslos verloren gewesen wäre. Nils konnte für alles eine Schaltung bauen, jeden Wunsch in der Ansteuerung der Kameras und bei der Auswertung der Daten erfüllen und bewies unglaublich viel Geduld mit dem Farbstofflaser. Ohne ihn gäbe es wohl heute noch keine Strahlstabilisierung und keine grüne MOT.
- Florian Baumer, der mit endloser Geduld die MOTs und die BIODT-Strahlüberlagerung mit mir justierte. Ich danke ihm für den großen Einsatz an den Diodenlasersystemen und bei der Aufnahme und Analyse der Messdaten sowie für die immer aktuellsten Neuigkeiten vom Club und aus der Bundesliga, die mich fast wieder zum Fußballinteressierten machten. Herzlichen Dank auch für die regelmäßigen Übernachtungsmöglichkeiten bei meinen Besuchen in Düsseldorf in der Endphase der Promotion.
- Claudia Höhl, unserer ersten Diplomandin in Düsseldorf, die mich tatkräftig bei der Durchführung der Messungen unterstützte und die in meiner Schlussphase wichtige Beiträge bei der Entwicklung von Strategien zum Erreichen tieferer Temperaturen leistete. Und ich danke ihr für ihre Geduld und ihr Durchhaltevermögen, wenn es mit dem Experiment und mit der Betreuung manchmal etwas schwierig bei mir war.
- Ralf Stephan, unserem Techniker und sprichwörtlichem Mädchen für alles. Laborinfrastruktur, Mechanik, Elektronik, Vakuum, Laserdioden, Spiegelbeschichtungen, Praktikantenbetreuung, und und und – es gibt nichts was Ralf nicht kann, und was er nicht prompt und gewissenhaft bearbeitete. Ich schätze ihn als große Unterstützung und wertvolle Hilfe in allen Bereichen des Laboralltags und danke ihm für viele gute Ideen und Ratschläge.
- Herrn Kußmaul, Ralfs Vorgänger, der uns beim „Einzug“ an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf die nötige Orientierung in neuer Umgebung gab und der uns beim Vorbereiten und Einrichten der Laborräumlichkeiten und beim Wiederaufbau der Apparatur tatkräftig unterstützte.

Darüberhinaus danke ich allen anderen Diplomanden, Doktoranden und Mitarbeitern des Instituts für Experimentalphysik, die stets ein offenes Ohr für fachliche Probleme aller Art hatten, bereitwillig Geräte und Optikkomponenten verliehen und die auch immer Zeit für ein privates Schwätzchen hatten und für eine gute Stimmung am Institut sorgten. Namentlich erwähnen möchte ich Christian Eisele, Ulf Bressel, Piergiorgio Antonini, Heiner Daerr, David Offenberg, Bernhard Roth, Ingo Ersting, Andreas Wicht und Alexander Nevsky.

Dasselbe gilt in Bezug auf das Stuttgarter Institut für alle Mitstreiter aus den benachbarten Rubidium- und Chromlaboren, insbesondere Axel Grabowski, Robert Löw, Jürgen Schoser, Rolf Heidemann, Axel Griesmaier, Jürgen Stuhler, Jörg Werner, Piet Schmidt, Rudi Gati, Ulrich Raitzsch und Bernd Kaltenhäuser. Großer Dank geht auch an die Institutsassistentin Karin Otter und ihre Nachfolgerin Sylvia Tassy, die uns von vielen

Formalitäten entlasteten. Besonders Karin Otter sorgte darüber hinaus mit zahlreichen Aktionen zur Öffentlichkeitsarbeit immer wieder für Abwechslung am Institut.

Großer Dank gebührt den elektronischen und mechanischen Werkstätten für die stets gute Beratung und für zahllose Sonderanfertigungen, ohne die das Experiment nicht möglich gewesen wäre. Stellvertretend seien die „Institutselektroniker“ Rita und Peter und die „Institutsmechaniker“ Jens Bremer und Herr Hoffmann vom Institut für Experimentalphysik, Herr Wyczisk aus der Zentralwerkstatt Physik in Düsseldorf sowie Herr Dietrich, Herr Neuwirth und Herr Kamella aus der Werkstatt der physikalischen Institute in Stuttgart genannt. An dieser Stelle möchte ich auch Herrn Piper von der Transportabteilung der HHU Düsseldorf erwähnen, der für einen reibungslosen und sicheren Transport der Apparatur von Stuttgart nach Düsseldorf sorgte.

Prof. Schumacher und Barbara Nolte danke ich für die freundliche und gute Zusammenarbeit im physikalischen Grundpraktikum an der HHU Düsseldorf.

Für das Korrekturlesen dieser Arbeit bedanke ich mich bei Nils, Florian und Sylvia.

Zu erwähnen ist ferner eine Person, deren Engagement ich meine erste Begegnung mit dem Fachgebiet entarteter Quantengase verdanke: Monsieur Hironde, der Leiter der option physique an der Ecole Centrale Paris, an der ich einen Auslandsaufenthalt absolvierte, und dem es gelang, Claude Cohen-Tannoudji für einen Kolloquiumsvortrag zu gewinnen. In seinem begeisternden Vortrag über die Methoden der Laserkühlung und über das Phänomen der Bose-Einstein-Kondensation wurde damals mein Interesse für die Physik ultrakalter Atome geweckt.

Ich danke außerdem allen Freunden für die schöne Zeit außerhalb des Labors und für viele gemeinsame Aktivitäten des normalen Lebens ohne Physik, allen voran Susi, Peter, Marten und insbesondere Ronny, den sein beruflicher Werdegang ebenfalls nach Düsseldorf geführt hat. Er sorgte für ein wenig schwäbisches Heimatgefühl am Rhein, war immer für gemeinsame Wander-, Rad- und Eisenbahnausflüge in die Umgebung zu haben und bot mir darüber hinaus zuverlässig Nachtquartier bei meinen Arbeitsbesuchen in Düsseldorf während der Schreibphase am Ende der Promotionszeit.

Besonders danken möchte ich schließlich meinen Eltern, die auf meinem bisherigen Lebensweg in allem was ich tat und in allen Entscheidungen hinter mir standen und mich in jeglicher Hinsicht unterstützt haben.

Mein größter Dank gilt meiner Frau Sylvia, die ich durch diese Doktorarbeit am Institut in Stuttgart kennengelernt habe. Ich danke Dir für die gemeinsame Freude in schönen Momenten wie für die Unterstützung und Aufmunterungen in schwierigen Zeiten, und ganz besonders für das Durchhalten der knapp drei Jahre Fernbeziehung zwischen Stuttgart und Düsseldorf nach dem Umzug des Labors. Seit wenigen Monaten dürfen wir uns über unser Töchterlein Linnea freuen, die die Zeit für das Zusammenschreiben dieser Arbeit vielleicht ein wenig verlängert, aber unglaublich verschönert und bereichert hat – auch Dir, Linnea, ein dickes Danke dafür, dass Du mich jeden Tag zum Lachen, Strahlen und Staunen bringst.