

# Aufbau einer optischen Dipolfalle zur Speicherung atomarer Bosegemische

von

Lars Steffens

## Diplomarbeit in Physik

angefertigt im

Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

Bonn

im Juli 2007

Referent: Prof. Dr. D. Meschede

Korreferent: Prof. Dr. M. Weitz



Meinen Eltern gewidmet

Ich weiß, dass ich nichts weiß.  
(Sokrates)

Es gibt zwei Dinge die unendlich sind,  
das Universum und die menschliche Dummheit.  
Aber beim Universum bin  
ich mir noch nicht sicher.  
(A. Einstein)

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Ultrakalte Bosegase</b>	<b>3</b>
2.1. Bosestatistik . . . . .	3
2.2. Stöße in ultrakalten Quantengasen . . . . .	7
2.3. Eigenschaften der verwendeten Atomspezies . . . . .	9
<b>3. Aufbau des Experimentes</b>	<b>11</b>
3.1. Magneto-Optische Fallen . . . . .	12
3.2. Magnetfalle . . . . .	12
3.3. Kühlverfahren . . . . .	16
3.4. Abbildungssystem . . . . .	17
<b>4. Die optische Dipolfalle</b>	<b>21</b>
4.1. Die optische Dipolkraft . . . . .	22
4.2. Die Intensitätsverteilung eines Laserstrahls . . . . .	29
4.3. Der Aufbau der Dipolfalle . . . . .	33
4.4. Simulation der Intensitätsverteilung . . . . .	41
4.5. Die Eigenschaften der Falle . . . . .	47
<b>5. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>59</b>
<b>A. Elementeigenschaften</b>	<b>61</b>
<b>B. Ramanübergänge</b>	<b>65</b>
<b>C. Charakterisierung eines Nd:YAG-Lasers</b>	<b>71</b>



# Kapitel 1.

## Einleitung

Bedeutung erlangten atomaren Bosegase durch die 1995 erstmalig realisierte Bose-Einstein-Kondensation [AND95, DAV95]. Mit dem Bose-Einstein-Kondensat (BEC)<sup>1</sup> hat man einen makroskopischen Quantenzustand vorliegen, an dem diverse Effekte wie Materiewelleninterferenz oder quantisierte Wirbel beobachtet werden konnten [AND97, ABO01].

Daneben hat sich herausgestellt, dass Bosegase die Möglichkeit bieten, komplexere Systeme zu modellieren, beispielsweise Szenarien aus der Festkörperphysik. Die zur Erzeugung der ultrakalten Bosegase entwickelten Techniken erlauben eine hochgradige Kontrolle der wenigen Systemparameter. Durch diese Flexibilität lassen sich spezifische Eigenschaften detailliert modellieren und untersuchen. [GRE02]

Zu einer wesentlichen Komponente der Systemflexibilität ist ein bei der Stoßwechselwirkung auftretender Effekt geworden, die sogenannten magnetischen Feshbachresonanzen [LEO00]. Über diesen Effekt wird es möglich, die Wechselwirkungsstärke der einzelnen Atome gezielt über mehrere Größenordnungen zu variieren und sogar das Wechselwirkungsvorzeichen abzuändern.

Neben Experimenten mit einkomponentigen Bosegasen haben die Untersuchungen ultrakalter Gemischen an Bedeutung gewonnen. Einerseits kann an Ihnen die atomare Wechselwirkung im Bereich kleiner Energien studiert werden. [HAA07B] Zudem wird hierüber der Zugang zur Erzeugung und Untersuchung ultrakalter Moleküle möglich [LEO00].

Optische Dipolfallen stellen ein verbreitetes Werkzeug der Untersuchung atomarer Bosegase dar [GRI00, SCH02]. Erstens bieten sie eine vielseitige Palette an erzeugbaren Potentialformen - von Einstrahlfallen bis hin zu optischen Gittern in zwei bis hinunter zu null Dimensionen, die zudem eine gezielte Manipulation des gespeicherten Systems ermöglichen [MIR06]. Im Gegensatz zu magnetfeldbasierten Fallen bieten sie die Möglichkeit, alle Grundzustände der Atome zu fangen. Für Atomgemische bieten sie zudem die Möglichkeit, verschiedene Potentiale für die unterschiedlichen Gemischkomponenten durch das unterschiedliche Wellenlängenverhalten der Polarisierbarkeiten zu generieren.

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des Bonner Experiment zur Untersuchung von <sup>87</sup>Rb-<sup>133</sup>Cs-Gemischen erstellt. Bisheriger Schwerpunkt des Experimentes war die Untersuchung der Rb-Cs-Wechselwirkung anhand sympathetischer Kühlmessungen in einer QUIC-Falle [HAA07A]. Das hier vorliegende Experiment zielt, im Gegensatz zu den

---

<sup>1</sup> Engl.: Bose-Einstein-Condensate

bisher durchgeführten Gemischexperimenten, auch darauf ab, Gemische mit asymmetrischen Atomzahlen zu untersuchen. Dies ermöglicht die gezielte Untersuchung einfacher dotierter Systeme.

Für diese und eventuell weitere zukünftige Fragestellungen soll für das Experiment der Mechanismus der Feshbachresonanzen nutzbar gemacht werden, um die Rb-Cs-Wechselwirkungsstärke kontrollierbar einstellen zu können. Zu den Feshbachresonanzen der Rb-Cs-Wechselwirkung liegen bislang keine Veröffentlichungen vor. Daher besteht das aktuelle Ziel des Experimentes darin, die die Stoßwechselwirkung auf magnetische Feshbachresonanzen hin zu untersuchen. In der vorhandenen QUIC-Falle ist die hierzu notwendige freie Verfügbarkeit eines Magnetfeldes nicht erfüllbar.

Deshalb benötigt das Experiment hierfür eine neue, magnetfeldunabhängige und vom Potential her einfache Falle, die die Atome lange Zeit bei niedriger Temperatur speichern kann und in der ein guter thermischen Kontakt der beiden Spezies vorliegt.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Konstruktion einer die oben genannten Anforderungen erfüllenden Dipolfalle. Als Grundlage hierfür werden die Polarisierbarkeiten von Rubidium und Cäsium, die für die optische Dipolkraft verantwortlich sind, analysiert und verglichen. Zudem benötigt die Dipolfalle ein optisches System, das die zum Fangen der Atome notwendige Intensitätsverteilung herzustellen vermag. Um zu gewährleisten, dass die Fallenoptik in der Lage ist ein Potential in der gewünschten Qualität herzustellen, wird das optische Fallensystem mit Analysemethoden des optischen Designs simuliert und optimiert. [SHA97] Anhand des so simulierten Fallenstrahls werden die zu erwartenden Fallenparameter abgeschätzt.

## Kapitel 2.

# Ultrakalte Bosegase

Ultrakalte Bosegase, also Ensembles von neutralen bosonischen<sup>1</sup> Atomen bei Temperaturen unterhalb von mehreren  $\mu\text{K}$ , sind ein Forschungsgegenstand, dessen Bedeutung in seiner Vielseitigkeit in Bezug auf die Untersuchung quantenmechanischer Effekte basiert.

Um Bosegase zu untersuchen müssen sie in einer Falle gespeichert werden. Diese Falle gibt das Potential und damit die äußeren Bedingungen vor. Durch die Vielzahl der entwickelten Fallentypen stehen mannigfaltige Untersuchungsszenarien zur Verfügung.

Das Temperaturverhalten der Bosegase ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Für hohe Temperaturen zeigen die Atome Teilchenverhalten, und der Abstand der Atome ist größer als ihre Ausdehnung. Je niedriger die Temperatur wird, desto größer wird die de-Broglie-Wellenlänge und damit auch die Ausdehnung der atomaren Wellenpakete. Unterhalb einer kritischen Temperatur  $T_c$  überlappen die einzelnen Wellenpakete und durch die »Neigung« von Bosonen, sich in einem Zustand zu kumulieren, wird der Grundzustand des Systems makroskopisch besetzt. Diesen Vorgang nennt man Bose-Einstein-Kondensation, den Zustand selber bezeichnet man als Bose-Einstein-Kondensat (BEC)<sup>2</sup>. Für verschwindende Temperatur liegt ein reines BEC vor. [PET02]

Das Ensembleverhalten wird beeinflusst durch die Wechselwirkung der Atome, vermittelt durch Stöße. Die Wechselwirkung wird maßgeblich durch den inneren Zustand der Atome bestimmt, der durch den Spinzustand und das damit verbundene magnetische Moment gegeben ist. Mit den magnetischen Feshbachresonanzen steht ein Mechanismus zur Verfügung, die Wechselwirkungsstärke gezielt zu beeinflussen.

Ein weiterer Freiheitsgrad kommt hinzu durch die Mischung mehrere Atomspezies. Das vorliegende Experiment beschäftigt sich mit der Untersuchung von  $^{87}\text{Rb}$ - $^{133}\text{Cs}$ -Gemischen. Besonderheit des Experimentes ist die Imbalance in den vorliegenden Atomzahlen. Ein großes Rubidium-Ensemble steht hierbei in Wechselwirkung mit einem kleineren Cäsium-Ensemble.

### 2.1. Bosestatistik

Physikalische Systeme, die aus vielen Objekten bestehen, lassen im Allgemeinen keine Aussagen über die einzelnen Objekte zu, sondern sind nur über Wahrscheinlichkeits-

---

<sup>1</sup> Das heißt Atome mit geradzahligem F.

<sup>2</sup> Engl.: Bose-Einstein-condensate

verteilungen beschreibbar. Die Größen, mit denen diese Wahrscheinlichkeitsverteilungen charakterisiert werden, beschreiben dann das makroskopische Verhalten des Systems. Die Statistik des Systems geht im Allgemeinen davon aus, dass sich das System in einem Gleichgewichtszustand befindet, das heißt, dass die interne Dynamik des Systems nicht zu einer Veränderung des äußeren Verhaltens führt. Das Ensembleverhalten von Bosonen wird durch die Bose-Einstein-Statistik charakterisiert [BOS25, EIN25]. Die ensembleinternen Wechselwirkungsmechanismen - bei den atomaren Bosegasen sind dies Stöße - führen dazu, dass sich die Atome in den unterschiedlichen Gesamtenergiezuständen des Systems nach einer charakteristischen Verteilung ansammeln.

In einem nichtwechselwirkenden Bosegas hängt die mittlere Besetzungswahrscheinlichkeit eines Einteilchenzustandes der Energie  $\epsilon$  von der mittleren Energie des Ensembles und der Teilchenzahl ab, und ist durch

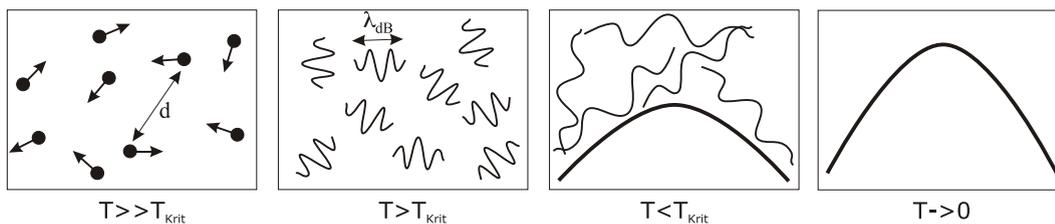
$$f_{\text{Bose}}(\epsilon) = \frac{1}{e^{\frac{(\epsilon-\mu)}{k_B T}} - 1} \quad (2.1)$$

gegeben, mit dem chemischen Potential  $\mu$  und der Boltzmannkonstante  $k_B$ . Die Temperatur  $T$  und das chemische Potential werden über die mittlere Energie bzw. die Teilchenzahl bestimmt. Der in (2.1) auftauchende Term  $z = e^{\frac{\mu}{k_B T}}$  wird als Fugazität bezeichnet.

Für gegenüber allen Zuständen kleines chemische Potential  $\mu$  geht die Boseverteilung in die Verteilung klassische Gase, die Boltzmannverteilung, über

$$f_{\text{Boltz}}(\epsilon) = e^{-\frac{(\epsilon-\mu)}{k_B T}} \quad (2.2)$$

Wesentliche Grundlage ultrakalten Bosegase ist der Übergang von klassischem zu quantenmechanischem Verhalten, der unter anderem dadurch charakterisiert wird, dass die de-Broglie Wellenlänge  $\lambda_{\text{dB}}$  der Teilchen bei niedrigeren Temperaturen größer wird.



**Abbildung 2.1:** Schema des Temperaturverhaltens von Bosonen. Für hohe Temperaturen hat man lokalisierte Teilchen mit einem deutlich größeren Teilchenabstand  $d$  als die Teilchenausdehnung. Für niedrige Temperaturen wird der Wellencharakter der Teilchen sichtbar. Unterhalb der kritischen Temperatur überlappen die Wellenpakete der Teilchen und der Grundzustand des Systems wird bevölkert. Bei verschwindender Temperatur sammeln sich alle Atome im Grundzustand an.

Für die Untersuchung der atomaren Bosegase sind Atomfallen erforderlich, in denen die Ensembles gefangen werden. Das konkrete Potential der Falle bestimmt die Zustände des Systems. Viele Typen von Atomfallen besitzen ein nahezu harmonisches Oszillatorpotential

$$U_{\text{harm}}(\vec{x}) = \frac{m}{2} \prod_{i=1}^3 \omega_i^2 x_i^2 \quad (2.3)$$

wofür man für ein Atom die Zustandsdichte

$$g(\epsilon) = \frac{\epsilon^2}{2\hbar^3\omega_1\omega_2\omega_3} \quad (2.4)$$

erhält. Die Steilheit des Potentials wird hierbei über die Fallenfrequenzen charakterisiert. Um den Einfluss des Potentials auf das Ensemble zu beschreiben führt man das geometrische Mittel der Fallenfrequenzen  $\bar{\omega}$  ein.

$$\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_1\omega_2\omega_3} \quad (2.5)$$

Im folgenden werden für die harmonische Falle einige charakteristische Ensemblegrößen zusammengefasst. Primär soll auf die Dichteverteilung näher eingegangen werden, da dies die Messgröße darstellt, aus denen die restlichen Informationen über die Gase gezogen werden. Die Information über die Geschwindigkeitsverteilung im Ensemble wird dabei über Expansion der Wolken gewonnen.

Für im Vergleich zur Fallenausdehnung kleine de-Broglie-Wellenlängen  $\lambda_{dB}$  kann man das Ensemble über eine semiklassische Verteilungsfunktion beschreiben, so dass die mittlere Teilchenzahl pro Phasenraumzelle durch

$$\left( \frac{1}{e^{\frac{\epsilon(\vec{x},\vec{p})-\mu}{k_B T}} - 1} \right) \frac{d\vec{p} d\vec{x}}{(2\pi\hbar)^3} \quad (2.6)$$

gegeben wird. Integration über den Ortsanteil liefert die Impulsverteilung, Integration über den Impulsanteil die Dichte

$$n_{\text{ex}}(\vec{x}) = \frac{1}{\lambda_{dB}^3} g_{3/2} \left( e^{\left( \frac{\mu - U(\vec{x})}{k_B T} \right)} \right) \stackrel{(2.3)}{=} \frac{1}{\lambda_{dB}^3} g_{3/2} \left( e^{\left( \frac{\mu}{k_B T} - \sum_i \frac{x_i^2}{R_i^2} \right)} \right) \quad (2.7)$$

mit der thermischen de-Broglie-Wellenlänge  $\lambda_{dB}$

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}}, \quad (2.8)$$

die dem mittleren atomaren Impuls entspricht.

In der Verteilung (2.7) treten die charakteristischen Wolkenausdehnungen

$$R_i = \sqrt{\frac{2k_B T}{m\omega_i^2}} \quad (2.9)$$

auf. Im Boltzmanregime entspricht diese Länge dem  $1/e$ -Radius der Wolke. Für hohe Temperaturen ist die Ausdehnung der Atomwolke damit unabhängig von der Atomzahl. Sobald die Wellennatur der Atome an Bedeutung gewinnt, verringert sich die Ausdehnung der Wolke mit der Teilchenzahl. Im Boltzmannregime bekommt man für die Spitzen- bzw. mittlere Dichte

$$n_0 = N \left( \frac{m\bar{\omega}^2}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad \langle n \rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}} n_0 \quad (2.10)$$

Die Dichteverteilung (2.7) ist auch unterhalb der kritischen Temperatur für die Atome gültig, die sich noch in der thermischen Phase befinden. Für bosonische Gemische gelten die angegebenen Gleichungen für jede Komponente separat.

Für die mittlere Phasenraumdicke  $\varpi$  folgt aus (2.7)

$$\varpi = \langle n \rangle \lambda_{dB}^3 = \frac{1}{2^{3/2} N \left( \frac{\hbar \varpi}{k_B T} \right)^3} \quad (2.11)$$

Als kritische Temperatur für sehr viele, vernachlässigbar wechselwirkende Atome erhält man

$$T_{\text{krit}} = \frac{\hbar \varpi N^{1/3}}{k_B \xi (3)^{1/3}} \quad (2.12)$$

Dies ist die Temperatur, unterhalb der der Grundzustand des Systems makroskopisch besetzt wird.

**Beschreibung eines Kondensats** Bosekondensate lassen sich über die Wellenfunktion des Grundzustandes beschreiben, die der zeitunabhängigen Gross-Pitaevski-Gleichung genügt

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\vec{x}) + U(\vec{x}) \psi(\vec{x}) + U_0 |\psi(\vec{x})|^2 \psi(\vec{x}) = \mu \psi(\vec{x}) \quad (2.13)$$

Hier ist  $U_0$  die Wechselwirkungsstärke

$$U_0 = \frac{4\pi \hbar^2 a}{m} \quad (2.14)$$

$\psi(\vec{x})$  ist die Kondensatwellenfunktion, die mit dem entsprechenden Einteilchenzustand  $\phi(\vec{x})$  über

$$\psi(\vec{x}) = \sqrt{N} \phi(\vec{x}) \quad (2.15)$$

zusammenhängt.

Die hierin auftretenden Terme entsprechen der kinetischen, potentiellen und der Wechselwirkungsenergie. Der Term auf der rechten Seite entspricht der Gesamtenergie des Systems, dem chemischen Potential.

Diese Gleichung lässt sich für Kondensate aus mehreren Atomsorten erweitern, für zwei Spezies erhält man

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1} \nabla^2 \psi_1(\vec{x}) + U_1(\vec{x}) \psi_1(\vec{x}) + U_{12} |\psi_2(\vec{x})|^2 \psi_1(\vec{x}) = \mu_1 \psi_1(\vec{x}) \quad (2.16)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2} \nabla^2 \psi_2(\vec{x}) + U_2(\vec{x}) \psi_2(\vec{x}) + U_{12} |\psi_1(\vec{x})|^2 \psi_2(\vec{x}) = \mu_2 \psi_2(\vec{x}) \quad (2.17)$$

wobei die Wechselwirkungsstärke hier durch

$$U_{12} = \frac{2\pi \hbar^2 a_{12}}{m_{12}} \quad (2.18)$$

gegeben ist, mit der reduzierten Masse  $m_{12}$ .

Die Lösungen der Gross-Pitaveski-Gleichungen und die Dynamik der Kondensatfunktion werden z.B. in [PET02] behandelt. Für das Rb-Cs-System wird das Kondensatverhalten in [FRE05] untersucht.

In den meisten Fällen ist die kinetische Energie in (2.13) vernachlässigbar. In dieser sogenannten Thomas-Fermi-Näherung folgt für die Dichteverteilung des Kondensats

$$n(\vec{x}) = |\psi|^2 = \frac{\mu}{U_0} \left( 1 - \sum_{i=1}^3 \frac{x_i^2}{R_i^{\text{TF}2}} \right) \quad (2.19)$$

mit den Thomas-Fermi-Radien

$$R_i^{\text{TF}} = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_i^2}} \quad (2.20)$$

Als Vergleich hierzu ist die Dichte eines nichtwechselwirkenden Bose-Einstein-Kondensats in einer harmonischen Falle durch

$$n(\vec{x}) = \frac{N}{\pi^{3/2} \frac{\hbar}{m}^{3/2}} e^{-\left(\sum_{i=1}^3 \frac{x_i^2}{a_i^2}\right)} \quad (2.21)$$

gegeben mit den  $1/e$ -Radien

$$a_i = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_i}} \quad (2.22)$$

Dies wird im Folgenden verwendet um die Ausdehnung von Kondensaten abschätzen zu können.

## 2.2. Stöße in ultrakalten Quantengasen

Der elastische Stoßwirkungsquerschnitt  $\sigma$  lässt sich für niedrige Stoßenergien durch einen einzigen Parameter, die s-Wellenstrelänge  $a$  beschreiben. Der Betrag der Strelänge gibt die Stärke der Wechselwirkung an. Für eine effektiv attraktive Wechselwirkung ist die Strelänge negativ, positiv für eine repulsive. Die Strelänge hängt von den Zuständen der stoßenden Atome ab. Der totale elastische Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für unterscheidbare Atome ist für reine s-Wellenstreuung durch

$$\sigma = 4\pi a^2 \quad (2.23)$$

gegeben.

Bezogen auf das Ensembleverhalten führt die Stoßwechselwirkung einerseits zu einem effektiven, in erster Näherung punktförmigen Wechselwirkungspotential

$$U(\vec{x}) = U_0 \delta(\vec{x} - \vec{x}') \quad (2.24)$$

wobei die Potentialstärke  $U_0$  (2.14) in die Gross-Pitaevski-Gl. (2.13) eingeht. Andererseits führen die elastischen Stöße zu einer Energieumverteilung im Ensemble, und sorgen somit

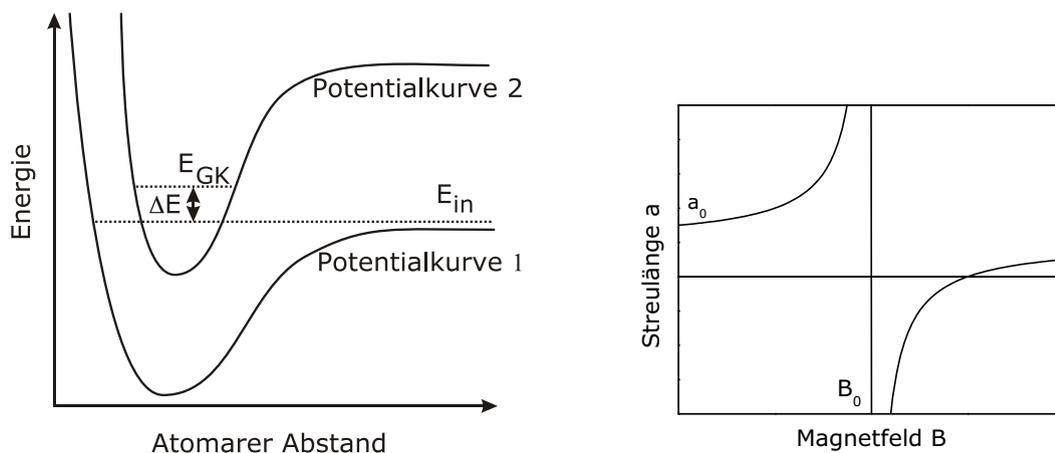
dafür, dass sich das System dem Gleichgewichtszustand (2.1) nähert. Die Stoßhäufigkeit charakterisiert die Zeit, in der sich ein aus dem Gleichgewicht gebrachtes Ensemble thermalisiert.

$$\tau = \langle \sigma v_r \rangle \quad (2.25)$$

Hier ist  $\tau$  die Rethermalisierungszeit,  $v_R$  die Relativgeschwindigkeit der stoßenden Atome. [MUD04]

Neben den elastischen Stößen treten inelastische Stöße auf. Da die hierbei freiwerdende Energie üblicherweise die Potentialtiefe der Atomfalle übersteigt, führen die inelastischen Stöße zu Atomverlusten des Ensembles.

Eine detaillierte Diskussion der Stoßwechselwirkung sowie die Rb-Rb- bzw. Cs-Cs-Streulängen sind in [HAA07A] angegeben. Zur Rb-Cs-Wechselwirkung gibt es bislang kaum Veröffentlichungen. [AND05, TIE07, HAA07B]



(a) Schema der Feshbachresonanz. Die beiden Potentialkurven stehen für die Wechselwirkungspotentiale im stoßenden (1) bzw. dem angeregten (2) Molekülzustand.  $E_{in}$  ist die Stoßenergie der Atome.  $E_{GK}$  bezeichnet die Energie des resonanten gebundenen Zustandes, der von der Stoßenergie den magnetfeldabhängigen Abstand  $\Delta E$  besitzt.

(b) Schema der Abhängigkeit der Streulänge vom Magnetfeld in der Nachbarschaft einer magnetischen Feshbachresonanz bei  $B_0$  nach (2.26).

**Abbildung 2.2:** Schemata zur Feshbachresonanz

**Magnetische Feshbachresonanzen** Als Feshbachresonanz bezeichnet man resonante Wechselwirkungsvergrößerungen durch die Kopplung des einlaufenden Zustandes an einen gebundenen Zustand eines angeregten Moleküls (Abb. 2.2(a)). Hier werden die sogenannten magnetischen Feshbachresonanzen betrachtet, bei denen die Energie des gebundenen Zustandes durch den Zeemaneffekt beeinflusst wird. Die Streulänge verhält

sich in der Nähe einer Feshbachresonanz wie

$$a(B) = a_0 \left( 1 - \frac{\Delta B}{B - B_0} \right) \quad (2.26)$$

mit der Hintergrundstreuränge  $a_0$ , der Resonanzposition  $B_0$  und der Resonanzbreite  $\Delta B$ . Das Verhalten der Streulänge in der Nähe einer Feshbachresonanz ist in Abbildung 2.2(b) skizziert. Neben der Vergrößerung des elastischen tritt auch eine Vergrößerung des inelastischen Wirkungsquerschnitt auf. [KRZ06] Die Bedeutung der magnetischen Feshbachresonanzen liegt darin, dass die Wechselwirkungsstärke zwischen den Atomen durch das Magnetfeld einstellbar wird.

Das Feshbachspektrum für reine Rb-Rb- und Cs-Cs-Wechselwirkung ist inzwischen gut bekannt [MAR03, CHI00]. Über die Feshbachresonanzen der Rb-Cs-Wechselwirkung gibt es bislang keine Veröffentlichungen. Aus den Lagen der Feshbachresonanzen ließe sich mit relativ großer Genauigkeit das Wechselwirkungspotential herleiten. [LEO00]

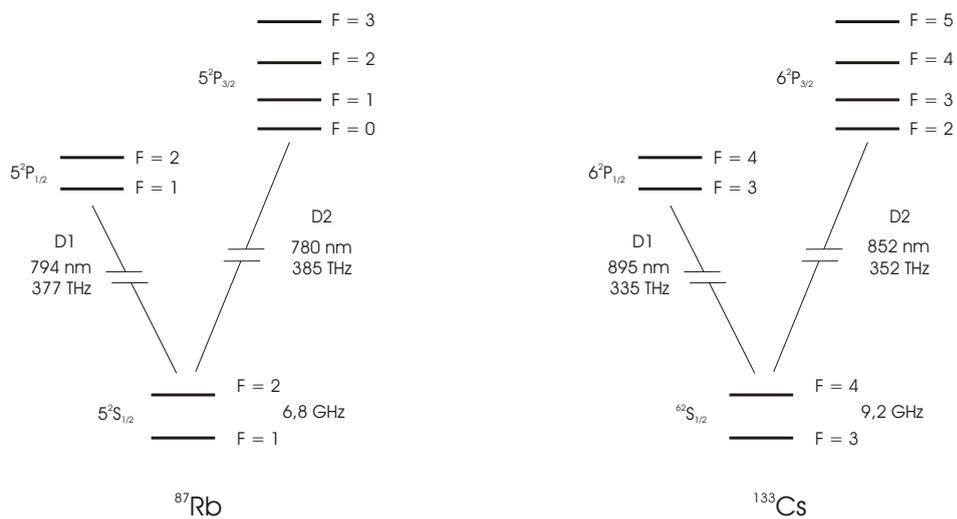
Um die physikalische Vielfalt des Rb-Cs-Systems voll ausschöpfen zu können, ist es unentbehrlich, die Lage der Feshbachresonanzen zu kennen. Die dieser Diplomarbeit zugrundeliegende Aufgabe ist es, ein Fallensystem zum bestehenden Experimentensystem hinzuzufügen, in dem es möglich ist, nach Feshbachresonanzen zu suchen. Das neue Fallensystem ist nötig, da in dem jetzt vorhandenen magnetfeldbasiertem Fallensystem nicht alle Hyperfeingrundzustände speicherbar sind und kein frei wählbares homogenes Magnetfeld zur Verfügung steht. Zur Feshbachspektroskopie wird ein Rb-Cs-Gemisch in dem gewünschten Hyperfeingrundzustand mit möglichst hoher Stoßrate präpariert und dann die Lage der Feshbachresonanzen über die erhöhten Atomverluste bestimmt.

## 2.3. Eigenschaften der verwendeten Atomspezies

Die verwendeten Atome sind  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{133}\text{Cs}$ . Beide Elemente sind Alkalimetalle der fünften bzw. sechsten Periode. Dadurch, dass sowohl die Ordnungs- als auch die Massenzahl ungerade sind, haben die Atome einen ganzzahligen Spin, sind somit Bosonen. Beide Atome sind atomphysikalisch detailliert studiert worden, und finden auch standardmäßig in Experimenten zu ultrakalten Gasen Verwendung.

Als Alkalimetalle besitzen sie ein Valenzelektron, wodurch sie ein einfaches und gut verstandenes Termschema haben. [STE98, STE01] Das Termschema der untersten Niveaus ist in Abb. 2.3 dargestellt. Die Atome werden in den Subniveaus des Grundzustandes  $^2S_{1/2}$  untersucht, da diese optisch stabil sind. Der Grundzustand der Alkalimetalle ist in zwei Hyperfeinniveaus aufgespalten, die abhängig vom Kernspin  $I$  den Gesamtdrehimpuls  $I - 1/2$  bzw.  $I + 1/2$  aufweisen und dementsprechend in  $2F + 1$  magnetische Unterniveaus aufspalten.

Die Übergänge  $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2P_{1/2}$  und  $^2S_{1/2} \leftrightarrow ^2P_{3/2}$  werden als  $D_1$ - bzw.  $D_2$ -Linie bezeichnet. Diese Übergänge werden zur Speicherung und Kontrolle der Atome verwendet. Sie sind verantwortlich für die optische Dipolkraft, die die Grundlage für das in dieser Arbeit vorgestellte Fallensystem ist (Kap. 4.1). Zudem besitzt die  $D_2$ -Linie einen quasi-geschlossenen Übergang, der die Laserkühlung der Atome ermöglicht, die eine wesentliche Methode zur Erzeugung ultrakalter Atomensembles darstellt (siehe Kapitel 3). [MET99]



(a) Termschema von  $^{87}\text{Rb}$ .

(b) Termschema von  $^{133}\text{Cs}$ .

**Abbildung 2.3:** Termschemata von  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{133}\text{Cs}$ . Dargestellt sind ist der jeweilige Grundzustand  $^2S_{1/2}$  und die beiden nächst höheren Zustände  $^2P_{1/2}$  bzw.  $^2P_{3/2}$  inklusive der Hyperfeinaufspaltung. Die Energieaufspaltung der Hyperfeinniveaus ist nicht maßstabsgetreu.

## Kapitel 3.

# Aufbau des Experimentes

Der in dieser Diplomarbeit beschriebene Experimentaufbau dient zur Untersuchung ultrakalter Rb-Cs-Gemische [HAA07A, FRE05]. In der bisher verwendeten Konfiguration ist die Kernstufe des Experiments eine Magnetfalle, in der beide Spezies simultan gespeichert und gekühlt werden. Zur Vorkühlung und -speicherung besitzt das Experiment ein System magneto-optischer Fallen (MOT)<sup>1</sup>. Für zukünftige Experimente soll der Aufbau um eine optische Dipolfalle ergänzt werden.

Die erste Stufe des Experiments besteht aus einem Doppel-MOT-Aufbau für Rubidium und einer Einfach-MOT für Cäsium. Diese fangen Rubidium- bzw. Cäsiumatome aus einem dünnen Hintergrundgas ein, verdichten sie und kühlen die so entstandenen Wolken ab. Der Vakuumbereich, in dem das Experiment stattfindet, ist in zwei, durch ein dünnes Differentialröhrchen getrennte Bereiche geteilt. Im oberen Bereich mit einem Druck von  $10^{-9}$  mbar befindet sich die Rb-Dampfdruck-MOT, die aus dem Rb-Hintergrundgas geladen wird. Am unteren Bereich, dem Ultra-Hoch-Vakuumbereich (UHV) mit einem Druck von ca.  $10^{-11}$  mbar, ist eine Glaszelle angebracht, in der sich jeweils eine MOT für jede Atomsorte befindet. Hier sind ebenfalls die Magnetfalle sowie in Zukunft die optische Dipolfalle lokalisiert. Am UHV-Bereich ist das Pumpensystem aus einer Turbo-, und einer NEG-Pumpe<sup>2</sup>- sowie Vorpumpen angebracht. Die UHV-Rb-MOT wird durch einen nahresonanten rotverstimmten Transferstrahl aus der Rb-Dampfdruck-MOT gespeist, die Cs-MOT wird über das in der Glaszelle vorhandene Cs-Hintergrundgas geladen. Der Cs-Dampfdruck ist über ein Ventil am Cs-Reservoir einstellbar. In den unteren MOTs erreicht man eine Temperatur von ca.  $100 \mu\text{K}$  bei Rb-Atomzahlen von  $5 \cdot 10^8$  und Cs-Atomzahlen bis zu  $10^7$ . Durch den asymmetrischen MOT-Aufbau ist die erreichbare Cs-Atomzahl um zwei Größenordnungen kleiner als die von Rb.

Der Experimentaufbau ist in Abbildung 3.1 skizziert. Eine Detailansicht des Glaszellenbereichs mit Magnetfalle und Abbildungssystem ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

Die Kühlung der Atomwolken in der Magnetfalle wird über ein sympathetisches Kühlechema vorgenommen [HAA07B]. Rubidium wird mit einer elementselektiven Mikrowellenkühlung evaporativ gekühlt. Cäsium wird durch den thermischen Kontakt mit dem so erzeugten Rb-Kältebad mitgekühlt. Informationen über die auf diese Weise erzeugten ultrakalten Atomensembles werden dann über speziessensitive Absorptionsspektroskopien gewonnen.

---

<sup>1</sup> Engl.: magneto-optical trap

<sup>2</sup> Non-Evaporative Getter Pump

Die im nächsten Kapitel beschriebene optische Dipolfalle, wird mit den in der QUIC-Falle gekühlten Wolken geladen. Für die Feshbachspektroskopie in der Dipolfalle benötigt der Aufbau noch ein homogenes Magnetfeld, das durch die Magnetspulen des unteren MOT-Systems erzeugt wird. Für den Umladevorgang ist zudem noch ein Pumpschema einzurichten, das die Atome in den gewünschten Zustand transferiert.

Hier soll kurz auf die den Fallentypen zugrunde liegenden Prinzipien und das Prinzip der Absorptionenaufnahmen im Flugzeitverfahren eingegangen werden. Die näheren Details des Aufbaus sind den oben genannten Arbeiten zu entnehmen.

### 3.1. Magneto-Optische Fallen

Über MOTs lassen sich Atome aus einem Hintergrundgas fangen, in großer Zahl speichern und bis hin zur Dopplertemperatur kühlen. [MET99]

Magneto-Optische Fallen basieren auf dem Strahlendruck gegenläufiger nahresonanter Laserstrahlen. Die effektive Kraft, die die Laserstrahlen auf die Atome ausüben, hängt dabei von der Verstimmung  $\Delta$  der Lichtfrequenz gegenüber der Frequenz des resonanten Übergangs ab. Zusätzlich zu der im rotverstimmten Licht auftretenden Doppler- bzw. Subdopplerkühlung wird über einen Magnetfeldgradienten eine effektiv ortsabhängige Kraft erzeugt. Hierbei wird die Zeemanaufspaltung der Atomniveaus sowie die Übergangselektivität bezüglich der Lichtpolarisation ausgenutzt. (Siehe Abbildung 3.3)

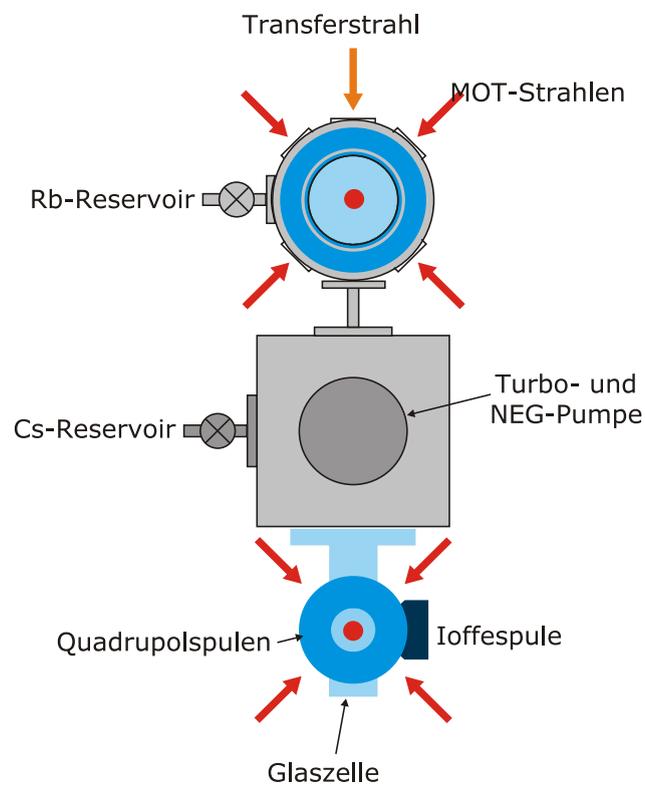
Realisiert wird dieses Schema über drei orthogonal angeordnete Paare gegenläufiger,  $\sigma^-$ -polarisierter Laserstrahlen, die durch das Zentrum eines Quadrupolmagnetfeldes laufen. Das benötigte Magnetfeld wird über Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt.

Für die verwendeten Alkalimetalle Rubidium und Cäsium liegen mit den Übergängen  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  von Rubidium bzw.  $|4\rangle \rightarrow |5\rangle$  von Cäsium der  $D_2$ -Linien geschlossene Übergänge vor. Da gelegentlich Atome aus dem Kühlzyklus in den  $|1\rangle$ -Zustand (Rb) bzw.  $|3\rangle$  (Cs) herausfallen, ist es notwendig, die Atome durch Rückpumplicht wieder dem Kühlzyklus zuzuführen. Das Rückpumplicht treibt den Übergang  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  (Rb) bzw.  $|3\rangle \rightarrow |4\rangle$  (Cs).

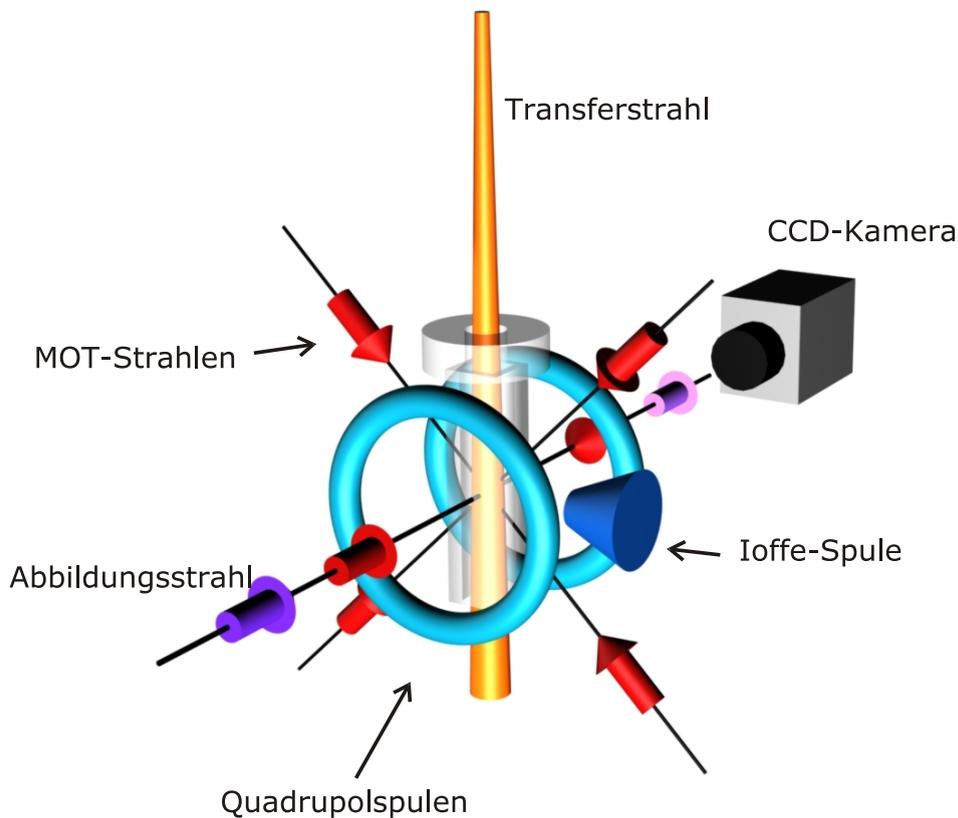
### 3.2. Magnetfalle

Da die magneto-optischen Fallen durch die stochastische Natur der nahresonanten Lichtkräfte ein unteres Temperaturlimit besitzen [MET99], benötigt man einen weiteren Fallentyp, in dem die in den magneto-optischen Fallen vorgekühlten Atomwolken mittels eines geeigneten Kühlverfahrens zur Bosekondensation gebracht werden können. [KET96, BER87] Magnetfeldbasierte Fallen liefern solches Werkzeug zur Speicherung ultrakalter Atome. Sie besitzen ein konservatives zustandsabhängiges Potential, in denen zudem über strahlungsinduziertes Verdampfungskühlen ein geeignetes Kühlverfahren zur Verfügung steht. [KET96, BER87].

Ein inhomogenes Magnetfeld  $\vec{B}(\vec{x})$  wechselwirkt mit dem magnetischen Moment  $\vec{\mu}$  des



**Abbildung 3.1:** Schema des Experimentaufbaus. Im oberen Teil befindet sich die Rb-Dampfdruck-MOT und das Rubidium-Reservoir. Der obere Teil wird durch ein Differentialröhrchen vom unteren UHV-Bereich getrennt. Ein nahresonanter Transferstrahl transportiert die Atome aus der oberen in die untere Rubidium-MOT. Im unteren UHV-Bereich ist das Pumpensystem und das Cäsium-Reservoir angebracht. Am unteren Ende des UHV-Bereiches schliesst die Glaszelle mit den Magnetspulen für das untere MOT-System und die QUIC-Falle an.



**Abbildung 3.2:** Dreidimensionales Schema des unteren UHV-Bereiches der Glaszelle. Dargestellt sind die Magnetspulen für die unteren MOTs sowie die QUIC-Falle.

Atoms über

$$H_{mag} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{x}) \quad (3.1)$$

Die magnetischen Momente der Atome richten sich entlang des Magnetfeldes aus. Solange die Bewegung der Atome langsam gegenüber der entsprechenden Magnetfeldvariation ist, bleibt die Ausrichtung entlang des Magnetfeldes erhalten. Wenn man dementsprechend die lokale Richtung des Magnetfeldes als Quantisierungsachse für das magnetische Moment benutzt, so erhält man für die entsprechenden Zustände  $|F, m_F\rangle$ <sup>3</sup> das adiabatische Potential

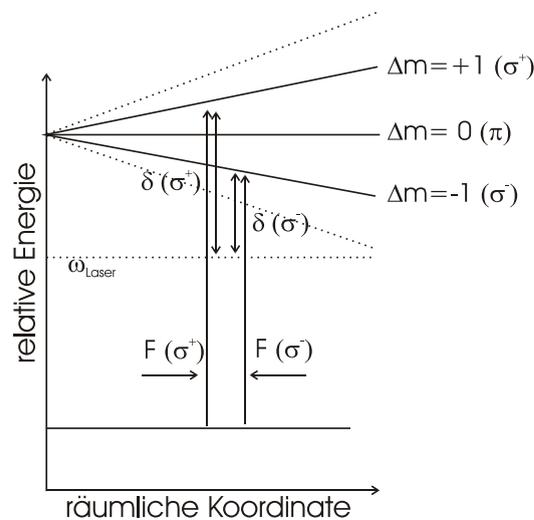
$$U_{|F, m_F\rangle}(\vec{x}) = m_F g_F \mu_B \left| \vec{B}(\vec{x}) \right| \quad (3.2)$$

mit dem Bohrschen Magneton  $\mu_B$  und  $g_F$  der Hyperfein-Land'e-Faktor.

Aus (3.2) ist erkennbar, dass nur Zustände mit  $m_F g_F > 0$  speicherbar sind.<sup>4</sup> Für <sup>87</sup>Rb ist  $g_F = -1/2$  für  $F = 1$  und  $g_F = +1/2$  für  $F = 2$ , für <sup>133</sup>Cs ist  $g_F = -1/4$  für  $F = 3$  und  $g_F = +1/4$  für  $F = 4$ . Hieraus ergibt sich die in Abbildung 3.4 angegebene Positionsabhängigkeit der Rubidiumzustände. Für Cäsium gilt ein entsprechendes Schema. In dem

<sup>3</sup>  $F$  ist der Gesamtdrehimpuls,  $m_F$  die magnetische Quantenzahl

<sup>4</sup> Diese Zustände werden als schwachfeldsuchende Zustände, engl. low-field-seeking states, bezeichnet.



**Abbildung 3.3:** Schema der Funktionsweise einer MOT.  $\vec{F}(\sigma^\pm)$  bezeichnet die effektive Kraft, die der  $\sigma^\pm$ -polarisierte Laserstrahl hervorruft.  $\delta(\sigma^\pm)$  ist die Verstimmung der jeweils angetriebenen Niveauübergänge gegenüber der Laserfrequenz  $\omega_{\text{Laser}}$ , die die Größe der Kraft festlegt.

vorliegenden Experiment werden die Atome im jeweils doppelt polarisiertem Zustand gespeichert, also Rubidium im  $|2, 2\rangle$ -, Cäsium im  $|4, 4\rangle$ -Zustand.

Das Experiment verwendet eine Falle in der sogenannten Quadrupol-loffe-Konfiguration (QUIC)<sup>5</sup>. Diese Falle wird durch die vorhandenen Antihelmholtzspulen-Konfiguration des MOT-Systems sowie einer weiteren Spule erzeugt, die dem Quadrupolfeld ein Dipolfeld überlagert. Diese zusätzliche Spule wird als loffe-Spule bezeichnet. [ESS98]

**Umladevorgang von der MOT in die QUIC-Falle** Die Atome beider Spezies sollen aus den MOTs möglichst verlustfrei und ohne Aufheizen in die QUIC-Falle transferiert werden. Um dabei eine hohe Phasenraumdichte  $\varpi$  in der Magnetfalle zu erreichen wird zunächst die MOT komprimiert, dann in einer optischen Melasse nachgekühlt. [FRE05, MET99]

Da sich die Atome in der MOT nicht in einem spinpolarisierten Zustand befinden, müssen die Atome vor dem Umladen in den entsprechenden Zustand transferiert werden. Dies geschieht über ein optisches Pumpschema mit  $\sigma^+$ -polarisiertem Licht. Die Quantisierungsachse wird durch eine separate, axial zur loffe-Spule angeordnete Spule vorgegeben. Eine detaillierte Beschreibung des Umladevorganges ist in [FRE05] bzw. [HAA07A] zu finden.

<sup>5</sup> Engl.: engl. Quadrupole-loffe-Configuration

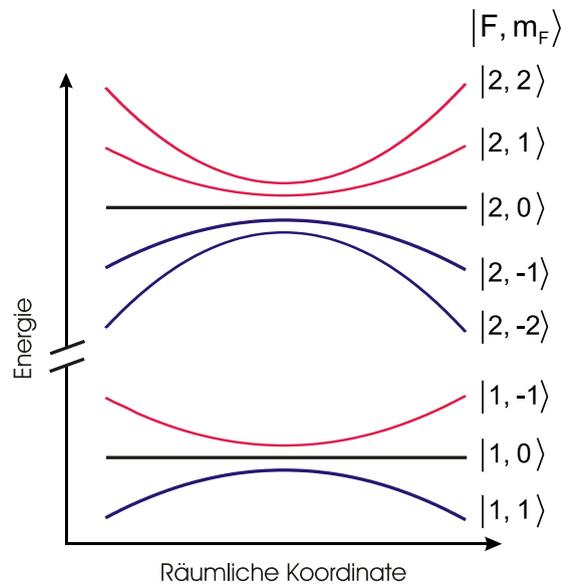


Abbildung 3.4: Ortsabhängigkeit der Rubidiumzustände in der QUIC-Falle

### 3.3. Kühlverfahren

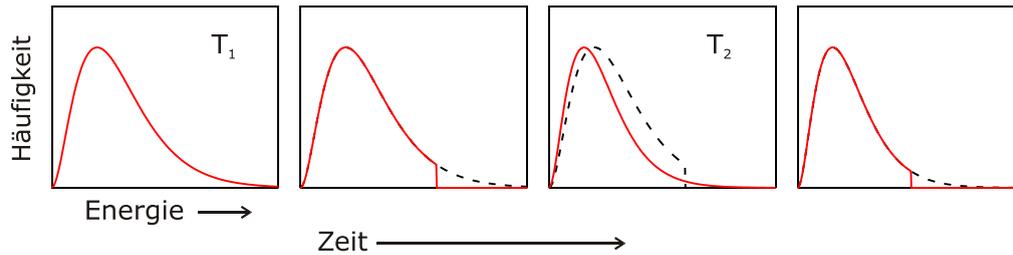
In der QUIC-Falle wird Rubidium evaporativ gekühlt. Cäsium wird durch die elastischen Stöße mit dem als Kältebad dienenden Rubidium sympathetisch mitgekühlt, was insbesondere dadurch begünstigt wird, dass deutlich mehr Rubidium in der QUIC-Falle vorliegt als Cäsium und die beiden Spezies eine sehr gute thermische Kopplung besitzen [HAA07B].

Das Ensemble wird gekühlt, indem Atome mit hoher Energie entfernt werden, wobei das Verhältnis von dem System entzogener Energie zu der entfernten Atomzahl möglichst maximal gewählt wird. Schematisch ist das Verfahren in Abbildung 3.5 dargestellt. Bei einer gegebenen Temperatur  $T_1$  werden die heißesten Atome entfernt. Anschließend rethermalisiert das System über Stöße, und man erhält ein Ensemble mit einer Temperatur  $T_2 < T_1$ , aus dem dann erneut Atome entfernt werden. In der Praxis wird die Abschneideenergie kontinuierlich herabgesenkt, wobei für eine optimale Kühlung die Veränderungsgeschwindigkeit der Abschneideenergie gering gegenüber der Rethermalisierungsgeschwindigkeit sein muss. [KET96]

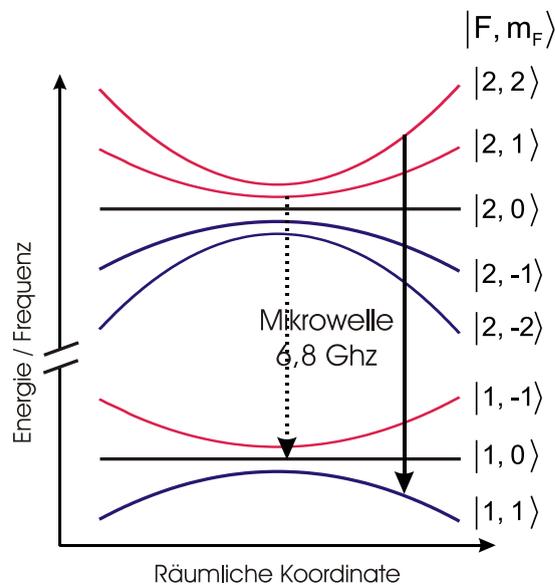
In der Magnetfalle werden Rb-Atome dem Ensemble energiewahlweise<sup>6</sup> entzogen, indem sie über mikrowelleninduzierte Übergänge aus dem gefangenen Zustand  $|2, 2\rangle$  in den nicht gefangenen Zustand  $|1, 1\rangle$  transferiert werden. Durch den Unterschied der Hyperfeinaufspaltungen der Grundzustände von Rubidium mit  $\Delta E = 6,8$  GHz und Cäsium mit  $\Delta E = 9,2$  GHz wirkt die Mikrowellenstrahlung nur auf die Rubidiumatome. Da während des Kühlprozesses auch Atome im  $|2, 1\rangle$ -Zustand beobachtet wurden, wird neben der Evaporationsfrequenz eine weitere Frequenz eingestrahlt, die im Fallenminimum für den

<sup>6</sup> Die Energiewahlweise bezieht sich hier auf die potentielle Energie

Übergang  $|2, 1\rangle$  nach  $|1, 0\rangle$  resonant ist, und so den  $|2, 1\rangle$ -Zustand entleert. Dies ist notwendig um eine optimale Kühlung der Wolke gewährleisten zu können (siehe Abbildung 3.6) [HAA07B, HAA07A].



**Abbildung 3.5:** Schema des evaporativen Kühlprozesses



**Abbildung 3.6:** Schema des mikrowelleninduzierten Verdampfungskühlens. Dargestellt ist das ortsabhängige Termschema für die Rb-Hyperfeingrundzustände. Durch eine mit dem  $|2, 2\rangle \rightarrow |1, 1\rangle$  resonante Mikrowellenstrahlung werden die heißesten Atome aus der Falle entfernt. Um die Bevölkerung des  $|2, 1\rangle$  zu beheben, wird die Trägerfrequenz der Mikrowelle resonant mit dem  $|2, 1\rangle \rightarrow |1, 0\rangle$ -Übergang gewählt.

### 3.4. Abbildungssystem

Die Eigenschaften der atomaren Ensembles werden über Absorptionenaufnahmen im Flugzeitverfahren (TOF)<sup>7</sup> gewonnen. Beim Flugzeitverfahren wird die Falle, in der die Atome

<sup>7</sup> Engl.: time of flight

gespeichert werden, ausgeschaltet, so dass sich die Atomwolken frei im Erdgravitationsfeld ausbreiten. [KET99]

Die ballistische Ausdehnung der Wolken bildet die Geschwindigkeitsverteilung über  $\vec{x} = \vec{v} \cdot t$  auf den Ortsraum ab. Somit ist die Dichteverteilung für große Zeiten unabhängig von der Dichteverteilung in der Falle. Für kleine Zeiten ist die Verteilung mit der ursprünglichen Ortsverteilung gefaltet. Aus der Ausdehnung der expandierten Wolke lässt sich auf die Temperatur der ursprünglichen Wolke schliessen.

Die Ausdehnung der Wolken wird aus der Dichteverteilung über Absorptionenaufnahmen bestimmt.

Die Intensität eines Lichtstrahls wird durch die Absorption in der Atomwolke nach dem Lambert-Beerschen Gesetz abgeschwächt

$$I(x, y) = I_0(x, y) \cdot e^{-\int \sigma n(\vec{x}) dz} \quad (3.3)$$

$\sigma$  ist der Wechselwirkungswirkungsquerschnitt des Licht mit den Atomen und ist durch

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{1 + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2 + \left(\frac{I}{I_{sat}}\right)} \quad (3.4)$$

gegeben, mit dem resonanten Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_0 = \frac{\hbar\omega_0\Gamma}{2I_{sat}} \quad (3.5)$$

$n(\vec{x})$  ist die Dichte der ballistisch expandierenden Wolke.  $\omega_0$  ist die Frequenz des atomaren Übergangs,  $\Gamma$  die Übergangsbreite,  $I_{sat}$ , die Sättigungsintensität des Übergangs und  $\Delta = \omega - \omega_L$  die Verstimmung zwischen Licht- und Übergangsfrequenz. [MES05, MET99].

Als Maß für die Absorption des Lichtes wird die sogenannte optische Dichte

$$OD := \ln \frac{I_0}{I} \stackrel{(3.3)}{=} \int \sigma(\vec{x}) n(\vec{x}) dz = \sigma D(x, y) \quad (3.6)$$

eingeführt. Hier ist  $D$  die Zeilendichte, die in Richtung des Abbildungsstrahls aufintegrierte Dichte. [FRE05]

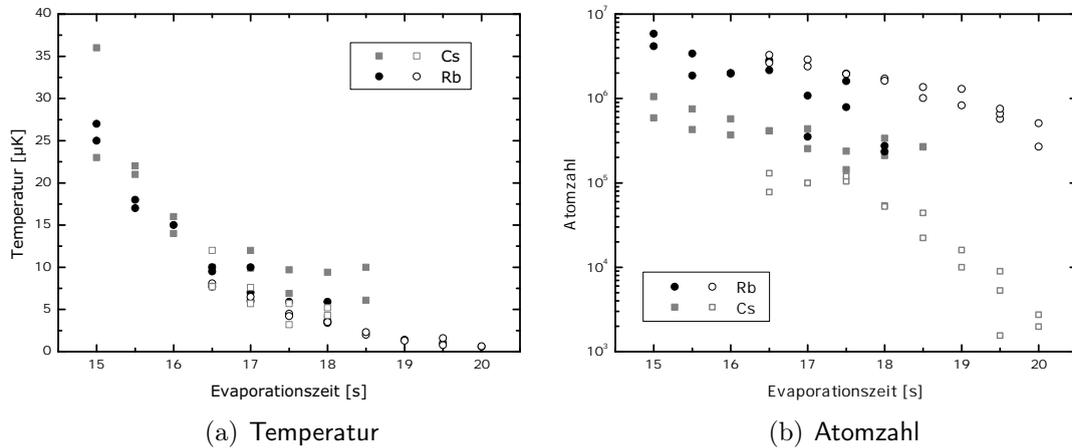
$$D(x, y) := \int n(\vec{x}) dz \quad (3.7)$$

Die Dichteverteilung der sich ausbreitenden thermischen Wolken in der semiklassischen Näherung (2.7) ist durch

$$n(\vec{x}, t) = \frac{1}{\lambda_{dB}^3} \prod_{i=1}^3 \left( \frac{R_i(0)}{R_i(t)} \right) g_{3/2} \left( \exp \left( \frac{\mu}{k_B T} - \sum_{i=1}^3 \frac{x_i^2}{R_i(t)^2} \right) \right) \quad (3.8)$$

gegeben, mit den zeitabhängigen charakteristischen Radien

$$R_i(t) = R_i(0) \sqrt{1 + \omega_i^2 t^2} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m\omega_i^2}} \sqrt{1 + \omega_i^2 t^2} \quad (3.9)$$



**Abbildung 3.7:** Atomzahl und Temperaturverlauf beider Spezies während der sympathetischen Kühlung (nach [HAA07B]).

Die Dichteverteilung frei expandierender Bosekondensate ist in [KET99] angegeben.

Die Absorptionen werden mit bezüglich des geschlossenen Kühlübergangs resonantem Licht gemacht. Da einige der Atome wie bei den MOTs aus dem Kühlzyklus herausfallen, wird während der Absorptionen auch der Rückpumpplaser eingestrahlt. Die Abbildungsstrahlen beider Spezies werden durch dieselbe Abbildungsoptik geführt. Mit einem Kantenfilter werden die Abbildungsstrahlen auf zwei separate CCD-Kameras geführt. Eine detaillierte Beschreibung des Abbildungssystems ist in [FRE05] zu finden.

**Messungen** In Abbildung 3.7 sind die Atomzahlen und Temperaturen für in [HAA07B] bzw. [HAA07A] veröffentlichte sympathetische Kühlmessungen angegeben. Es sind zwei Messreihen mit jeweils unterschiedlichen Anfangsbedingungen angegeben. Eine detaillierte Erläuterung und Auswertung der Daten ist dort zu finden. Mit einer reinen Rubidium-Anfangskonfiguration wurde nach 23 s evaporativen Kühlens ein BEC mit  $1 \cdot 10^5$  Atomen erreicht. Aus den Abbildungen ist zu entnehmen, welche Atomzahlen bei welcher Temperatur für den Umladevorgang in die optische Dipolfalle zur Verfügung stehen.



## Kapitel 4.

# Eine optische Dipolfalle zur simultanen Speicherung von $^{87}\text{Rb}$ und $^{133}\text{Cs}$

Eine wesentliche Voraussetzung zur Untersuchung ultrakalter Quantengase sind geeignete Fallen, in denen die Atomensembles in wohldefinierten Zuständen lange Zeit bei niedriger Temperatur möglichst ohne Aufheizung und Atomverluste gespeichert werden können.

Fallen, die hierzu verwendet werden, sind einerseits magnetfeldbasierte Fallen, wie die in Kapitel 3.2 beschriebene QUIC-Falle. Die optische Dipolkraft, beruhend auf der Wechselwirkung von fernresonanten Lichtfeldern mit den durch das Lichtfeld polarisierten Atomen, bildet die Grundlage für eine weitere Klasse von Fallentypen. Das Potential wird hierbei durch die Polarisierbarkeit der Atome und die Intensitätsverteilung des Lichtes bestimmt. [GRI00]

Der wesentliche Unterschied zwischen den beiden genannten Fallentypen ist, dass die Speicherfähigkeit in Dipolfallen nicht auf ausgewählte Zustände beschränkt ist. Zusätzlich ist es in Dipolfallen technisch einfacher, Magnetfelder als weiteren Freiheitsgrad zur Verfügung zu stellen. Dies ist notwendige Voraussetzung für die Untersuchung und Anwendung von Feshbachresonanzen. Im Fall der oben beschriebenen QUIC-Falle kann das Magnetfeld nicht ohne Verformung des Fallenpotentials verändert werden. Dipolfallen bieten die Möglichkeit, mannigfaltige Potentialformen durch unterschiedliche Konfigurationen von Laserstrahlen zu erzeugen. So kann man Fallen aus einem oder mehreren fokussierten Laserstrahlen erzeugen, sowie Stehwellenfallen und optische Gitter in einer bis zu drei Dimensionen. [GRI00]

In unserem Fall benötigen wir eine Falle, die simultan beide Spezies in einem harmonischen Potential speichern kann. Die einfachste Konfiguration, die dies liefert, ist eine Falle aus einem fokussierten, linear polarisierten Laserstrahl, der relativ zu beiden Spezies stark rotverstimmt ist. Letzteres ist notwendig um Photonenstreuraten und damit Heizprozesse möglichst gering zu halten. (Kap. 4.1)

Im Folgenden stelle ich die Eigenschaften der Dipolkraft vor und leite die Polarisierbarkeiten von Rubidium und Cäsium als Maß für die Potentialstärke ab. Danach gebe ich eine Beschreibung der durch einen fokussierten Laserstrahl erzeugten Intensitätsverteilung. Anschließend stelle ich die technische Realisierung unserer Dipolfalle vor, inklusive einer Simulation der Intensitätsverteilung des fokussierten Laserstrahls. Zum Schluss ge-

be ich Abschätzungen der Fallenparameter an, und diskutiere die daraus resultierenden Eigenschaften der Atomwolken.

Aufgrund technischer Schwierigkeiten sowohl am bestehenden Experiment als auch am Fallenlaser konnte die Dipolfalle weder separat getestet noch ins Experiment integriert werden. Deshalb sind in dieser Arbeit nur simulierte Werte für die Fallenparameter angegeben, die noch durch entsprechende Messungen zu überprüfen sind.

## 4.1. Die optische Dipolkraft

Atome als elektrisch polarisierbare Objekte erfahren in einem Lichtfeld eine Kraft proportional zum Gradienten der Lichtintensität. Diese sogenannte optische Dipolkraft basiert auf der Wechselwirkung induzierter oszillierender Dipolmomente mit dem Lichtfeld.

**Wechselwirkung von Licht und Atomen** Die Ausdehnung von Atomen ist mit der Größenordnung von maximal mehreren nm viel geringer als die Wellenlänge von optischer, das heißt sichtbarer oder infraroter Strahlung. Die Wechselwirkung von Licht mit Atomen lässt sich deshalb in guter Näherung über den Hamiltonoperator

$$H_{LA} = -\vec{E}(\vec{x}, t) \cdot \vec{d} \quad (4.1)$$

beschreiben, also der Wechselwirkung des oszillierenden Lichtfeldes  $\vec{E}(\vec{x}, t)$  mit dem induzierten Dipolmoment  $\vec{d}$ . Die Wechselwirkungen mit den höheren Momenten der atomaren Ladungsverteilung können hier gegenüber dem elektrischen Dipolterm vernachlässigt werden. Hierbei ist  $\vec{E}(\vec{x}, t)$  die elektrische Feldstärke des Lichtfeldes<sup>1</sup> und  $\vec{d}$  der Operator des atomaren Dipolmomentes, also der Operator des Ladungsschwerpunktes multipliziert mit der Elementarladung. [SCH98]

Die durch (4.1) hervorgerufenen Effekte sind mannigfaltig und aufgrund der Komplexität des Systems werden üblicherweise auf bestimmte Fragestellungen zugeschnittene Näherungsmodelle benutzt. Hier geht es primär um die durch (4.1) hervorgerufenen Kraftwirkungen auf das Atom. Diese werden im Allgemeinen in zwei Kategorien unterteilt. Der erste Anteil der Kraft wird als Strahlungsdruck bezeichnet und lässt sich im Photonenbild auf Absorption und spontane Emission zurückführen. Der zweite Anteil wird als optische Dipolkraft bezeichnet und beruht auf dem Wechselspiel von Absorption und stimulierter Emission. Aus dem Blickwinkel des Atoms beruht die Dipolkraft auf der Wechselwirkung zwischen dem elektrischen Feld und dem hierdurch induzierten Dipolmoment, was der klassischen Interpretation des Ausdrucks (4.1) entspricht.

Wenn man davon ausgeht, dass die Ausdehnung der atomaren Wellenpakete klein gegenüber der räumlichen Variation der elektrischen Feldstärke ist, kann man die externe Bewegung der Atome semiklassisch behandeln, also die Bewegung über die Erwartungswerte beschreiben. Wenn man zusätzlich Anregungsprozesse vernachlässigen

---

<sup>1</sup> Hierbei kann das Feld klassisch oder als Operator behandelt werden. Die Näherung geht von monochromatischen Elektromagnetischen Wellen aus.

kann, läuft die durch (4.1) hervorgerufene Bewegung adiabatisch ab und der Wechselwirkungsoperator bekommt die Rolle eines effektiven Potentials. Diagonalisierung der resultierenden Gesamtenergie führt zu einer Energieverschiebung des freien atomaren Zustands. Diese durch das Licht induzierte Energieverschiebung wird auch als AC-Stark-Effekt bezeichnet. Unterschiedliche Ansätze zur Lösung des Problems findet man in [MES05, MET99, GOR80, DAL85, DEU98].

Das elektrische Feld einer elektromagnetischen Welle lässt sich mit der ortsabhängigen Feldstärke  $\vec{E}_0(\vec{x})$  schreiben als

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \vec{E}_0(\vec{x}) \cos(\omega t) = \vec{E}_0(\vec{x}) \frac{(e^{+i\omega t} + e^{-i\omega t})}{2} \quad (4.2)$$

Wenn man für das elektrische Feld und das Dipolmoment die Notation sphärischer Vektorkomponenten einführt<sup>2</sup> schreibt sich das Skalarprodukt der beiden als

$$\vec{E}_0 \cdot \vec{d} = \sum_{\mu=-1}^1 (-1)^\mu E_\mu d_{-\mu} \quad (4.3)$$

Im Folgenden wird die sphärische Vektorkomponente mit  $\mu$  bezeichnet, nicht zu verwechseln mit dem chemischen Potential.

Im folgenden soll die Energieverschiebung für ein Vielniveauatom und im speziellen für die Alkaliatome hergeleitet werden. Für kleine Lichtintensitäten<sup>3</sup> kann man die Verschiebung in zweiter Ordnung zeitabhängiger Störungstheorie berechnen. [PET02, SCH98] Solange diese Näherung gültig ist, ist das induzierte Dipolmoment linear in der Feldstärke und ist das Produkt aus der Polarisierbarkeitstensor  $\hat{\alpha}$  und dem Feld.  $\hat{\alpha}$  ist im Allgemeinen von der Lichtfrequenz und auch der Lichtintensität abhängig. Dieser Ansatz ist für alle Zustände eines Atoms gültig. Hier wird die konkrete Rechnung auf den Alkaligrundzustand  $^2S_{1/2}$  beschränkt, da sämtliche anderen Zustände optisch nicht stabil sind, so dass sie nicht konservativ gefangen werden können. Für die Zustandsverschiebungen höherer Zustände siehe z.B. [FRE99, SCH04].

Neben der Atom-Lichtwechselwirkung tritt bei der Feshbachspektroskopie eine Wechselwirkung mit einem homogenen Magnetfeld  $B$  entsprechend (3.1) auf. Hierbei wird angenommen, dass das Magnetfeld so schwach ist, dass sich die beiden Effekte separat behandeln lassen. Allerdings gibt das Magnetfeld aufgrund der stärkeren Wechselwirkungsenergie die Quantisierungsachse vor.

**Zustandsverschiebung in Störungsrechnung zweiter Ordnung** Nach Mittelung über eine Periode erhält man für die Polarisierbarkeitskomponenten eines Atoms im Zustand  $i$

$$\alpha_{i,\mu}(\vec{x}) = -\frac{1}{\hbar} \sum_f \underbrace{\left( \frac{1}{\omega_{fi} - \omega} + \frac{1}{\omega_{fi} + \omega} \right)}_{:= \frac{1}{\Delta_{fi}}} |\langle i | d_\mu | f \rangle|^2 \quad (4.4)$$

<sup>2</sup>  $v_{\pm 1} = \mp \frac{v_x \pm i v_y}{\sqrt{2}}$ ,  $v_0 = v_z$

<sup>3</sup> Das relevante Kriterium wird über den Sättigungsparameter gegeben. [MES05] Für nahresonantes Licht treten schon bei geringeren Intensitäten atomare Anregungen ein.

wobei sich die Indizes  $f$  und  $i$  auf die ungestörten atomaren Zustände beziehen, und  $\mu$  die Polarisation des Lichtes indiziert.  $\omega_{fi} = \omega_f - \omega_i$  ist der Frequenzabstand des Zustandes  $f$  vom Zustand  $i$ . Die effektive Verstimmung  $\Delta_{fi}$  zwischen Laser und atomarem Übergang setzt sich aus der tatsächlichen Verstimmung  $\omega_{fi} - \omega$  und einem gegenrotierenden Term zusammen, der bei großen Verstimmungen einen relevanten Beitrag liefert und bei der sogenannten Drehwellennäherung vernachlässigt wird.<sup>4</sup>

Die Zustandsverschiebung schreibt sich hiermit als

$$U_i(\vec{x}) = - \sum_{\mu} \hat{\alpha}_{i,\mu}(\omega) |E_{\mu}|^2 = - \frac{\hat{\alpha}_{i,\mu}(\omega)}{2\epsilon_0 c} I_{\mu}(\vec{x}) \quad (4.5)$$

wobei das Quadrat der Feldstärke durch die experimentell zugänglichere Größe der Intensität substituiert wird, wodurch sich eine Proportionalität zwischen Lichtintensität und Energieverschiebung ergibt. Der Zusammenhang zwischen der elektrischen Feldstärke und der Lichtintensität ist gegeben durch

$$|E_{\mu}(\vec{x})|^2 = \frac{2I_{\mu}(\vec{x})}{\epsilon_0 c} \quad (4.6)$$

Die aus dem Potential folgende Kraft ist

$$\vec{F}_{i,\mu}(\vec{x}) = - \frac{\alpha_{i,\mu}(\omega)}{2\epsilon_0 c} \nabla I_{\mu}(\vec{x}) \quad (4.7)$$

Das Potential ist das Produkt aus der Polarisierbarkeit und der im Allgemeinen ortsabhängigen Intensität. Diese Ortsabhängigkeit wird genutzt, um die Atome zu fangen. Die Polarisierbarkeit (4.4) hängt von der Lichtfrequenz  $\omega$  und -polarisation ab sowie vom atomaren Zustand.

**Komplexe Polarisierbarkeit und Streuraten** In der Behandlung der Gleichung (4.1) wurde durch den klassischen Feldansatz die spontane Emission der angeregten Zustände vernachlässigt. Diese wird hier nachträglich phänomenologisch dadurch berücksichtigt, dass man die Zerfallsraten der angeregten Zustände  $\Gamma_f$  und - in Analogie zum klassischen Lorentzoszillator - eine komplexe Polarisierbarkeit  $\alpha(\omega) = \alpha'(\omega) + i\alpha''(\omega)$  einführt. Ein detaillierte Erläuterung und Rechnung hierzu wird in [PET02] durchgeführt.

Man erhält für den Real- bzw. Imaginärteil der Polarisierbarkeit

$$\alpha'_{i,\mu}(\omega) = \frac{1}{\hbar} \sum_f \left( \frac{(\omega_{fi} - \omega)}{(\omega_{fi} - \omega)^2 + (\Gamma_f/2)^2} + \frac{(\omega_{fi} + \omega)}{(\omega_{fi} + \omega)^2 + (\Gamma_f/2)^2} \right) |\langle i | d_{\mu} | f \rangle|^2 \quad (4.8)$$

$$\alpha''_{i,\mu}(\omega) = \frac{1}{\hbar} \sum_f \left( \frac{\Gamma_f/2}{(\omega_{fi} - \omega)^2 + (\Gamma_f/2)^2} + \frac{\Gamma_f/2}{(\omega_{fi} + \omega)^2 + (\Gamma_f/2)^2} \right) |\langle i | d_{\mu} | f \rangle|^2 \quad (4.9)$$

<sup>4</sup> Hier wird rein  $\sigma^{\pm}$  bzw.  $\pi$ -polarisiertes Licht angenommen, so dass in  $|\langle i | \vec{E} \cdot \vec{d} | f \rangle|^2 = \sum_{\mu', \mu''} (-1)^{(\mu' + \mu'')} E_{\mu} E_{\mu'} \langle i | d_{-\mu'} | f \rangle \langle f | d_{-\mu''} | i \rangle$  die Nichtdiagonalkomponenten verschwinden.

Für im Vergleich zur Linienbreite große Verstimmungen stimmt der Realteil mit dem vorherigen Resultat (4.4) überein. Der Realteil der Polarisierbarkeit fällt bei Vernachlässigung des gegenrotierenden Terms mit dem Kehrwert der Verstimmung ab, der Imaginärteil hingegen mit der zweiten Potenz des Kehrwerts. Dies führt dazu, dass die durch den Imaginärteil beschriebene Kraft, der Strahlungsdruck, ein nahresonantes Phänomen ist und für fernresonantes Licht die Dipolkraft der vorherrschende Effekt ist. Der Imaginärteil spielt im weiteren nur die folgende Rolle. Er erzeugt nach (4.5) eine imaginäre Zustandsverschiebung, die als Streurrate  $\Gamma_i$  von Prozessen, bei denen spontane Emission auftritt, interpretiert werden kann. Es folgt

$$\Gamma_i(\vec{x}) = -\frac{2}{\hbar} \text{Im} \Delta E_{i,\mu}(\vec{x}) = \frac{2}{\hbar \epsilon_0 c} \alpha''_{i,\mu}(\omega) I_\mu(\vec{x}) \quad (4.10)$$

Bei diesen Streuprozessen treten aufgrund deren stochastischer Natur Heizprozesse auf. Eine Abschätzung der resultierenden Heizraten wird weiter unten angegeben. [GRI00]

**Berechnung der Dipolmatrixelemente** Der laserfrequenzabhängige Teil der Polarisierbarkeit ist hiermit diskutiert. Es bleiben noch die Dipolmatrixelemente zu berechnen, die durch die atomaren Übergänge und die Lichtpolarisation gegeben werden.

Alkaliatomzustände sind in den Drehimpulsquantenzahlen  $J$ ,  $F$  und  $m_F$  beschreibbar. Das Wigner-Eckhard-Theorem erlaubt es, die Abhängigkeit der Dipolmomente von der  $m$ -Quantenzahl abzuseparieren. [EDM64]

$$\langle F m_F | d_\mu | F' m'_F \rangle = (-1)^{F-m_F} \begin{pmatrix} F & 1 & J' \\ -m_F & \mu & m'_F \end{pmatrix} \langle F || d || F' \rangle \quad (4.11)$$

Da der Dipoloperator nicht auf den Kernspin  $I$  wirkt, können die Dipolmatrixelemente entsprechend der Kopplungsbeziehungen über die Sechs-J-Symbole weiter reduziert werden.

$$\langle JIF || d || J'IF' \rangle = (-1)^{J-m} ((2F+1)(2F'+1))^{1/2} \begin{Bmatrix} J & F & I \\ F' & J' & 1 \end{Bmatrix} \langle J || d || J' \rangle \quad (4.12)$$

Für die Polarisierbarkeit erhält man hiermit mit den Zuständen  $i = |nLJ\rangle$  und  $f = |n'L'J'\rangle$

$$\alpha_{i,\mu} = \sum_f \alpha_{if} \sum_{F'} \left( \frac{\Delta_{F_{max}, F'_{max}}}{\Delta_{F, F'}} f_{F, F'} \right) \sum_{m_F} \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ -m_F & \mu & m_F + \mu \end{pmatrix}^2 \quad (4.13)$$

mit den reduzierten Polarisierbarkeiten

$$\alpha_{if} = \frac{|\langle i || d || f' \rangle|^2}{\hbar} \frac{1}{\Delta_{F_{max}, F'_{max}}} \quad (4.14)$$

und den Oszillatorstärken

$$f_{F, F'} = \left( (2F+1)(1F'+1) \begin{Bmatrix} J & F & I \\ F' & J' & 1 \end{Bmatrix} \right)^2 \quad (4.15)$$

$F_{max}, F'_{max}$  bezeichnet den jeweils höchsten Wert, den  $F$  bzw.  $F'$  für das gegebene  $i$  annehmen können.

Die Dipolmatrixelemente lassen sich am einfachsten aus den Zerfallsraten der angeregten Zustände bestimmen. Die Zerfallsraten eines angeregten Zustandes berechnen sich aus der Summe des angeregten Zustandes in alle Zerfallskanäle. Unter Berücksichtigung der oben angegebenen Symmetrien erhält man für die Zerfallsraten  $\Gamma_{JJ'}$

$$\Gamma_{JJ'} = \frac{\omega^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \frac{1}{2J'+1} |\langle nLJ || d || n'L'J' \rangle|^2 \quad (4.16)$$

Es lässt sich zeigen, dass für die Polarisierbarkeitskomponenten  $\alpha_{-1} + \alpha_{+1} = 2\alpha_0$  gilt, so dass die Polarisierbarkeit für linear polarisiertes Licht unabhängig von der Quantisierungsachse durch  $\alpha_0$  gegeben wird.

Für linear polarisiertes Licht erhält man für den Real- bzw. Imaginärteil der Polarisierbarkeit aller Subzustände des Alkali-Grundzustandes  $^2S_{1/2}$  unter der Annahme das  $\frac{\Delta_{F_{max}, F'_{max}}}{\Delta_{F, F'}} = 1$

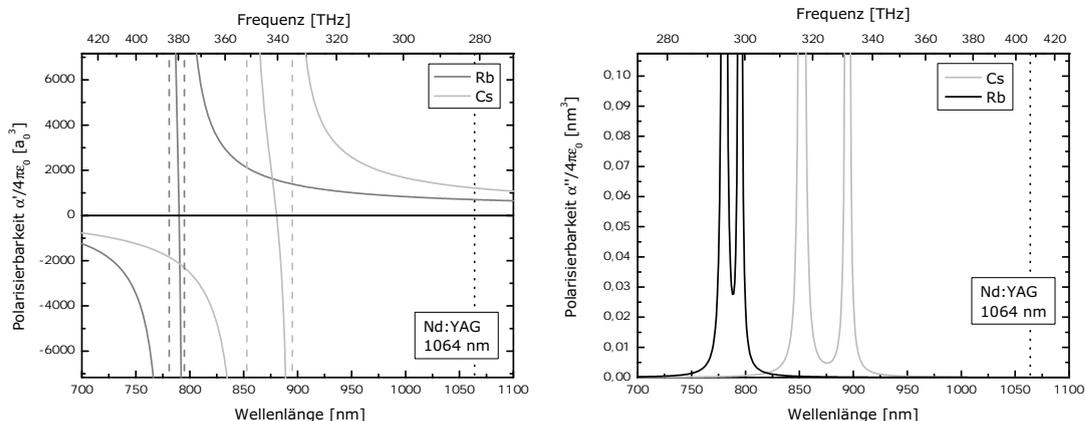
$$\alpha'(\omega) = 3\pi\epsilon_0 c^3 \left( f_{D_1} \frac{\Gamma_{D_1}}{\omega_{D_1}^3} \frac{1}{\Delta_{D_1}(\omega)} + f_{D_2} \frac{\Gamma_{D_2}}{\omega_{D_2}^3} \frac{1}{\Delta_{D_2}(\omega)} + \dots \right) \quad (4.17)$$

$$\alpha''(\omega) = 3\pi\epsilon_0 c^3 \left( f_{D_1} \Gamma_{D_1}^2 \frac{\omega^3}{\omega_{D_1}^6} \frac{1}{\Delta_{D_1}(\omega)} + f_{D_2} \Gamma_{D_2}^2 \frac{\omega^3}{\omega_{D_2}^6} \frac{1}{\Delta_{D_2}(\omega)} + \dots \right) \quad (4.18)$$

**Polarisierbarkeiten von Rubidium und Cäsium** Das optische Dipolpotential stellt also eine Möglichkeit dar, Atome in den Hyperfeingrundzuständen über weit gegenüber den optischen Resonanzen verstimmt Licht nahezu konservativ zu fangen, wobei das Potential proportional zur Lichtintensität und zur Polarisierbarkeit ist. Lichtpolarisation und Frequenz stellen dabei die Freiheitsgrade dar, über die die Polarisierbarkeit eingestellt werden kann. Zum Fangen der Atome in einem Intensitätsmaximum muss nach (4.5) die Polarisierbarkeit positiv sein. Hier sollen zwei Spezies simultan in dem selben Intensitätsmaximum in vergleichbaren Potentialen gefangen werden. Dazu ist es notwendig, dass die Polarisierbarkeiten in der gleichen Größenordnung liegen. In der Abbildung 4.1 ist die Polarisierbarkeit für Lichtwellenlängen im roten und infraroten Bereich aufgetragen. Die Unterzustände des  $^2S_{1/2}$ -Zustandes koppeln in erster Linie an die  $^2P_{1/2}$  und  $^2P_{3/2}$ -Zustände,<sup>5</sup> weshalb hier die Kopplung an die höheren Zustände vernachlässigt wurde.

Da die Streurrate (4.10) möglichst gering sein soll, wählt man eine für beide Atomspezies stark rotverstimmt Wellenlänge, bei denen Laser mit hohen Leistungen zur Verfügung stehen. Gewählt wird hier ein Nd:YAG-Laser, der infrarotes Licht bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1064$  nm emittiert.

<sup>5</sup> Die höheren Zustände koppeln entweder gar nicht oder aufgrund der großen Verstimmung nur stark unterdrückt. (Siehe Anhang A)



(a) Realteil der Polarisierbarkeit.

(b) Imaginärteil der Polarisierbarkeit.

**Abbildung 4.1:** Abhängigkeit der Polarisierbarkeiten von Rubidium und Cäsium im  $^2S_{1/2}$ -Zustand von der Lichtwellenlänge für linear polarisiertes Licht. Die Kurven wurden mit (4.17) bzw. (4.18) berechnet. Die gestrichelten Linien zeigen die Wellenlängen der  $D_1$ - und  $D_2$ -Linien an, die gepunktete Linie die Nd:YAG-Wellenlänge.

Bei der Nd:YAG-Wellenlänge sind die Polarisierbarkeiten (4.17) der Rb- und Cs-Hyperfeingrundzustände unter Vernachlässigung der höheren Linien für linear polarisiertes Licht

$$\alpha'_{Rb} = 0,18 \text{ nm}^3 \cdot 4\pi\epsilon_0, \quad \alpha'_{Cs} = 0,10 \text{ nm}^3 \cdot 4\pi\epsilon_0 \quad (4.19)$$

$$\alpha''_{Rb} = 0,027 \text{ m}^3 \cdot 4\pi\epsilon_0, \quad \alpha''_{Cs} = 0,081 \text{ m}^3 \cdot 4\pi\epsilon_0 \quad (4.20)$$

Die Beiträge der einzelnen Linien zur Polarisierbarkeit, sowie die hierfür relevanten Größen sind in Anhang A aufgelistet.

Man bekommt für das Verhältnis der Polarisierbarkeiten bei der Nd:YAG-Wellenlänge

$$\frac{\alpha_{Cs,^2S_{1/2}}}{\alpha_{Rb,^2S_{1/2}}} = 1.7 \quad (4.21)$$

Die größere Polarisierbarkeit von Cäsium ist auf die geringere Verstimmung  $\Delta$  der beiden Linien zurückzuführen.

**Streuungsbedingte Heizprozesse** Nach [GRI00] bewirken die Streuprozesse (4.10) eine Aufheizung des Ensembles. Die Heizung basiert auf der Änderung der thermischen Energie um die Rückstoßenergie  $E_{\text{Rück}}$  pro Streueignis. Für ein Zweiniveaumatom erhält man für große Verstimmungen eine zur Rückstoßtemperatur  $T_{\text{Rück}}$  proportionale Heizrate

$$\dot{T} = \frac{1}{3} T_{\text{Rück}} \langle \Gamma \rangle_{\text{Streu}} \quad (4.22)$$

mit der Rückstoßtemperatur

$$T_{\text{Rück}} = E_{\text{Rück}}/k_B = \frac{\hbar^2 \omega^2}{2mc^2} \quad (4.23)$$

Für Mehrniveaumatome lässt sich dies über die mit den einzelnen Übergängen verbundenen Streuraten verallgemeinern zu

$$\dot{T} = \frac{1}{3} (T_{\text{Rück},D_1} \langle \Gamma \rangle_{\text{Streu},D_1} + T_{\text{Rück},D_2} \langle \Gamma \rangle_{\text{Streu},D_2}) \quad (4.24)$$

Um die Heizrate abzuschätzen, wird hier die Differenz zwischen den beiden Rückstoßtemperaturen vernachlässigt. In der Drehwellennäherung kann man die mittlere Streurrate aus der mittleren potentiellen Energie, mithin aus der Temperatur des Ensembles bestimmen. Für ein dreidimensionales harmonisches Potential erhält man [GRI00]

$$\langle \Gamma \rangle_{\text{Streu}} = \frac{\Gamma_{\text{Streu},0}}{\hbar \Delta_{D_2}} \left( U_0 + \frac{3}{2} k_B T \right) \quad (4.25)$$

Für Einspeziesensembles, deren Temperatur klein im Vergleich zur Falltiefe  $U_0$  ist, ist die mittlere Streurrate  $\langle \Gamma \rangle_{\text{Streu}}$  gleich der Streurrate im Intensitätsmaximum und die damit maximale Heizrate der Falle (4.10) ergibt sich zu

$$\dot{T} = \frac{1}{3} T_{\text{Rück}} \Gamma_0 = \frac{2 T_{\text{Rück}} \alpha''}{3 \hbar \epsilon_0 c} I_0 \quad (4.26)$$

**Das Fallenpotential** Das optische Dipolpotential (4.5) ist das Produkt aus der Polarisierbarkeit und der Lichtintensität. Die Polarisierbarkeit ist der speziesabhängige Anteil des Potentials. Sie wird über die Lichtwellenlänge und -polarisation bestimmt. Für die Nd:YAG-Wellenlänge bekommt man eine zum Intensitätsmaximum hinziehende Kraft, und zudem für beide Spezies ein Potential gleicher Größenordnung. Die lineare Lichtpolarisation erlaubt es, alle Hyperfeingrundzustände im gleichen Potential zu fangen.

Nun bleibt der zweite, speziesunabhängige Anteil des Potentials zu diskutieren, nämlich die Intensitätsverteilung, die die Potentialform und -stärke festlegt.

## 4.2. Die Intensitätsverteilung eines Laserstrahls

In der optischen Dipolfalle sollen die Atomensembles durch ein Dipolpotential (4.5) in einem Intensitätsmaximum bei einer Wellenlänge von 1064 nm gefangen werden. Man benötigt für ein möglichst tiefes und enges Potential ein hohes und schmales Intensitätsmaximum. Die einfachste Möglichkeit, ein solches Intensitätsmaximum zu erzeugen, ist es, einen Laserstrahl stark zu fokussieren. Diese Form der optischen Dipolfalle stellt vom technischen Aufwand die einfachste Form einer optischen Dipolfalle dar.<sup>6</sup>

Da die Form des Fallenpotentials, wie in Kapitel 2 gezeigt, einen Einfluss auf die Eigenschaften der gefangenen Atomwolken hat, ist es notwendig, die Intensitätsverteilung des fokussierten Laserstrahls möglichst genau beschreiben zu können. Der Parameter, über den die Intensitätsverteilung kontrolliert werden kann, ist die Leistung, die proportional zur Intensität ist. Die Strahltaile eines fokussierten Laserstrahls und auch die Wellenlänge sind im Allgemeinen nur mit größerem technischem Aufwand zu kontrollieren.

Zunächst wird hier die Ausbreitung von Laserstrahlen über die paraxiale Wellengleichung inklusive deren grundlegende Lösungen diskutiert. Danach wird auf mögliche Abweichungen des Strahls von dem Grundmoden eingegangen.

**Paraxiale Wellengleichung** Die Gleichungen für die Ausbreitung von Lichtwellen folgen aus den Maxwellgleichungen für ladungsfreie Raumgebiete mit homogenem Brechungsindex  $n$ . Für die Komponenten des elektrischen und des magnetischen Feldes, wie auch für das Vektor- und das skalare Potentiale (hier jeweils abgekürzt durch  $\mathcal{E}$ ) gilt die Gleichung

$$\Delta \mathcal{E}(\vec{x}, t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathcal{E}(\vec{x}, t) = 0 \quad (4.27)$$

mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$ . [JAC82]

Durch Fouriertransformation der Gleichung (4.27) erhält man für jede Frequenzkomponente  $\mathcal{E}_\omega(\vec{x})$  des Feldes die Helmholtzgleichung

$$\Delta \mathcal{E}_\omega(\vec{x}) + k^2 \mathcal{E}_\omega(\vec{x}) = 0 \quad (4.28)$$

wobei  $k$  die Wellenzahl  $k = n\omega/c$  ist. Da hier mit schmalbandigem Laserlicht gearbeitet wird, wird im Folgenden von monochromatischem Licht ausgegangen, dementsprechend der Index  $\omega$  nicht mehr explizit geschrieben.

Die Helmholtzsche Wellengleichung (4.28) lässt sich über den Huygens-Frenelschen Integralansatz lösen

$$\mathcal{E}(\vec{x}) = \frac{i}{\lambda} \iint_{\mathcal{A}} \mathcal{E}(\vec{x}_{\mathcal{A}}) \left( \frac{e^{-ikr}}{r} \right) d\vec{\mathcal{A}} \quad (4.29)$$

Das Subskript  $\mathcal{A}$  bezeichnet die Größen auf der Integrationsfläche,  $r$  den Abstand  $r = |\vec{x} - \vec{x}_{\mathcal{A}}|$  und  $\lambda$  die Wellenlänge  $\lambda = 2\pi/k$ .<sup>7</sup> Das Integral erlaubt es, bei einer auf einer beliebigen Fläche vorgegebenen Amplituden- und Phasenverteilung, die Lösung im restlichen Raumgebiet zu bestimmen.<sup>8</sup>

<sup>6</sup> Andere Dipolfallentypen werden in [GRI00] behandelt.

<sup>7</sup> Zur Gültigkeit dieses Integralansatzes siehe z.B. [MES05] oder [JAC82]

<sup>8</sup> Ein konstanter Brechungsindex wird hier vorausgesetzt.

Da Laserstrahlen üblicherweise nur schwach divergieren, können Wellenvektoren senkrecht zur Ausbreitungsachse<sup>9</sup> in erster Ordnung vernachlässigt werden. Zur Beschreibung von Laserstrahlen wählt man deshalb Ansatz einer leicht variierten ebenen Welle

$$\mathcal{E}(\vec{x}) = \mathcal{E}_0 \psi(\vec{x}) e^{-ikz} \quad (4.30)$$

Mit der paraxialen Näherung [HAW95]

$$\left| \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2k \frac{\partial \psi}{\partial z} \right| \quad (4.31)$$

erhält man die paraxiale Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (4.32)$$

Die fundamentalen Lösungen sind in Zylinderkoordinaten die Laguerre-Gauß-Moden, im kartesischen Koordinaten die Hermite-Gauß-Moden. [KNE89, HAW95]

Ebenso wie die Helmholtzgleichung lässt sich das Huygens-Fresnelsche Integral in paraxialer Näherung ausdrücken<sup>10</sup>

$$\mathcal{E}(\vec{x}) = \frac{i}{\lambda} \frac{e^{ik(r+\epsilon(\vec{x}))}}{r_{\text{Ref}}} \iint_{\mathcal{A}} \mathcal{E}(\vec{x}_A) e^{ik(xx_A+yy_A)^2/r_{\text{Ref}}} \quad (4.33)$$

Hier bezeichnet  $r_{\text{Ref}}$  den Radius der Referenzsphäre,  $\epsilon(\vec{x})$  einen quadratischen Phasenterm [HOP70, LAMA]. Dieses Integral kann benutzt werden, um den Einfluss von Abbildungsfehlern und Beugungseffekten zu berechnen.

Zunächst werden die grundlegenden Eigenschaften paraxialer Wellen sowie des grundlegenden Mode, des gaußschen bzw. TEM<sub>00</sub>-Mode aufgeführt. Im Anschluss gehe ich auf mögliche Abweichungen von dieser idealen Strahlverteilung ein.

Nach [COH92] lässt sich jede Lösung der paraxialen Wellengleichung über die Strahlbreite  $w$ <sup>11</sup> charakterisieren, wobei diese für jede Lösung der Beziehung

$$w(z)^2 = w_0^2 + \theta^2 (z - z_0)^2 \quad (4.34)$$

gehört.  $w_0$  ist die Strahlbreite am Punkt der kleinsten Strahlausdehnung  $z_0$ , die Strahltaille<sup>12</sup>.  $\theta$  ist die Strahldivergenz, also der halbe Öffnungswinkel. Das Verhältnis

$$M^2 := \frac{w_0 \cdot \theta}{\left(\frac{\lambda}{\pi}\right)} \quad (4.35)$$

---

<sup>9</sup> Im folgenden als z-Achse bezeichnet.

<sup>10</sup> Das Integral wird hier in der von dem im Abschnitt 4.4 beschriebenen Programm OSLO verwendeten Form geschrieben.

<sup>11</sup> Die Strahlbreite lässt sich allgemein über die Standardabweichung der Intensitätsverteilung definieren. Für einen Gausstrahl bezieht sich die Definition üblicherweise auf den  $1/e^2$ -Radius. [COH92]

<sup>12</sup> Engl.: beam waist

wird als  $M^2$ -Wert bezeichnet. Man kann zeigen, dass der  $M^2$ -Wert durch die Beugungsbegrenzung mindestens 1 beträgt. Das Verhältnis

$$z_R = \frac{w_0}{\theta} \stackrel{(4.35)}{=} \frac{\pi w_0^2}{\lambda M^2} \quad (4.36)$$

wird als die Rayleighlänge bezeichnet. Die Beziehung (4.34) gilt prinzipiell für jede transversale Strahlbreite separat. Man definiert die Strahlelliptizität  $\epsilon$  als

$$\epsilon = \frac{w_{0,x}}{w_{0,y}} = \frac{\theta_x}{\theta_y} \quad (4.37)$$

**Gausstrahlen** Der jeweils niedrigste Lösungsmodus, der (runde)  $TEM_{00}$  Mode, besitzt die elektrische Feldverteilung [MES05, HAW95]

$$\vec{E}(\vec{x}) = \vec{E}_0 \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right)} e^{-(\rho/w(z))^2} e^{ik\rho^2/2R(z)} e^{ikz} e^{-i\eta(z)} \quad (4.38)$$

mit dem bereits in (4.34) angegebenen Strahlradius,

$$w(z)^2 = w_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right) \quad (4.39)$$

dem Krümmungsradius der Wellenfronten

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right) \quad (4.40)$$

und der Guoy-Phase

$$\eta(z) = \tan^{-1}(z/z_R) \quad (4.41)$$

Für die Intensitätsverteilung der Mode erhält man mit (4.6)

$$I(\rho, z) = I_0 e^{-2\left(\frac{\rho^2}{w(z)^2}\right)} \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2\right)} \quad (4.42)$$

Die maximale Intensität  $I_0$  lässt sich über die Strahlleistung  $P$  ausdrücken

$$I_0 = \frac{2 P}{\pi w_0^2} \quad (4.43)$$

**Strahldeformationen** Neben dem angegebenen runden  $TEM_{00}$ -Moden gibt es auch elliptische Moden. Im Falle eines astigmatischen Strahls kann sich auch die Position der Strahltaillen unterscheiden. [COH92, HAW95] Ein Laserstrahl ist im Allgemeinen eine Superposition mehrerer Fundamentalmoden. Wenn die Beiträge der höheren Moden klein gegenüber dem Beitrag der  $TEM_{00}$ -Mode sind, so lässt sich das Strahlprofil

dennoch gut über den Ausdruck (4.42) beschreiben, indem man den  $M^2$ -Wert (4.35) in der Rayleighlänge berücksichtigt.<sup>13</sup> Die bislang angeführten Strahldeformationen sind üblicherweise auf die Strahlquelle, also den Laser, zurückzuführen.

Zusätzlich können die Abbildungsfehler der Linsen und Beugungseffekte Abweichungen von der idealen Strahlverteilung hervorrufen. Für die Berechnung dieser Abweichungen erweist sich das Integral (4.33) als nützlich. Wenn die Phase des einfallenden Strahls und die Wellenfrontverzerrung bekannt ist, lässt sich mit dem Integral die Intensitätsverteilung nach Passage der Abbildungsoptik berechnen. Die Wellenfrontverzerrung der Abbildungsoptik lässt sich mit strahlenoptischen Mitteln berechnen. (siehe Abschnitt 4.4)

**Konstruktion der Fallenoptik** Die Parameter für den fokussierten Fallenstrahl sind damit die Ausdehnungen der Intensitätsverteilung, die durch die Strahltaile  $w_0$  und die Rayleighlänge  $z_R$  gegeben werden und die maximale Intensität  $I_0$ , die durch die Strahlleistung  $P$  kontrolliert werden kann. Die Strahltaile und damit auch die Rayleighlänge wird durch die Optik vorgegeben, die den Strahl fokussiert. Dabei wird die Strahltaile nach (4.34) durch die Divergenz des fokussierten Strahls vorgegeben.

Im nächsten Abschnitt wird der Aufbau der Falle vorgestellt, der sowohl für die gewünschte Fokussierung des Strahls sorgt als auch die Regelbarkeit die Strahlleistung  $P$  gewährleistet. Im darauf folgenden Abschnitt wird der vorgestellte optische Aufbau simuliert, so dass sichergestellt werden kann, dass die Abweichungen des Fallenstrahls von einem  $TEM_{00}$ -Mode minimal sind.

---

<sup>13</sup>Die Beschreibung (4.34) bleibt auch für stärkere Beiträge höherer Moden gültig, allerdings hat die Intensitätsverteilung nicht mehr die Form (4.42).

### 4.3. Der Aufbau der Dipolfalle

Im Folgenden wird der technische Aufbau der Falle im Detail vorgestellt, und die sich daraus ergebenden Fallenstrahlparameter abgeschätzt. Von den Parametern des fokussierten Strahls sind die Intensität und die Fallenposition einstellbar. Die Strahltaile soll im vorliegenden Fall nicht variiert werden. Die Polarisierung des Strahls wird durch die optischen Komponenten festgelegt.

Der Aufbau der optischen Dipolfalle besteht aus einem Laser als Strahlquelle und einem optischen Aufbau, der dafür sorgt, dass das Licht in der gewünschten Strahlform in die Falle fokussiert wird. Der optische Aufbau besteht aus Komponenten zur Leistungskontrolle, einem räumlichen Modenfilter, hier durch eine Einmodenfaser realisiert, und einem Linsensystem zur Fokussierung.

Das Linsensystem wurde dafür entworfen und optimiert, den aus dem Modenfilter kommenden Strahl so zu fokussieren, dass ein möglichst einem Gaussmoden entsprechender Strahl mit der entsprechenden, an die Erfordernisse angepassten Strahltaile erzeugt wird. Die Leistung der Strahlquelle ist so zu wählen, dass der Strahl nach den Verlusten an den optischen Elementen und dem Modenfilter die Leistung liefert, die für die Falle nötig ist.

Der Aufbau ist in den Abbildungen 4.2 und 4.3 skizziert. Abbildung 4.2 zeigt den vor der optischen Faser befindlichen Teil des Aufbaus inklusive Laser und den Komponenten zur Leistungsregelung. Abbildung 4.3 zeigt den hinter der Faser befindlichen Teil, der das Fokussierungssystem und die Komponenten zur Leistungskontrolle beinhaltet. Ebenfalls sind dort schematisch die Glaszelle und die in Kapitel 3 beschriebenen Komponenten des Experiments eingezeichnet. Im Folgenden werden die Eigenschaften der einzelnen Komponenten im Detail behandelt.

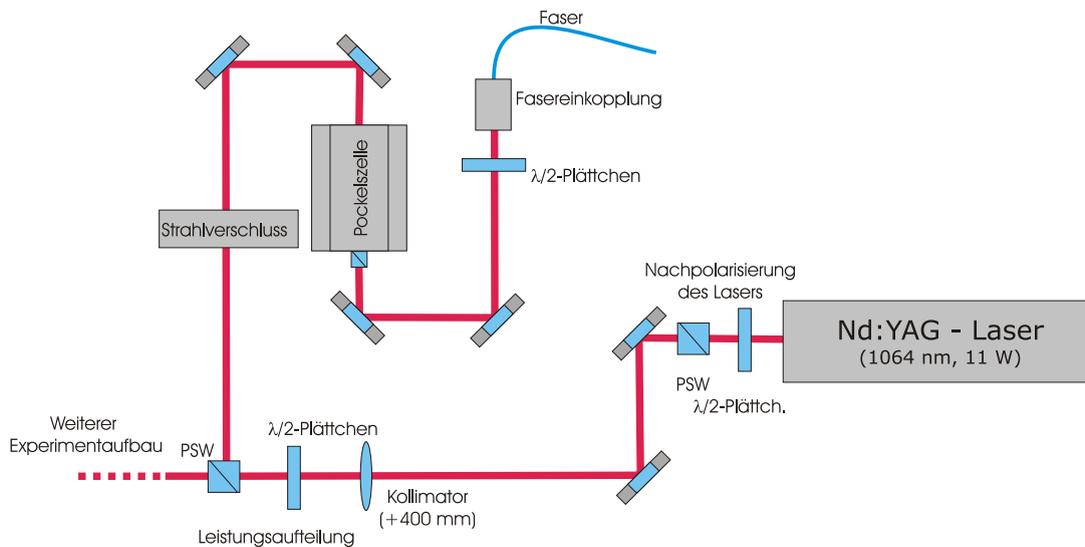
Wie bereits erwähnt, führten technische Schwierigkeiten am ursprünglich für die Falle vorgesehenen Laser zu einer Verzögerung des Fallenaufbaus. Die Charakterisierung dieses Lasers ist im Anhang C beschrieben. Aufgrund der Probleme wurde er schließlich durch den im Folgenden aufgeführten Laser ersetzt, der für zwei Experimente benutzt wird. Langfristig ist es geplant, einen eigenständigen Laser für die Dipolfalle anzuschaffen.

**Strahlquelle** In der hier dargestellten Version der Dipolfalle wird als Lichtquelle ein bogenlampengepumpter kontinuierlicher Nd:YAG-Laser des Herstellers Quantronix / Excel Technologies (Modell 112) verwendet.<sup>14</sup> Der Laser liefert Licht bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 1064,3$  nm. Laut [SCH04] läuft er im Mehrmodenbetrieb mit ca. fünf longitudinalen Moden im Abstand von 196 MHz. Die maximale Ausgangsleistung liegt bei 11 W. Da der Laser von zwei Experimentaufbauten verwendet wird, stehen von der Gesamtleistung des Lasers für die Dipolfalle ca. 1 W zur Verfügung. Das vom Laser erzeugte Licht ist linear polarisiert.

**Leistungskontrolle** Zur Regelung der optischen Leistung in der Falle wird das Licht vor der Fasereinkopplung durch eine Pockelszelle (Hersteller Linos, Modell LM 13 P 5W)

---

<sup>14</sup>Zu den Spezifikationen dieses Modells siehe auch [SCH04, ALT04].



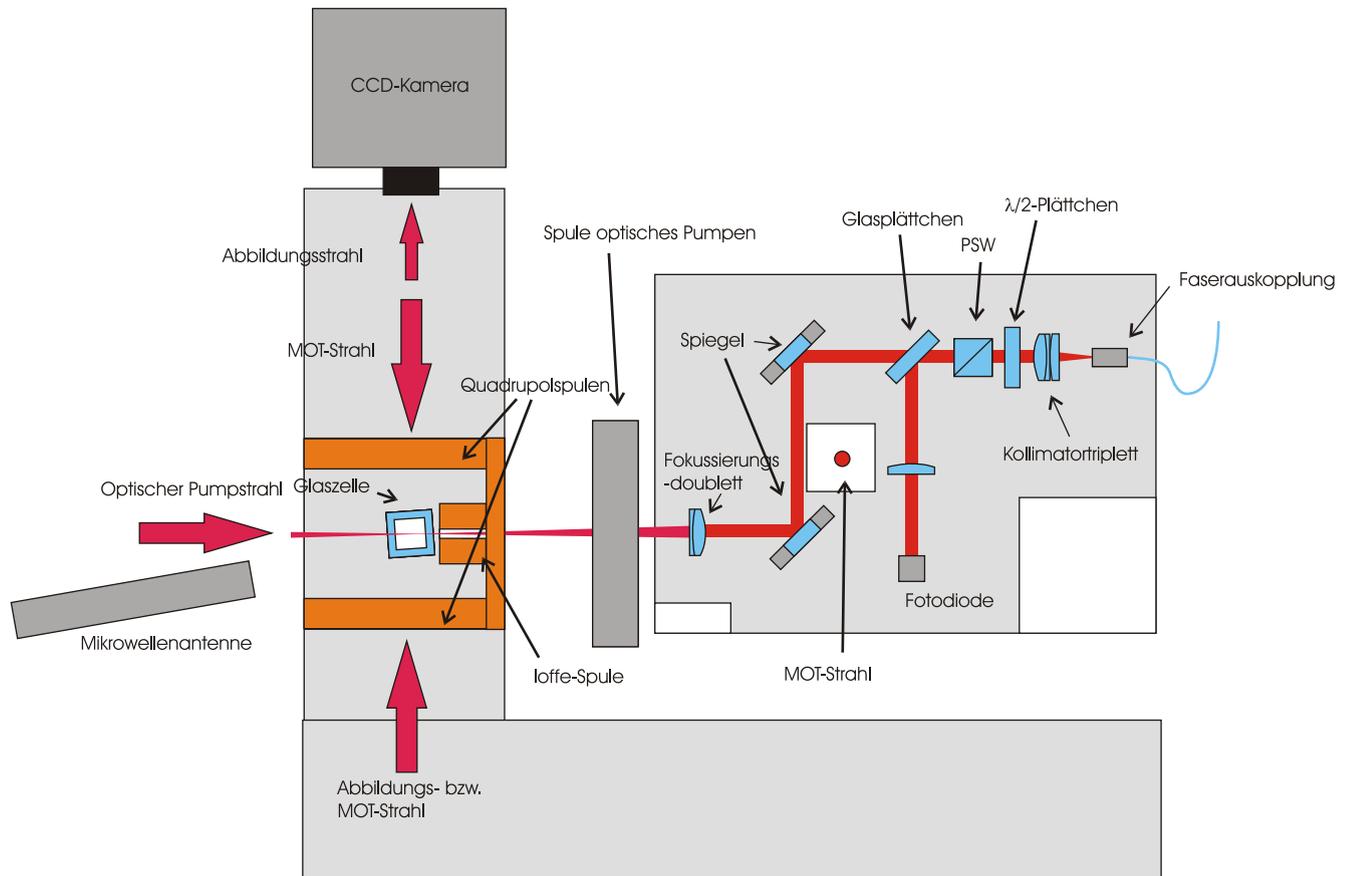
**Abbildung 4.2:** Skizze des Fallenaufbaus vor der optischen Faser. Der Laser wird durch eine Kombination aus  $\lambda/2$ -Plättchen und polarisierenden Strahlteilerwürfel (PSW) linear nachpolarisiert. Der Kollimator sorgt für eine Kollimation des Strahls über die benötigte Strecke. Durch eine weitere Kombination aus  $\lambda/2$ -Plättchen und PSW wird die Leistung des Lasers zwischen den beiden Experimentaufbauten aufgeteilt. Die für die Dipolfalle abgezielte Leistung beträgt ca. 1 W. Pockelszelle und Strahlverschluß liefern die erforderliche Kontrollierbarkeit der Strahlleistung in der Falle. Das  $\lambda/2$ -Plättchen vor der Fasereinkopplung stellt die Polarisationsachse auf die optimale Polarisationserhaltungsachse der Faser ein.

geführt. Um die Resttransmission der Pockelszelle zu unterdrücken, wird zusätzlich ein Strahlverschluß verwendet.

Hinter der Faserauskopplung wird ein geringer Teil der Leistung über ein Glasplättchen über eine Linse auf eine Fotodiode fokussiert.<sup>15</sup> Über das Intensitätssignal der Fotodiode kann die Leistung in der Falle kontrolliert und, gegebenenfalls elektronisch, über die Pockelszelle auf einem konstanten Wert gehalten werden. Leistungsschwankungen können mehrere Ursachen haben. Einerseits kann es Leistungsschwankungen in der Laserleistung oder durch die Pockelszelle geben. Eine weitere mögliche Ursache sind Polarisationschwankungen des Lasers oder in der Faser, die an den jeweiligen Polarisatoren in Leistungsschwankungen umgesetzt werden.

Von der genutzten Laserleistung von ca. 1 W transmittiert die Pockelszelle maximal ca. 80 %. Die Faser hat, bedingt durch die Modengüte des eingekoppelten Strahls, eine Transmission von 85 %. Die optischen Elemente zusammen haben mit den weiter unten angegebenen Werten eine Transmission von ca. 90 %. Dies ergibt als Abschätzung der

<sup>15</sup>Für das Abzweigen der Leistung wird nicht der Strahlteilerwürfel verwendet, da polarisationsbedingte Leistungsschwankungen so nicht korrekt gemessen werden können.



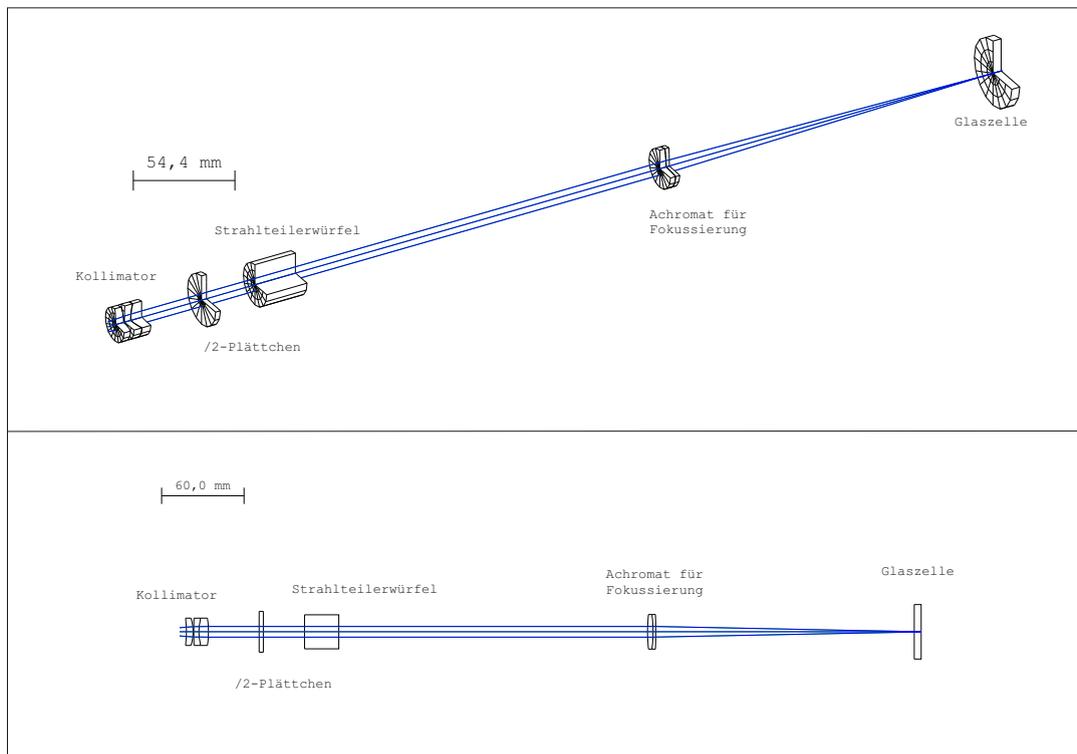
**Abbildung 4.3:** Skizze des Fallenaufbaus nach der optischen Faser. Der Fokussierungsaufbau besteht aus einem Linsentriplett zur Strahlkollimierung und einem Linsendoublett zur Fokussierung. Die Spiegel sowie ein unter dem Fokussierungsdoublett angebrachter zweiachsiger Verschiebetisch dienen zur Strahljustage. Nach dem Kollimator befindet sich eine Kombination aus  $\lambda/2$ -Plättchen und PSW zur Nachpolarisierung. Durch ein Glasplättchen wird ein Teil der Strahlleistung zur Leistungskontrolle auf eine Fotodiode abgezweigt. Auch skizziert sind die Spulenkonstruktion, der z-Strahl der unteren MOTs, das Abbildungssystem, die Mikrowellenantenne sowie das System für das optische Pumpen (siehe Kap. 3). In der Platte ist ein Ausschnitt für die Zuführung eines der MOT-Strahlen ausgefräst.

oberen Fallenstrahlleistung einen Wert von  $P = 575 \text{ mW}$ . Dieser Wert ist bei Fertigstellung des Aufbaus zu überprüfen und die hieraus abgeleiteten Größen zu korrigieren.

**Faser** Dadurch, dass der Laser in einem angrenzenden Labor steht, wird das Licht über eine polarisationserhaltende Einmoden-Faser<sup>16</sup> an den Experimentaufbau geführt. Die Faser fungiert als Modenfilter, der höhere transversale Moden als die  $TEM_{00}$ -Mode herausfiltert. Der  $M^2$ -Wert des aus der Faser austretenden Strahls kann somit als  $M^2 = 1$  angenommen werden.

Das verwendete Fasermodell besitzt einen Kerndurchmesser von  $10 \mu\text{m}$ . Die Numerische

<sup>16</sup> Hersteller LIEKKI, Modell »passive-10/123-PM«



**Abbildung 4.4:** Skizze des optischen Aufbaus inklusive des simulierten Strahlenganges. Die Grafiken wurden aus OSLO übernommen.

Apertur NA der Faser

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (4.44)$$

ist als 0,078 angegeben, mit den Brechungsindizes des Kerns  $n_1$  und des Mantels  $n_2$  [P96] Strahlenoptisch stimmt dies mit dem Öffnungswinkel des ausgekoppelten Strahls überein. Hier wird angenommen, dass die NA auch der  $1/e^2$ -Divergenz des ausgekoppelten Strahls entspricht. Ebenso wird angenommen, dass die Elliptizität des ausgekoppelten Strahls der Elliptizität des Faserkerns von 4,3 % entspricht. Da diese Werte in die charakteristischen Parameter des Fallenstrahls eingehen, sind die Werte experimentell zu überprüfen.

Für Polarisationserhaltung der Faser wird vom Hersteller als maximaler Wert 1:40000 angegeben, so dass das aus der Faser kommende Licht als sehr gut linear polarisiert angenommen werden kann. Für dieses Fasermmodell wurde mit dem selben Laser, bedingt durch Verluste bei der Einkopplung, eine Transmission von 85 % erreicht.

Die Fasereinkopplung wird über einen Faserkollimator von Schäfter & Kirchhoff (Modell 60FC-4-A8-07) realisiert, in den ein Adapter für 8° FC-Stecker integriert ist. Die Auskopplung auf der Dipolfallenseite erfolgt über einen FC-Steckeradapter ohne eingebaute Kollimatorlinse, ebenfalls von Schäfter & Kirchhoff (Modell 12AF-4-FC). Für die Kollimation nach der Faser wird eine separate Linsenkombination verwendet, um eine optimale Strahlqualität in der Falle zu bekommen. Hinter der Strahlkollimation wird das Licht mit einem Strahlteilerwürfel nachpolarisiert. Der Fallenstrahl ist damit horizontal

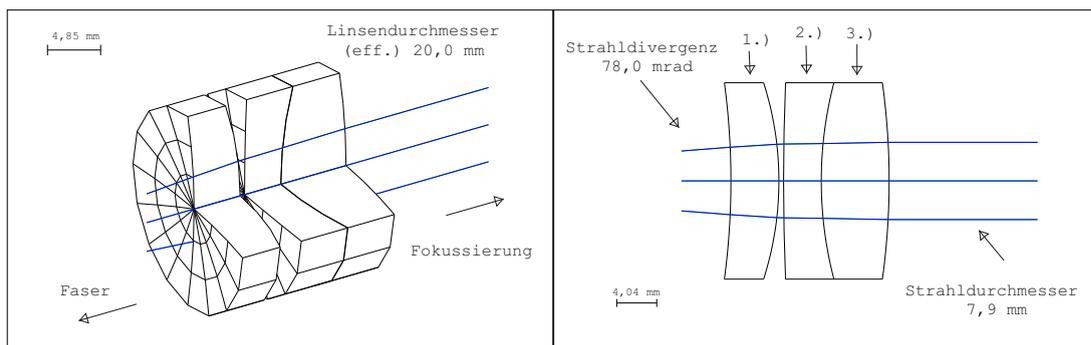
polarisiert.

**Optischer Fallenaufbau** Der optische Aufbau für die Dipolfalle soll erreichen, dass das aus der Faser kommende Licht auf den Ort der Atomwolke fokussiert wird. Die hier gewählte Konstruktion besteht aus zwei Linsen, wobei die erste Linse den aus der Faser kommenden Strahl kollimiert, und die zweite den kollimierten Strahl fokussiert.

Über zwei Spiegel wird der Strahl in die Glaszelle justiert. Zur genauen axialen Fokusspositionierung ist die Fokussierungslinse auf einem Verschiebetisch angebracht. Die Strahltaile und die Länge der Rayleighzone werden durch die Divergenz des fokussierten Strahles gegeben.

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi \theta} \quad z_R = \frac{\lambda}{\pi \theta^2} \quad (4.45)$$

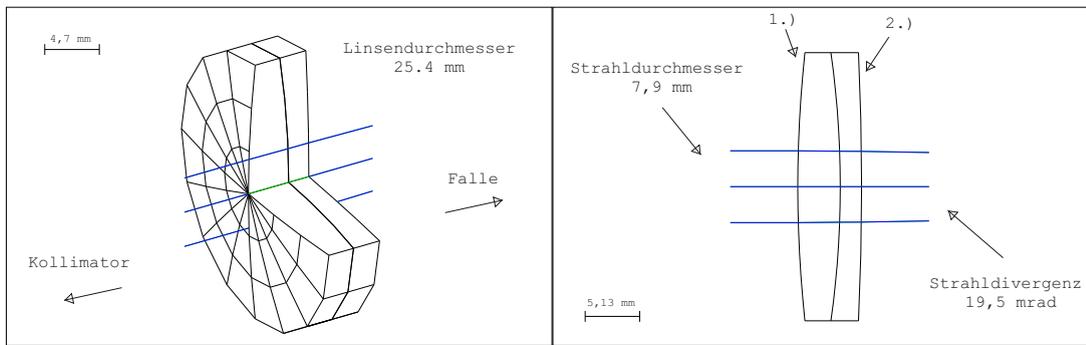
Die Komponenten der Dipolfalle sind auf einer separaten in ca. 19 cm Höhe über dem optischen Tisch angebrachten Lochplatte installiert. In der Mitte der Platte ist ein Loch für eine Zuführung eines MOT-Strahls ausgespart. Ein Überblick über die optischen Komponenten des Aufbaus ist in Abbildung 4.4 dargestellt.



**Abbildung 4.5:** Skizze des verwendeten Kollimators 06 GLC 006 von Melles Griot. Die Grafiken wurden aus OSLO übernommen. Der effektive Durchmesser der Linse beträgt 20,0 mm, der Durchmesser inkl. Fassung ist 28,6 mm. Die angegebenen Strahlendaten basieren auf der strahlenoptischen Simulation der Falle mit OSLO, ausgehend von einer Strahldivergenz des aus der Faser kommenden Strahls von  $\theta = 78$  mrad. Die vordere Linse (1.) besteht aus SF10 ( $n = 1,702$  bei 1064 nm), die mittlere Linse (2.) aus SF5 ( $n = 1,651$ ) und die hintere Linse (3.) aus SK11 ( $n = 1,553$ ).

**Kollimator** Als Kollimator wird ein für Fokussierung bzw. Kollimierung entworfenes Linsentriplett von Melles Griot (Modell 06 GLC 006) verwendet (Abb. 4.5) Das Kollimierungstriplett hat eine nominelle Brennweite von 50 mm. Der Kollimator ist mit einer Einschicht-MgF<sub>2</sub>-Antireflexbeschichtung versehen, mit der die Transmission des Kollimators nach einer Herstellersimulation für die verwendete Wellenlänge von 1064 nm bei  $\sim 94,5\%$  liegt. Die Einbaurichtung ist konstruktionsbedingt vorgegeben.

**Strahlfokussierung** Zur Fokussierung wird ein Linsendoublett des Herstellers LINOS (Achromat, Modell G063-237-525) mit einer Brennweite  $f = +200$  mm. Das Doublett ist



**Abbildung 4.6:** Skizze des verwendeten Achromaten G063-237-525 von LINOS. Grafiken übernommen aus OSLO. Durchmesser der Linse ist 25,4 mm, effektiver Durchmesser, begrenzt durch die Linsenfassung, ist 23 mm. Die angegebenen Strahlendaten basieren auf der strahlenoptischen Simulation der Falle mit OSLO, ausgehend von einer NA des aus der Faser kommenden Strahls von 0,078. Die vordere Linse (1.) besteht aus BK7 ( $n = 1,506$  bei 1064 nm), die hintere Linse (2.) aus SF5 ( $n = 1,651$ ).

in Abb. 4.6 skizziert. Es ist beidseitig mit einer Breitband-Antireflexbeschichtung versehen, die bei der relevanten Wellenlänge eine Gesamttransmission des Achromaten von ca. 99% erlaubt. Es wurde ein Achromat als Fokussierungslinse verwendet, da die Kombination von Zerstreuungs- und einer Sammellinse auch eine verringerte sphärische Aberration bewirken. Die Linsenkombination wird in der in Abb. 4.6 dargestellten Richtung in den Strahl gestellt, da so die Abberationen am geringsten sind. Der Seidelkoeffizient dritter Ordnung der sphärischen Abberationen ist so um ca. eine Größenordnung reduziert. [FRA64]

**Fallenstrahlparameter** Aus der paraxialen Linsengleichung für dünne Linsen [MES05] erhält man für die Strahlparameter des Fallenstrahls die Zusammenhänge

$$w_{0,\text{Falle}} = \frac{\lambda}{\pi} \frac{f_{\text{Achromat}}}{f_{\text{Kollimator}}} \frac{1}{\theta_{\text{Faser}}} = \frac{f_{\text{Achromat}}}{f_{\text{Kollimator}}} w_{0,\text{Faser}} \quad (4.46)$$

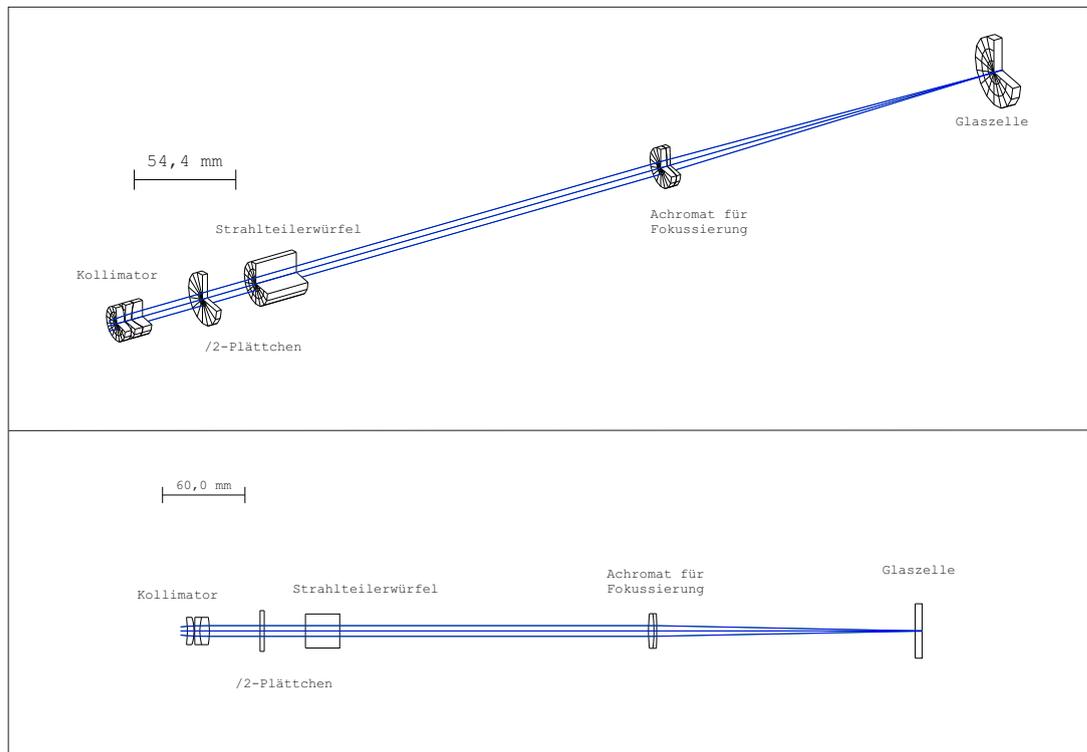
$$z_{R,\text{Falle}} = \frac{\lambda}{\pi} \left( \frac{f_{\text{Achromat}}}{f_{\text{Kollimator}}} \right)^2 \frac{1}{\theta_{\text{Faser}}^2} = \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{f_{\text{Achromat}}}{f_{\text{Kollimator}}} \right)^2 w_{0,\text{Faser}}^2 \quad (4.47)$$

Die für den Kollimator simulierte effektive paraxiale Brennweite bei  $\lambda = 1064$  nm beträgt  $f = 50,4$  mm. Die Brennweite des Fokussierungsdouletts beträgt  $f = 201,8$  mm. Damit ergibt sich ein Vergrößerungsfaktor von

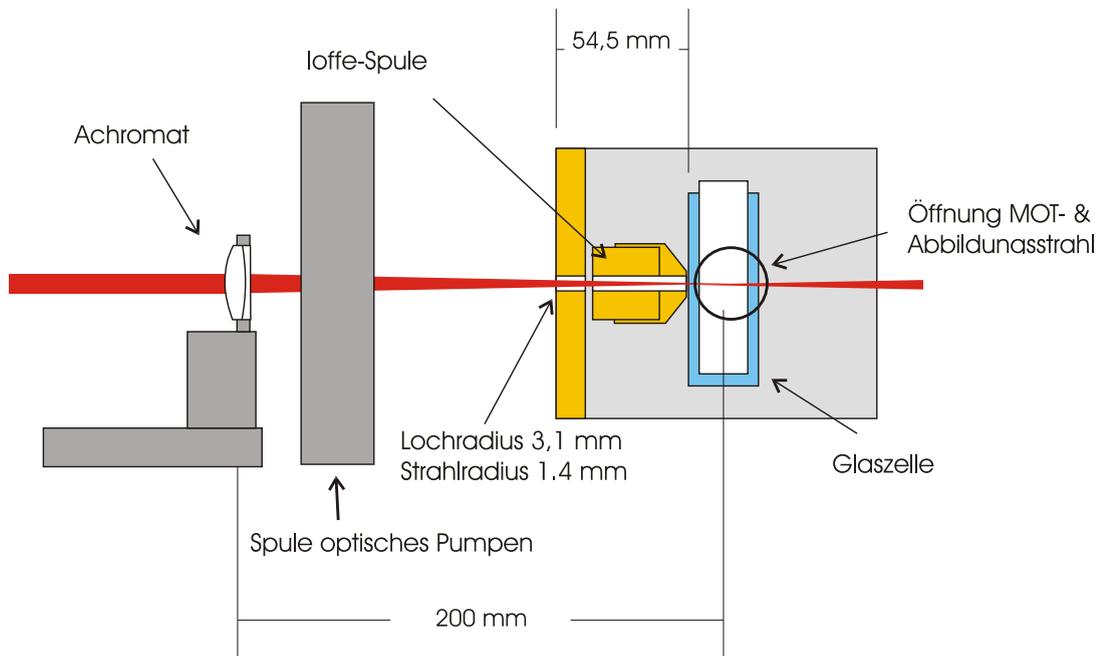
$$\frac{f_{\text{Achromat}}}{f_{\text{Kollimator}}} = 4 \quad (4.48)$$

Damit erhält man mit der für den aus der Faser kommenden Strahl angenommene Strahldivergenz einen Fokusradius  $w_0 = 17,4 \mu\text{m}$ , bzw. die Rayleighlänge  $z_R = 890 \mu\text{m}$ , also einen Fallendurchmesser von  $34,8 \mu\text{m}$  und eine Länge der Rayleighzone von  $1,78$  mm.

Der Fallenstrahl wird durch ein Loch in der Ioffe-Spule hindurch in die Glaszelle fokussiert. Da das Loch als Blende wirkt und bei entsprechend großen Strahlradien zu



**Abbildung 4.7:** Skizze des Fallenaufbaus. Die Grafiken wurden aus dem Simulationsprogramm OSLO übernommen. Nicht dargestellt sind die Faserauskopplung, der Fokus des Fallenstrahls, die zwischen polarisierendem Strahlteilerwürfel und Fokussierungsdoublett befindlichen Spiegel sowie die als Blende wirkende Ioffespule. Effektiver Durchmesser des  $\lambda/2$ -Plättchens ist 15 mm. Der polarisierende Strahlteilerwürfel hat die Kantenlänge 2 mm. Die Entfernung zwischen dem Doublett und der Glaszelle beträgt ca. 18,5 cm.



**Abbildung 4.8:** Skizze des fokussierten Fallenstrahls. Gezeigt ist der Aufbau in Seitenansicht.

Beugungseffekten führen kann, muss darauf geachtet werden, dass der Strahlradius im Loch entsprechend gering ist. Wenn man das Intensitätsmaximum des mit (4.33) berechneten an einer runden Blende gebeugten Gausstrahls betrachtet, so ist erkennbar, dass oberhalb eines Loch-zu-Strahlradiusverhältnisses von 2 keine Abschwächung des Strahles mehr auftritt. Dieses Kriterium wurde für den gesamten Aufbau als Konstruktionsgrundlage zur Vermeidung von Beugungseffekten verwendet. Der Strahlenverlauf im Bereich der Glaszelle hinter dem Fokussierungsdoublt ist in Abb.4.8 dargestellt.

## 4.4. Simulation der Intensitätsverteilung

Da reale Linsensysteme Abbildungsfehler besitzen, wurden computerbasierte Simulationen des im letzten Abschnitt beschriebenen Aufbaus durchgeführt, um das Abbildungssystem zu optimieren. [LAMA, SHA97]

Es gibt diverse Strahlfehler, die zu Abweichungen von der idealen Intensitätsverteilung (4.42) führen. So kann der Strahl elliptisch sein und einen Astigmatismus aufweisen, das heißt, dass die Strahlbreiten für die beiden Ellipsenachsen an unterschiedlichen Positionen ihr Minimum haben. [COH92] Zusätzlich kann es Anteile höherer Moden geben, die das Strahlprofil beeinflussen. [KNE89] Durch sphärische Aberrationen wird das Intensitätsprofil gegenüber dem idealen Gausstrahl verformt. Dadurch, dass ein Teil des Strahls an der Glaszelle zurückreflektiert wird, kann es zu einer der Intensitätsverteilung aufgeprägten stehenden Welle kommen.

Die durchgeführten Simulationen dienen insbesondere dazu, die sphärischen Aberrationen durch geeignete Wahl der optischen Elemente zu minimieren. Zusätzlich ist es mit den Simulationen möglich, die in (4.46) bereits abgeschätzte Intensitätsverteilung in der Falle zu verifizieren.

**Die Simulationsverfahren** Zur Untersuchung und Charakterisierung der Abbildungsfehler wurde das Programm OSLO<sup>17</sup> verwendet. [LAMB, LAMA] OSLO ermöglicht die strahlenoptische Simulation von Linsensystemen sowie deren Optimierung.

OSLO stellt mehrere Verfahren zur Analyse der optischen Systeme zur Verfügung. Die Grundlage aller Verfahren ist die Simulation des strahlenoptischen Weges durch das Abbildungssystem.<sup>18</sup> Über hiermit simulierte Strahlenbündel können diverse für das System charakteristische Parameter berechnet werden, so u.a. die paraxialen Abbildungseigenschaften und die Aberrationskoeffizienten.

Für die Simulation wellenoptischer Phänomene stellt OSLO die Berechnung der optischen Weglängendifferenz (OPD)<sup>19</sup> zur Verfügung. Hierüber lässt sich die Wellenfrontverzerrung des Systems analysieren und damit die Phaseninformation am Ausgang des Systems bestimmen. Indem den Strahlen eines Bündels eine Intensitätsgewichtung zugewiesen wird, kann zusammen mit der OPD das Huygens-Fresnelsche Integral (4.33) ausgewertet werden. Die hierüber gewonnene Intensitätsverteilung wird als Punktverbreiterungsfunktion (PSF)<sup>20</sup> bezeichnet. OSLO normiert die PSF auf das Intensitätsmaximum eines idealen Abbildungssystems gleicher paraxialer Abbildungseigenschaften. Das Intensitätsmaximum der simulierten PSF wird als Strehlverhältnis bezeichnet. Bei Kenntnis der einfallenden Strahlleistung lässt sich aus der PSF die von der Abbildungsoptik erzeugte Intensitätsverteilung gewinnen.

<sup>17</sup>Optics Software for Layout and Optimization, Version Light Edition 6.3.0 von Lambda Research.

<sup>18</sup>Auch als Raytracing-Algorithmus bezeichnet.

<sup>19</sup>Engl.: optical path difference. Für eine präzise Definition wird auf [LAMA, SHA97] verwiesen.

<sup>20</sup>Engl.: point spread function. Der Name kommt daher, dass die PSF die Ausdehnung des Bildflecks für ein punktförmiges Objekt beschreibt.

Als dritte Analysemöglichkeit bietet OSLO die Möglichkeit, die Abbildung von paraxialen Gausstrahlen durch das Linsensystem zu simulieren. Dieses Verfahren berücksichtigt die gausstrahlbedingten Korrekturen der Linsenabbildung, allerdings keine Aberrationen. [MES05]

Im Folgenden werden alle drei Verfahren auf das im letzten Kapitel vorgestellte optische System angewandt.

**Daten der Strahlquelle** Für die Berechnung der PSF und die Gausstrahlanalyse müssen neben den Daten des optischen Systems die Daten der Strahlquelle bekannt sein. Die zu simulierende Strahlquelle ist die Faser. Hier wird durchweg angenommen, dass der aus der Faser kommende Strahl eine der Numerischen Apertur entsprechende Strahldivergenz entsprechend besitzt

$$NA_{\text{Faser}} = \sin(\theta) \quad (4.49)$$

Es werden sowohl ein runder Strahl als auch ein Strahl mit einer Elliptizität, die der Faserkernelliptizität entspricht, simuliert.<sup>21</sup> Für die Gausstrahlanalyse kann direkt die Quellstrahldivergenz eingegeben werden. Als Ausgangspunkt für die Berechnung der PSF wird eine punktförmige Quelle angesetzt. Den von der Quelle ausgehenden Strahlen wird eine gausförmige Intensitätsgewichtung entsprechend der angenommenen Numerischen Apertur aufgeprägt. Da die Eingangspupille des Systems weit ausserhalb der Rayleighzone der Strahlquelle liegt, ist die Phase an der Eingangspupille des Systems identisch mit der strahlenoptischen Weglänge, so dass dieses Modell der Strahlquelle gerechtfertigt ist.

**Daten des optischen Systems** Die optischen Elemente des Systems werden über die jeweiligen Krümmungsradien und Brechungsindizes spezifiziert. Die Geometrien und Brechungsindizes der Linsen sind dem vom Hersteller angegebenen Spezifikationen entnommen. Der Abstand des Kollimators von der Faser wurde über OSLO so angepasst, dass der Strahl optimal kollimiert wird. Das  $\lambda/2$ -Plättchen und der Strahlteilerwürfel sind ebenfalls mit berücksichtigt, wobei durch die Kollimierung des Strahls die durch diese Elemente auftretenden Aberrationen zu vernachlässigen sind. Der Abstand zwischen Kollimator und Fokussierungslinse sowie die Positionen des  $\lambda/2$ -Plättchens wie des Strahlteilerwürfels wird aus der Konstruktionszeichnung 4.3 abgeschätzt. Hinter dem Fokussierungsdoublett wird als Simulation des Loches in der Ioffe-Spule eine Blende an der entsprechenden Position eingefügt. Zusätzlich wird die Glaszelle<sup>22</sup> in der Simulation berücksichtigt. Das Glasplättchen und die leichte Verdrehung der Glaszelle um die vertikale Achse werden nicht berücksichtigt.

Das simulierte System ist in Abschnitt 4.3 in Abbildung 4.4, angegeben. Die Linsenordnungen des Kollimators und des Fokussierungsdoubletts sind in Abb. 4.5 bzw. 4.6 dargestellt.

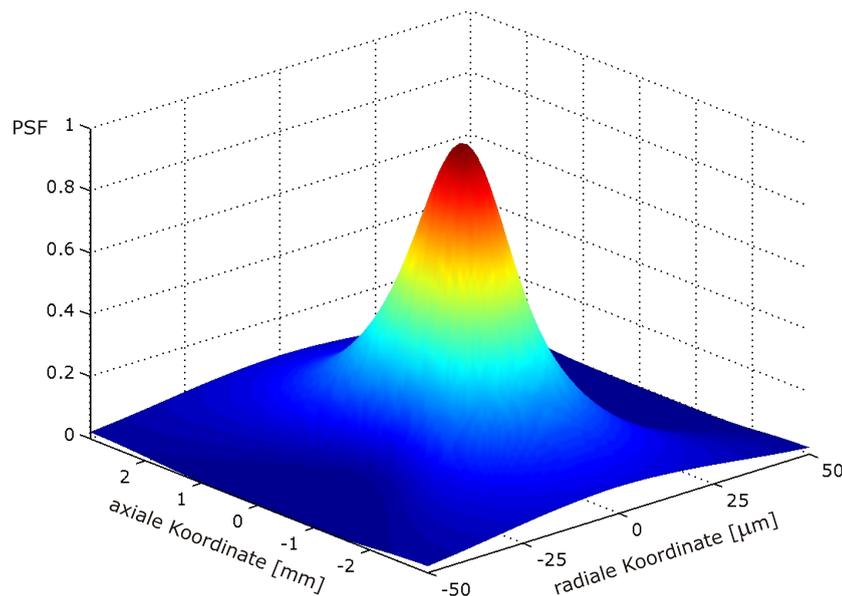
---

<sup>21</sup> Laut Hersteller ist für die Elliptizität nicht unbedingt eine Korrelation vorhanden. Die Übereinstimmung von NA und Strahldivergenz ist an einem Experiment der Arbeitsgruppe am gleichen Fasermodell verifiziert worden.

<sup>22</sup> Material Vycor, Dicke 5 mm

**Ergebnisse** Ziel der Simulation ist es, Informationen über die Intensitätsverteilung zu gewinnen. Aus der paraxialen Vergrößerung des Systems [P96] lässt sich aus der Divergenz des Faserstrahls die Fallenstrahldivergenz und daraus die zugehörige Strahltaile und Rayleighlänge bestimmen. Hieraus gewinnt man über (4.42) die Intensitätsverteilung. Die Gausstrahlanalyse liefert ebenfalls einen Wert für die Strahltaile. Um den Einfluss der Aberrationen auf die Intensitätsverteilung zu berücksichtigen, ist die Punktverbreiterungsfunktion zu berechnen.

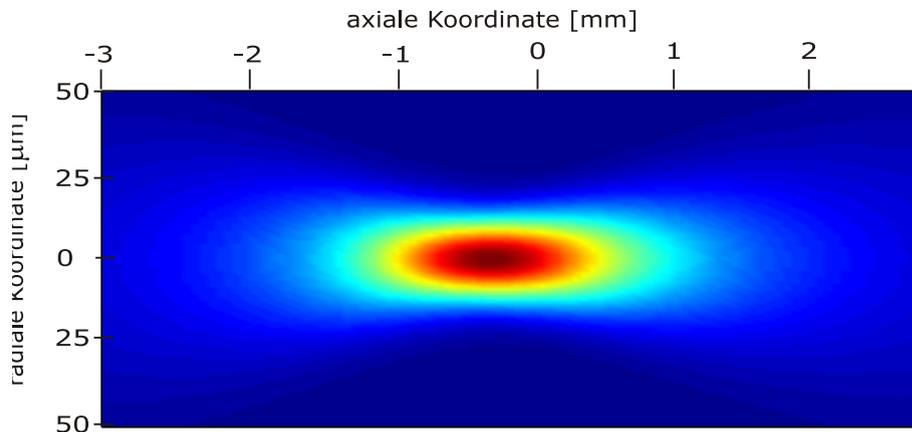
Die für einen Faserstrahl mit der Numerischen Apertur  $NA = 0,078$  und der Elliptizität  $\epsilon = 1$  resultierende Punktverbreiterungsfunktion ist in Abbildung 4.9 dreidimensional in radialer und axialer Abhängigkeit aufgetragen. Die Darstellung der zugehörigen Höhenlinien ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Ein radialer Schnitt durch die PSF in der Strahltaile bzw. ein axialer Schnitt entlang der optischen Achse sind in Abbildung 4.11 abgebildet. Das simulierte Strehlverhältnis ist 1. Man erkennt, dass sich der radiale Schnitt sehr gut mit einer erwarteten Gaussverteilung beschreiben lässt. Man erhält hieraus eine Strahltaile  $w_0 = 17,5 \mu\text{m}$ . Der axiale Schnitt weist eine leichte Asymmetrie auf. Durch Anpassung einer Lorentzkurve an das Maximum der PSF erhält man eine Rayleighlänge von  $z_R = 925 \mu\text{m}$ . Dies ist leicht größer als der aus der Strahltaile erwartete Wert von  $w_0 = 17,5 \mu\text{m}$  und lässt sich ebenso wie die axiale Asymmetrie aus den sphärischen Aberrationen erklären.<sup>23</sup>



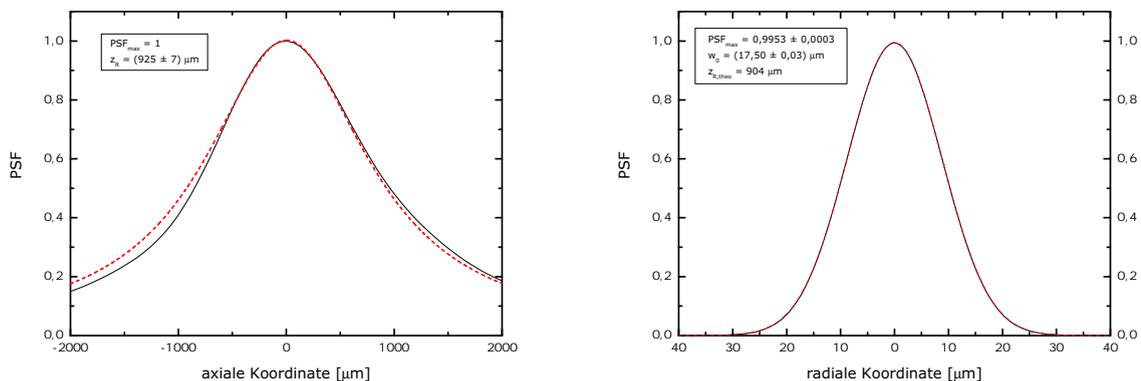
**Abbildung 4.9:** Dreidimensionale Darstellung der Punktverteilungsfunktion des im Text beschriebenen simulierten Aufbaus. Der Faserstrahl der hier dargestellten PSF hat die Numerische Apertur  $NA = 0,078$  und die Elliptizität  $\epsilon = 1$ .

Die Simulation paraxialer Gausstrahlen ergibt eine Strahltaile des Fallenstrahls von  $w_0 = 17,4 \mu\text{m}$  und eine Rayleighlänge von  $z_R = 889 \mu\text{m}$ , was gut mit den Werten aus

<sup>23</sup>Sphärische Aberrationen bewirken in niedrigster Ordnung eine Änderung der OPD in  $\rho^4$ . [FRA64] Wenn man diese Korrekturen im Integral (4.33) berücksichtigt, so bekommt man einen zu 4.12 analogen Verlauf. Dies wurde hier nicht detaillierter untersucht.



**Abbildung 4.10:** Höhenlinien der in 4.9 dargestellten PSF. Die Abbildung zeigt eine Aufsicht der Abbildung 4.9. Die Linsenkombination befindet sich auf der linken Seite des Bildes.



(a) Radialer Schnitt mit einer angepassten Gaussfunktion. Die angegebene Rayleighlänge entspricht dem nach (4.36) aus  $w_0$  berechnetem Wert.

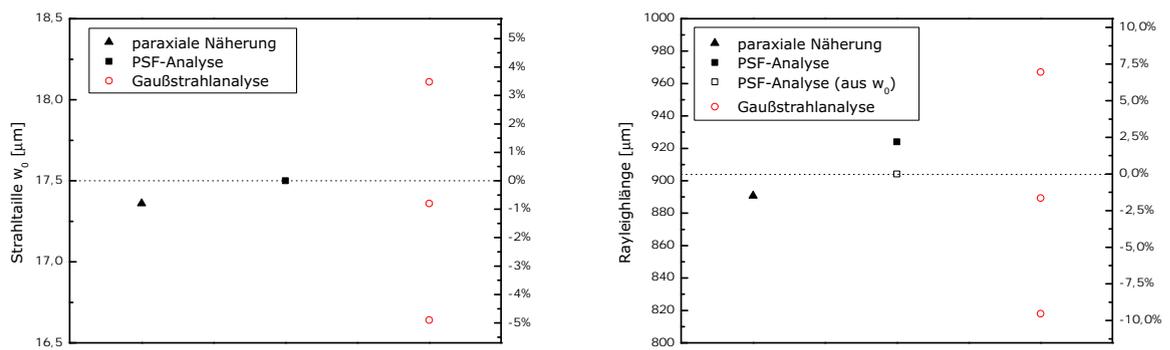
(b) Axialer Schnitt mit einer angepassten Lorentzkurve. Die Linsenkombination befindet sich auf der linken Seite des Bildes.

**Abbildung 4.11:** Schnitte durch die in Abbildung 4.9 dargestellte PSF. Ebenfalls dargestellt sind Anpassungen der zu erwartenden Schnitte durch die Intensitätsverteilung der TEM<sub>00</sub>-Mode.

der paraxialen Abschätzung (4.46) übereinstimmt. Bei Berücksichtigung einer Strahlleptizität von 4,3% erhält man ebenfalls mit den entsprechenden Werten aus dem paraxialen Ansatz übereinstimmende Werte. Als paraxiale Vergrößerung des Systems gibt

OSLO einen Wert von 4 an. Dies stimmt mit dem schon in (4.46) abgeschätzten Wert überein.

Die Ergebnisse der drei Simulationen werden in Abbildung 4.12 verglichen. Die Werte für einen elliptischen Strahl mit einer in einer Achse 4,3 % größeren bzw. kleineren Faserstrahldivergenz sind ebenfalls eingetragen. Da die Abweichungen der Modelle untereinander gering sind, wird im Folgenden die Strahltaille der PSF-Analyse  $w_0 = 17,5 \mu\text{m}$  und die daraus aus (4.36) abgeleitete Rayleighlänge  $z_R = 904 \mu\text{m}$  mit dem zugehörigen  $M^2$ -Wert  $M^2 = 1$  als Strahlparameter verwendet. Bei Installation der Falle in das System sind die tatsächlichen Werte, oder äquivalent die daraus folgenden Fallenparameter (siehe Kap. 4.5), zu vermessen.



(a) Vergleich der simulierten Strahltaillen.

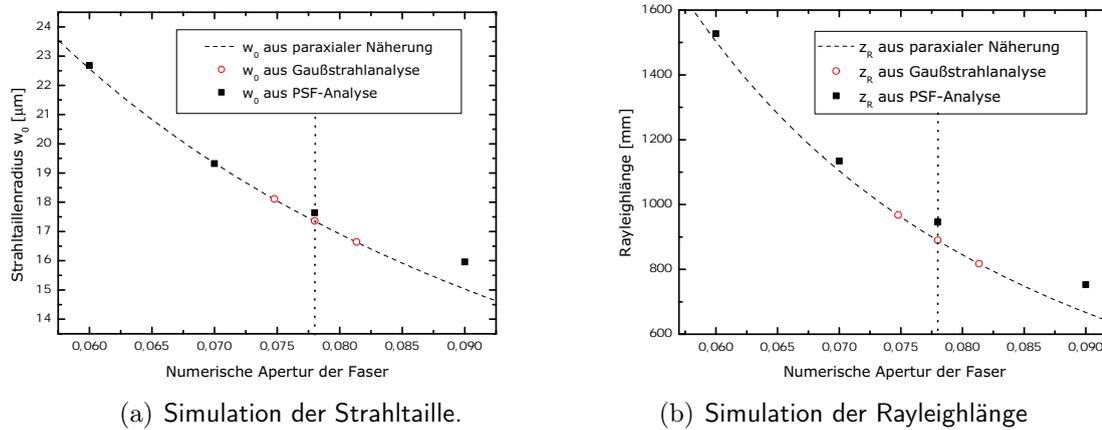
(b) Vergleich der simulierten Rayleighlängen.

**Abbildung 4.12:** Vergleich der Strahlmodelle für  $NA = 0,078$ . Modelliert sind ein runder und mit der Gausstrahlanalyse zusätzlich je ein elliptischer Strahl mit  $\epsilon = \pm 4,3 \%$ . Die rechte Skala zeigt die prozentuale Abweichung von dem im weiteren verwendeten Wert an.

Um den Einfluss einer Abweichung der Numerischen Apertur vom angenommenen Wert abschätzen zu können, sind für alle drei Modelle in Abbildung 4.13 die Strahltaille und die Rayleighlänge in Abhängigkeit der Numerischen Apertur aufgetragen. Die paraxiale Simulation ist als Kurve eingezeichnet. Die Gausstrahlsimulation stimmt mit der paraxialen Näherung überein. Die Punktverbreiterungsfunktion liefert jeweils leicht größere Werte als die beiden anderen Modelle. Diese Abweichung ist auf die durch die größeren Strahldurchmesser vergrößerten sphärischen Aberrationen des Systems zurückzuführen.

**Weitere Strahldformationen** Durch die Rückreflektion des Strahls an der hinteren Glaszellenwand kann es zu einer stehenden Welle im Fallenstrahl kommen. Hier soll die Intensitätsmodulation des Fallenstrahls abgeschätzt werden. Da die Glaszelle auf ihrer Innenseite nicht antireflexbeschichtet ist, wird hier eine typische Reflektivität von 4 % angenommen. Als Abstand der Wolke von der Glaszellenwand wird  $d = 15 \text{ mm}$  angenommen. Bei Vernachlässigung der leichten Drehung der Glaszelle erhält man eine räumliche Intensitätsmodulation  $I_1$  im Intensitätsmaximum von

$$\frac{I_1}{I_0} = R \cdot \frac{w_0^2}{w_1^2} = R \cdot \frac{w_0^2}{(\theta \cdot 2d)^2} = R \cdot \frac{w_0^4 \pi^2}{4d^2 \lambda^2} \approx 3,6 \cdot 10^{-5} \quad (4.50)$$



**Abbildung 4.13:** Vergleich der Simulationsmodelle für die charakteristischen Längen der Intensitätsverteilung für variierende Divergenz des Faserstrahls.

**Wahl der optischen Elemente** Um das System zu optimieren, wurden unterschiedliche Linsenmodelle für die einzelnen optischen Komponenten getestet. Die Modelle wurden einzeln und in Kombination auf die Abbildungsfehler untersucht. Ausgewählt wurde die Kombination mit der geringsten sphärischen Gesamtaberration, charakterisiert über die erste Seidelsumme [FRA64, LAMA]. Zusätzlich wurde die Kombination auf ein Strehlverhältnis in der Nähe von 1, sowie auf eine möglichst geringe Asymmetrie der Punktverteilungsfunktion getestet.<sup>24</sup> Das verwendete System ist allen Kriterien nach zu bevorzugen.

<sup>24</sup> An anderen Experimenten der Arbeitsgruppe wurde beobachtet, dass das optische System umso anfälliger auf Dejustierungen reagiert, je geringer das Strehlverhältnis ist.

## 4.5. Die Eigenschaften der Falle

Die Resultate aus den letzten Kapiteln zusammenfassend, bekommt man für das Experiment eine Falle, mit der sämtliche Hyperfeingrundzustände beider Spezies in einem vergleichbaren Potential mit Temperaturen bis zu mehreren 10  $\mu\text{K}$  gefangen werden können.

In diesem Kapitel wird das sich aus den in den letzten Abschnitten angegebenen Kalkulationen und Simulationen ergebende Potential sowie die daraus resultierenden Eigenschaften der Atomensembles in Abhängigkeit der Fallenparameter diskutiert. Hieraus werden dann die Einsatzmöglichkeiten und Grenzen des Fallensystems eruiert. Die experimentelle Überprüfung der Fallenparameter steht noch aus.

Die experimentell variablen Parameter des Systems sind von der Fallenseite her die Fallenleistung  $P$ , von den Atomensembles her die Atomzahlen  $N_{\text{Cs}}$ ,  $N_{\text{Rb}}$ , die Temperatur des Gemisches sowie der jeweilige atomare Hyperfeingrundzustand  $|F, m_F\rangle_{\text{Rb}}$  bzw.  $|F, m_F\rangle_{\text{Cs}}$ . Als externer Parameter kommt für die Feshbachspektroskopie ein homogenes Magnetfeld  $B$  hinzu. Für die variable Fallenstrahlleistung  $P$  wurden im vorigen Abschnitt eine Abschätzung für den maximal erreichbaren Wert angegeben.<sup>25</sup> Die zur Verfügung stehenden Atomzahlen und Temperaturen lassen sich aus den bisherigen Experimenten abschätzen (Abbildung 3.7). Der tatsächlich zur Verfügung stehende Parameterbereich ist jeweils noch zu vermessen. Die Potentiale sind aufgrund der linearen Polarisierung für unterschiedliche Hyperfeingrundzustände einer Spezies identisch.<sup>26</sup>

Die für die zunächst anstehenden Messungen wichtigen Messgrößen sind die Atomzahl und die Temperatur der im thermischen Gleichgewicht befindlichen Wolken bzw. Kondensate, die in Abhängigkeit der Fallenkompression<sup>27</sup>, des Magnetfeldes, des Hyperfeinzustands und der Speicherzeit gemessen werden. Gemessen werden diese Größen, ebenso wie in der QUIC-Falle mittels Absorptionsoptionen im Flugzeitverfahren.

**Fallenpotential** Wenn man (4.5), (4.42) und (4.43) zusammenfasst, erhält man das Fallenpotential

$$U_{\text{dip},i}(\vec{x}) = \frac{2 \alpha_i}{\epsilon_0 c} \frac{2 P}{\pi w_0^2} \cdot \left( \frac{1}{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \right) e^{-2\left(\frac{\rho}{w(z)}\right)^2} \quad (4.51)$$

Dabei ist  $w_0$  die Strahltaile des Fallenstrahls und  $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda M^2}$  dessen Rayleighlänge. In der Rayleighlänge kann der  $M^2$ -Wert des Strahls berücksichtigt werden, um kleinere Abweichungen des Strahls von der  $\text{TEM}_{00}$ -Mode mit einzubeziehen.

<sup>25</sup> Nicht variabel sind die Potentialform, gegeben durch  $w_0$ , sowie die Laserfrequenz, über die die Polarisierbarkeit festgelegt wird. Diese Freiheitsgrade liessen sich prinzipiell auch nutzen, was für die Anforderungen dieses Experimentes aber nicht benötigt wird.

<sup>26</sup> Für große Magnetfelder sind die üblichen Quantenzahlen nicht mehr wohldefiniert, so dass noch abgeschätzt werden muss, ob eine daraus resultierende Veränderung der Polarisierbarkeiten auftritt.

<sup>27</sup> gegeben durch  $\bar{w}$ .

Das Potential der Falle ist radialsymmetrisch mit der Rayleighlänge  $z_R$  in axialer und der Strahltaile  $w_0$  in radialer Richtung als charakteristischen Potentialausdehnungen. Die Rayleighlänge ist um einen Faktor  $\frac{\pi w_0}{\lambda}$  größer als die Strahltaile, so dass man ein stark zigarrenförmiges Potential vorliegen hat.

Die Wolkeneigenschaften werden im Folgenden jeweils in der Abhängigkeit von der Leistung  $P$ , der Fallenstrahltaile  $w_0$  und der Vollständigkeit halber des  $M^2$ -Wertes des Fallenstrahls angegeben. Zusätzlich wird die Abhängigkeit der Werte von der atomaren Polarisierbarkeit und Masse angegeben. Letzteres dient dazu, einen eventuellen Unterschied der Falle für die beiden Spezies zu diskutieren.

Die das Fallenpotential charakterisierenden Werte sind in Kapitel 4.3 zu

$$w_0 = 17,5 \mu\text{m} \quad z_R = 904 \mu\text{m} \quad P = 575 \text{ mW} \quad (4.52)$$

abgeschätzt worden. Der  $M^2$ -Wert wird hier als 1 angenommen. Die Leistungsangabe liefert einen Richtwert für die maximal erreichbare Fallenstrahlleistung. Im Folgenden wird für die Fallenparameter die Abhängigkeit von den Strahlparametern angegeben. Zusätzlich werden für alle explizit angegebenen Fallenparameter Grenzen, die einer Strahltaillienvariation von 5% entsprechen, angegeben.

Im Intensitätsmaximum tritt die minimale potentielle Energie auf, die sogenannte Fallentiefe  $U_0$

$$U_{0,i} = \frac{\alpha_i}{\pi \epsilon_0 c} \frac{P}{w_0^2} \quad (4.53)$$

Die Fallentiefe  $U_0$  stellt die obere Grenze für die Energie dar, mit der Teilchen in der Falle gefangen werden.<sup>28</sup>

Nach (4.53) und (4.17) unterscheiden sich die Potentiale für verschiedene Hyperfein-Grundzustände aufgrund der linearen Lichtpolarisation nicht. Die Fallentiefe des Cäsium-Grundzustandes ist entsprechend den bei der Nd:YAG-Frequenz auftretenden Polarisierbarkeiten (4.21) um den Faktor

$$\frac{U_{0,Cs}}{U_{0,Rb}} = \frac{\alpha_{Cs}}{\alpha_{Rb}} = 1,73 \quad (4.54)$$

größer als die Fallentiefe für Rubidium.

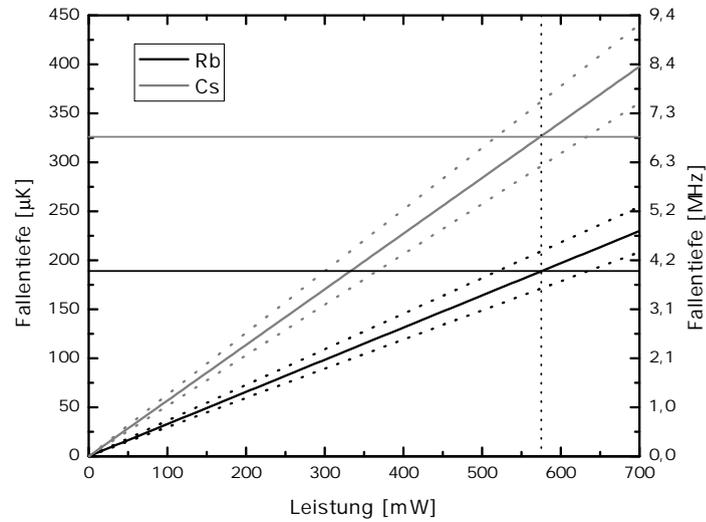
Atome in Wolken mit im Vergleich zur Fallentiefe geringen Temperaturen sehen nur den tiefsten Teil des Potentials. Dieser kann in Taylorentwicklung zweiter Ordnung durch ein harmonisches Potential approximiert werden<sup>29</sup>

$$U(\vec{x}) \approx -U_0 + U_0 \cdot 2 \left( \frac{x^2 + y^2}{w_0^2} \right) + U_0 \cdot \left( \frac{z^2}{z_R^2} \right) \quad (4.55)$$

---

<sup>28</sup> Hier wird die Fallentiefe in Temperatureinheiten angegeben  $U_0/k_B$ . Die Umrechnung in Frequenzeinheiten wird durch den Faktor  $20,7 \text{ kHz}/\mu\text{K}$  gegeben. Die Umrechnung in Zeemanverschiebungen  $\mu_B B$  durch  $0,015 \text{ G}/\mu\text{K}$ . (Die Umrechnung Zeemanverschiebung zu Frequenzen ist durch  $1,39 \text{ MHz}/\text{G}$  gegeben.)

<sup>29</sup> Der konstante Term hat auf die Zustandsdichte (2.4) und damit auf die Ensembleeigenschaften keinen Einfluss.



**Abbildung 4.14:** Abhängigkeit der Fallentiefe  $U_0$  von der Leistung des Fallenstrahls  $P$  in Temperatur- und Frequenzeinheiten für die Falle (4.52). Gepunktet dargestellt ist die Fallentiefe für die jeweils 5% größeren bzw. kleinere Strahltaile  $w_0$ . Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Leistung 575 mW und die zugehörigen Fallentiefen.

Diese Näherung bietet den Vorteil einer einfachen Zustandsdichte und dementsprechend einfachen Ensembleparametern.<sup>30</sup>

Für die radiale bzw. axiale Fallenfrequenz folgt

$$\omega_\rho = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \propto \sqrt{\frac{\alpha}{m}} \frac{\sqrt{P}}{w_0^2} \quad (4.56)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}} \propto \sqrt{\frac{\alpha}{m}} \frac{M^2 \lambda \sqrt{P}}{w_0^3} \quad (4.57)$$

mit der jeweiligen Atommasse  $m$ .<sup>31</sup> Die Speziesabhängigkeit der Fallenfrequenzen ist über  $\sqrt{\alpha/m}$  gegeben. Die Leistungsabhängigkeit skaliert wie  $P^{1/2}$ . Das geometrische Mittel der Fallenfrequenzen skaliert damit in den Fallenparametern wie

$$\bar{\omega} \propto \sqrt{\frac{\alpha}{m}} \sqrt{P} \sqrt[3]{\frac{\lambda}{w_0^7}} \quad (4.58)$$

Die Fallenfrequenzen sind in Tabelle 4.2 für die Parameter (4.52) sowie für Variationen der Strahltaile um 5% bzw. der Strahlleistung um 10% aufgelistet. Die Abhängigkeit von der Leistung ist in Abbildung 4.15 dargestellt.

<sup>30</sup>Für höhere Ordnungen lässt sich die Zustandsdichte auch berechnen, wird aber entsprechend komplizierter.

<sup>31</sup>Die Werte der Fallenfrequenzen werden im Folgenden als  $\omega/2\pi$  angegeben.

Fallentiefen			
P [mW]	$w_0$ [ $\mu\text{m}$ ]	$U_0/k_B$ [ $\mu\text{K}$ ]	
		$^{87}\text{Rb}$	$^{133}\text{Cs}$
575	17,5	190	330
520	17,5	170	295
630	17,5	210	360
575	15,7	235	405
575	19,3	155	270

**Tabelle 4.1:** Fallentiefen beider Spezies für das Fallenpotential mit den simulierten Werten (4.52), sowie für um 5 % variierte Strahltaillen  $w_0$  bzw. um 10 % Prozent variierte Leistung.  $M^2$  ist jeweils 1.

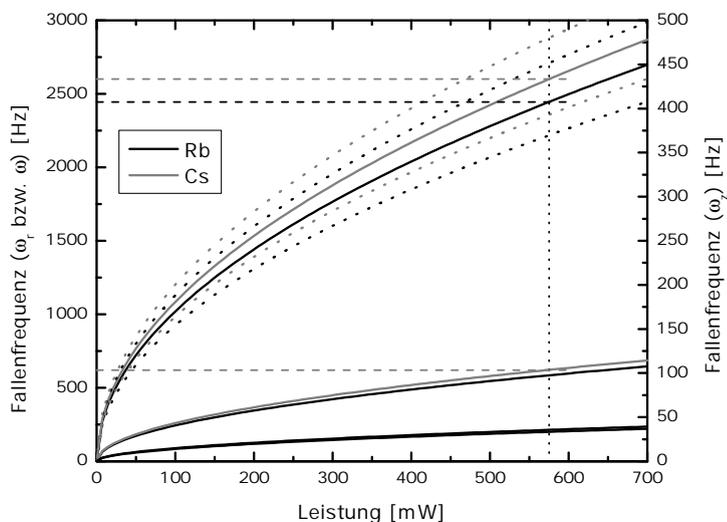
Da in die Fallentiefe  $U_0$  die Leistung  $P$  eingeht, ist die Fallentiefe über den Bereich einer Größenordnung variierbar. Da die Fallentiefe auch in die Fallenfrequenzen eingeht, ist damit auch die Steilheit des Potentials variierbar.

Durch die fortlaufende Stoßrethermalisierung der gefangenen Atome erhält ständig eine geringe Zahl an Atomen eine Energie, die höher als die Fallentiefe ist, so dass ein stetiger Verlust an Atomen auftritt. Die Verlustrate hängt davon ab, mit welcher Wahrscheinlichkeit die oberhalb der Fallentiefe liegenden Energiezustände nach der Boseverteilung (2.1) zu besetzen sind, und damit von der Wolkentemperatur.<sup>32</sup> Für kleine Temperaturen wird die Verlustrate deutlich kleiner als die für das Experiment notwendige Speicherdauer, so dass man von einem thermischen Gleichgewicht der Wolken ausgehen kann. In diesem Temperaturregime kann man auch die harmonische Näherung benutzen. Der Verlustprozess ist mit einer evaporativen Kühlung der Wolke verbunden (vergleiche hierzu Kapitel 3). Dieser Mechanismus lässt sich aktiv nutzen, um Atomensembles in der Dipolfalle zu kühlen, indem die Fallentiefe mit der Zeit durch Verringerung der Strahlleistung heruntersetzt wird. [GRI01]

In der Abbildung 4.16 ist jeweils ein radialer sowie axialer Schnitt durch das Potential (4.51) für die Fallenparameter (4.52) dargestellt. Zur Verdeutlichung ist auch die harmonische Näherung (4.55) eingezeichnet. Man erkennt, dass bis zu Energien im Bereich von 20 % der Fallentiefe die harmonische Näherung für alle Achsen verwendbar ist. Für die Fallenparameter (4.52) entspricht dies Wolkentemperaturen bis zu  $\sim 15 \mu\text{K}$  für Rubidium und  $\sim 25 \mu\text{K}$  für Cäsium.<sup>33</sup> Die im folgenden angegebenen Fallenparameter beziehen sich auf die harmonische Näherung, gelten somit für Wolken mit entsprechend geringen

<sup>32</sup> Für das exakte Fallenpotential (4.51) divergiert ab einer gewissen Energie die Zustandsdichte, was eine Normierung der Zustandsverteilung ausschließt. Dies kann man als formale Begründung dafür ansehen, dass im Prinzip kein Gleichgewichtszustand zustande kommen kann.

<sup>33</sup> Dies folgt aufgrund der Beziehung  $\langle E \rangle = 3k_B T$ , so dass nach dem angegebenen Kriterium die Wolkentemperatur bis zu 7 % der Fallentiefe betragen kann.



**Abbildung 4.15:** Abhängigkeit der radialen Fallenfrequenzen  $\omega_\rho$  (oben, linke Skala), der axialen Fallenfrequenzen  $\omega_z$  (unten, rechte Skala) und dem geometrischen Mittel  $\bar{\omega}$  (Mitte, linke Skala) von der Leistung des Fallenstrahls  $P$  für die Falle (4.52). Gepunktet dargestellt sind die Fallenfrequenzen für die jeweils 5% größere bzw. kleinere Strahltaile  $w_0$ . Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Leistung 575 mW und die zugehörigen Fallenfrequenzen.

Temperaturen.<sup>34</sup>

Für das Verhältnis der radialen zur axialen Fallenfrequenz, das sogenannte Aspektverhältnis, erhält man

$$AV := \frac{\omega_\rho}{\omega_z} = \sqrt{2} \frac{z_R}{w_0} = \frac{\sqrt{2} \pi \cdot w_0}{\lambda \cdot M^2} \stackrel{(4.52)}{=} 73 \quad (4.59)$$

Das Aspektverhältnis ist eine speziesunabhängige Größe, die nur von der Geometrie des Fallenstrahls abhängt. Das Verhältnis der Fallenfrequenzen der beiden Atomsorten für eine beliebige Achse ist

$$\frac{\omega_{i,Cs}}{\omega_{i,Rb}} = \sqrt{\frac{\alpha_{Cs} m_{Rb}}{\alpha_{Rb} m_{Cs}}} = 1,064 \quad (4.60)$$

Damit sind die Fallenfrequenzen für Cäsium und Rubidium nahezu identisch. Die Differenz der Fallenfrequenzen führt dazu, dass kollektive Wolkenoszillationen von anfänglich am gleichen Ort gestarteten Rubidium- und Cäsium-Wolken (unter Vernachlässigung der wechselwirkungsbedingten Dämpfung) erst nach ca. 8 Oszillationsperioden gegenphasig schwingen.<sup>35</sup>

<sup>34</sup>Die angegebenen Fallencharakterisierungen sind auf alle harmonisch annäherbaren Potentiale anwendbar, somit auch für die QUIC-Falle.

<sup>35</sup>Die Bewegung eines Atoms im exakten Potential (4.51) wird in [FRE99] untersucht.

Fallenfrequenzen									
P [mW]	$w_0$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\omega_z/2\pi$ [Hz]		$\omega_\rho/2\pi$ [Hz]		$\bar{\omega}/2\pi$ [Hz]		AV	
		$^{87}\text{Rb}$	$^{133}\text{Cs}$	$^{87}\text{Rb}$	$^{133}\text{Cs}$	$^{87}\text{Rb}$	$^{133}\text{Cs}$		
575	17,5	33,5	35,6	2445	2600	585	620	73	
520	17,5	31,7	33,8	2320	2470	555	590	73	
630	17,5	35,1	37,3	2565	2730	615	650	73	
575	15,7	45,9	48,9	3020	3210	750	795	66	
575	19,3	25,1	26,7	2020	2150	470	500	80	
QUIC-Falle		18	15	190	154	86	80	11	

**Tabelle 4.2:** Fallentiefen beider Spezies für das Fallenpotential mit den simulierten Werten (4.52), sowie für um 5 % variierte Strahltaillen  $w_0$  bzw. um 10 % Prozent variierte Leistung.  $M^2$  ist jeweils 1. Ebenso sind das geometische Mittel  $\bar{\omega}$  der Fallenfrequenzen und das Aspektverhältnis AV (4.59) angegeben. Zum Vergleich sind auch die Fallenfrequenzen der QUIC-Falle angegeben.

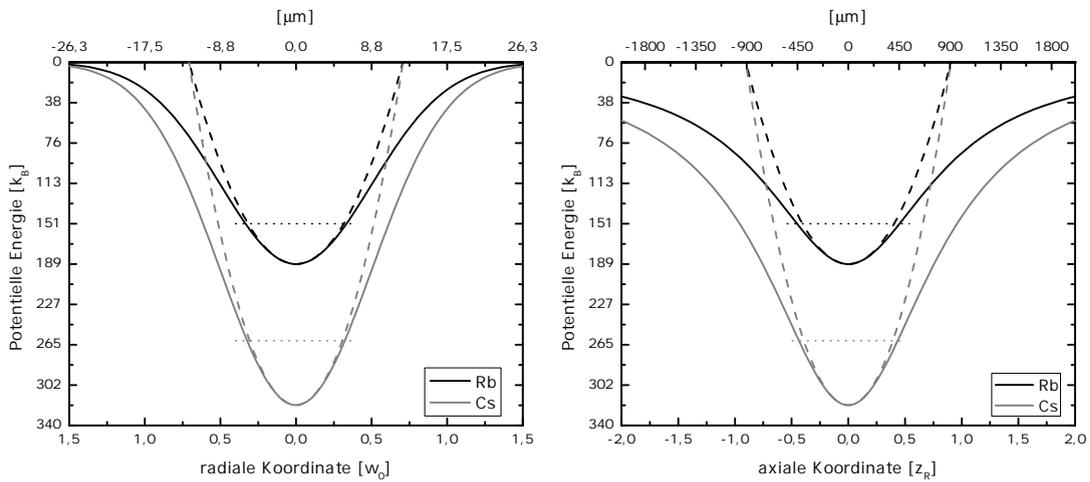
**Dichteverteilungen der Wolken** Nach der Diskussion der Wirkung der Falle auf einzelne Atome wird nun das Ensembleverhalten in der Falle betrachtet. Dies ist, wie im Kapitel 2 erörtert, für thermische Wolken durch die Dichte- und die Geschwindigkeitsverteilung charakterisiert. Die Geschwindigkeitsverteilung hängt allein von der Temperatur der Wolken ab, ist somit fallenpotentialunabhängig. Die Dichteverteilung (2.7) hingegen hängt vom Fallenpotential ab. Für Kondensate ist das Ensembleverhalten durch die Wellenfunktion  $\psi(\vec{x})$  (2.15) charakterisiert und wird durch die Thomas-Fermi-Näherung (2.19) beschrieben.

Da für die Suche nach Feshbachresonanzen die Wolken nicht notwendigerweise kondensiert sein müssen und es einfacher ist, mit thermischen Wolken zu arbeiten, werden hier die Eigenschaften für thermische Wolken in der semiklassischen Beschreibung (2.7) angegeben. Da die Gleichgewichtszustände der thermischen Wolken beider Spezies sich nicht beeinflussen, gelten die hier für Einspeziesensembles gemachten Aussagen auch für die Einzelkomponenten des Gemisches. Die Dichteverteilung wird durch die Ensembleparameter Atomzahl  $N$  und Temperatur  $T$  sowie den Fallenparameter der mittleren Fallenfrequenz  $\bar{\omega}$  charakterisiert und lässt sich durch die mittlere Dichte  $\langle n \rangle$  (2.10) sowie die charakteristischen Radien  $R_i$  (2.9) beschreiben.

Die charakteristischen Radien hängen nur von der Temperatur, hingegen nicht von der Atomzahl ab. Damit ist das Verhältnis der Wolkengrößen beider Spezies konstant, solange beide Spezies im thermischen Gleichgewicht sind. Das Verhältnis von radialem zu longitudinalem Wolkendurchmesser ist gleich dem Aspektverhältnis (4.59)

$$\frac{R_\rho}{R_z} \stackrel{(2.9)}{=} \frac{\omega_z}{\omega_\rho} \quad (4.61)$$

Das Verhältnis der Wolkenradien für verschiedene Spezies ist, unabhängig von den Fal-



(a) Radialer Schnitt durch das Potential (4.51). (b) Axialer Schnitt durch das Potential (4.51).

**Abbildung 4.16:** Radialer und axialer Schnitt durch das Dipolfallenpotential (4.51) für beide Spezies. Gestrichelt ist die harmonische Näherung (4.55) eingezeichnet. Gepunktet sind jeweils 20 % der Falltiefe eingetragen. Die untere horizontale Achse gibt die jeweilige räumliche Koordinate in Vielfachen der charakteristischen Länge, die obere in  $\mu\text{m}$  an.

lenfrequenzen, durch

$$\frac{R_{\text{Rb}}}{R_{\text{Cs}}} = \sqrt{\frac{m_{\text{Cs}}}{m_{\text{Rb}}} \cdot \frac{\omega_{\text{Cs}}}{\omega_{\text{Rb}}}} = \frac{\alpha_{\text{Rb}}}{\alpha_{\text{Cs}}} \cdot \sqrt{\frac{m_{\text{Cs}}}{m_{\text{Rb}}}} \stackrel{(4.52)}{=} 1,32 \quad (4.62)$$

gegeben. Die Dichten der beiden Spezies verhalten sich für Wolken im Boltzmanregime wie

$$\frac{n_{0,\text{Cs}}}{n_{0,\text{Rb}}} = \frac{\langle n \rangle_{\text{Cs}}}{\langle n \rangle_{\text{Rb}}} = \left( \frac{\bar{\omega}_{\text{Cs}}}{\bar{\omega}_{\text{Rb}}} \right) \cdot \frac{N_{\text{Cs}}}{N_{\text{Rb}}} \stackrel{(4.52)}{=} 1,38 \cdot \frac{N_{\text{Cs}}}{N_{\text{Rb}}} \quad (4.63)$$

Die charakteristischen Größen für Kondensate sind die durch (2.22) gegebene Ausdehnung, die Dichte (2.21), sowie die kritische Temperatur (2.12). Die kritische Temperatur wird über das geometrische Mittel der Fallenfrequenzen festgelegt. Da die Atomzahl von Cäsium um mehrere Größenordnungen kleiner sein wird als die von Rubidium, ist die kritische Temperatur von Cäsium entsprechend niedriger, so dass es aufwendiger ist, Cäsium zu kondensieren. Für Ensembles mit  $N_{\text{Rb}} = 10^5$  bzw.  $N_{\text{Cs}} = 10^3$  wird

$$T_{\text{krit,Rb}} = 570 \text{ nK}, \quad T_{\text{krit,Cs}} = 280 \text{ nK} \quad (4.64)$$

Für Radien eines wechselwirkungsfreien BECs (2.22) erhält man

$$a_{\rho,\text{Rb}} = 45 \text{ nm}, \quad a_{z,\text{Rb}} = 370 \text{ nm} \quad (4.65)$$

$$a_{\rho,\text{Cs}} = 35 \text{ nm}, \quad a_{z,\text{Cs}} = 290 \text{ nm} \quad (4.66)$$

Bei den angegebenen Größen wurde eine Wechselwirkung der Atome sowohl innerhalb einer Spezies sowie zwischen den Spezies vernachlässigt. Rechnungen, die Wechselwirkungen in den Kondensaten berücksichtigen sind z.B. in [FRE05] durchgeführt.

**Gravitationsverschiebung der Wolken** Unter Berücksichtigung der Gravitation verändert sich das Potential (4.51), in dem sich die Wolken befinden zu

$$U_{\text{total}}(x) = U_{\text{dip}}(x) - mgx = \frac{m}{2} \omega_{\rho}^2 \left( x - \frac{g}{\omega_{\rho}^2} \right) + \frac{mg}{2\omega_{\rho}^2} \quad (4.67)$$

mit der Erdbeschleunigung  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ . Hierbei wird die Gravitation als in der  $x$ -Richtung wirkend angenommen. Hieraus erhält man eine Gravitationsverschiebung<sup>36</sup> der Wolken gegenüber dem Intensitätsmaximum um

$$\Delta x_g = \frac{g}{\omega_{\rho}^2} \stackrel{(4.56)}{\propto} \frac{m}{\alpha} \frac{w_0^4}{P} \quad (4.68)$$

Die Gravitationsverschiebung ist speziesabhängig, führt damit zu einer gegenseitigen Verschiebung der Wolken und beeinflusst damit deren thermischen Kontakt.

Für die Falle (4.52) erhält man

$$\Delta x_{g,\text{Rb}} = 42 \text{ nm} \quad \Delta x_{g,\text{Cs}} = 37 \text{ nm} \quad (4.69)$$

Damit ist die gegenseitige Gravitationsverschiebung in dem hier betrachteten Leistungsbereich deutlich kleiner als die Ausdehnung der Wolken (4.66). Bei der QUIC-Falle hingegen hat die Gravitationsverschiebung aufgrund des größeren Unterschiedes der Fallenfrequenzen einen deutlicheren Einfluss (siehe Abschnitt 3.2).

**Absorptionsaufnahmen im Flugzeitverfahren** Informationen über die Atomwolken werden wie in der QUIC-Falle aus der ballistischen Expansion der Dichteverteilung gewonnen. (Kapitel 3.4).

Das in Kapitel 3.4 dargestellte Verfahren funktioniert für alle Hyperfeingrundzustände mit dem gleichen  $\sigma_0$ , da die Atome aus jedem Hyperfeingrundzustand im Vergleich zur Abbildungsdauer quasi instantan in den geschlossenen Abbildungsübergang gepumpt werden.

Damit sind die für das Flugzeitverfahren relevanten Größe die Dichte bzw. die daraus resultierende optische Dichte der sich ausdehnenden Wolken. Kondensate sind hier aufgrund der nicht vernachlässigbaren Wechselwirkung in der Thomas-Fermi-Näherung (2.19) zu beschreiben.

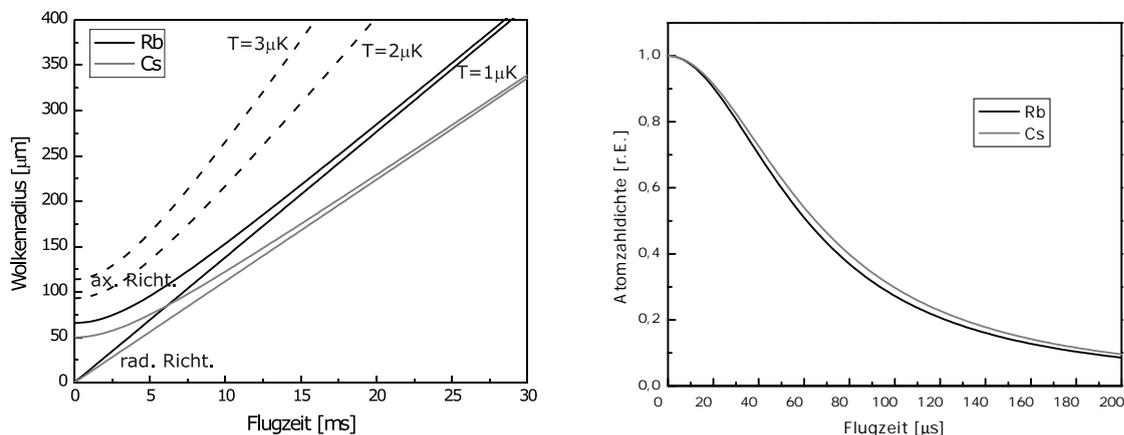
Die Zeitabhängigkeit der Wolkenradien (3.9) bzw. der Wolkendichten (3.8) ist in Abbildung 4.17 für  $1 \mu\text{K}$  dargestellt. Die radialen Wolkenradien für  $t = 0$  liegen bei  $R_{\rho,\text{Rb}} = 1,8 \mu\text{m}$  bzw.  $R_{\rho,\text{Cs}} = 1,4 \mu\text{m}$ , die axialen bei  $R_{z,\text{Rb}} = 131 \mu\text{m}$  bzw.  $R_{z,\text{Cs}} = 100 \mu\text{m}$ . Die Zeitabhängigkeit der optischen Dichte  $OD$  entspricht derjenigen der mittleren Dichte.

Limitiert werden die Aufnahmen zu kleinen Flugzeiten hin, bedingt durch die geringe Größe der Wolken, durch das Auflösungsvermögen der Kameras.<sup>37</sup> Zum anderen sind die Wolken in der Falle und dementsprechend für kurze Flugzeiten optisch dicht, so dass aus den Aufnahmen keine Dichteinformation zu gewinnen ist. Zu hohen Flugzeiten sind die Aufnahmen durch die Abnahme der optischen Dichte sowie die endliche Größe der Chipfläche limitiert.

---

<sup>36</sup> Engl.: gravitational sag

<sup>37</sup> Die Auflösung der Kameras liegt bei  $(7,5 \mu\text{m})^2$  für Rb, und bei  $(9 \mu\text{m})^2$  für Cs.



(a) Zeitabhängigkeit der Wolkenradien nach (3.9). Durchgezogene Linien stellen die Radien bei einer Temperatur  $T = 1 \mu\text{K}$  für beide Spezies und beide Achsen dar. Die gestrichelten Linien zeigen die Veränderung des axialen Radius der Rubidiumwolke bei Temperaturen  $T = 2 \mu\text{K}$  von bzw.  $T = 3 \mu\text{K}$ .

(b) Zeitabhängigkeit der Wolkendichten. Dargestellt ist die relative Veränderung der mittleren Dichte für beide Atomspezies. Die Kurvenverlauf für die Spitzen-, Zeilen- bzw. optische Dichte ist identisch.

**Abbildung 4.17:** Zeitabhängigkeit der Radien und Dichten beim Flugzeitverfahren.

**Heiz- und Verlustraten** Da die Wolkentemperatur und die Atomzahl die zentralen Messgrößen des Experimentes sind, ist es wichtig, die falleninhärenten Verlustraten und Heizprozesse zu verstehen und zu minimieren. Insbesondere ist dies für die Feshbachspektroskopie wichtig, da die Feshbachresonanzen über die stark erhöhten Verlustraten aufgrund des erhöhten inelastischen Wirkungsquerschnittes bestimmt werden. Aufheizung in Dipolfallen geschieht durch die in Kapitel 4.1 diskutierten Streuprozesse und durch technisch bedingte Heizprozesse. Atomverluste werden über inelastische Stöße induziert.

Für im Vergleich zur Fallentiefe kalte Rubidium- bzw. Cäsium-Wolken bzw. Kondensate erhält man aus (4.26) Heizraten

$$\dot{T}_{Rb} \approx 20 \text{ nK/s} \quad \dot{T}_{Cs} \approx 40 \text{ nK/s} \quad (4.70)$$

Zusammen mit (2.12) entspricht dies, andere Heizprozesse vernachlässigt, einer Rubidiumkondensatlebensdauer der Größenordnung  $\sim 10 \text{ s}$ .

Bedingt durch Intensitäts- bzw. Positionsschwankungen werden die Atomwolken parametrisch aufgeheizt [ALT04]. Das Intensitätsrauschen und die Strahlagestabilität des verwendeten Lasers ist ebenfalls in [ALT04] angegeben. Die Strahlagestabilität überträgt sich über die Fasereinkopplung in Leistungsrauschen. Über den Beitrag der restlichen Komponenten zum Intensitätsrauschen liegen noch keine Daten vor. Die im optischen Aufbau Abb. 4.3 integrierten Elemente sind bezüglich der Strahlagestabilität unkritisch, so dass diese für den Fallenstrahl hoch sein sollte.

Die durch das Intensitätsrauschen bedingte Heizrate kann über die Messwerte aus [ALT04]

nach unten abgeschätzt werden. Für die Fallenfrequenzen für (4.52) erhält man für beide Spezies grob<sup>38</sup>

$$\dot{T}_{\text{Int}} \approx 30 \text{ nK/s} \quad (4.71)$$

Da die Strahlagestabilität und das Intensitätsrauschen des Fallenstrahls nicht gemessen werden konnten, wird hier keine weitere quantitative Analyse der technischen Heizraten aufgeführt.

Da der Laser im Mehrfrequenzbetrieb läuft, können in der Falle stimulierte Ramanübergänge zwischen unterschiedlichen Zeemanniveaus induziert werden. Die Übergangsrates hängt dabei von der Lichtpolarisation und dem Magnetfeld ab. Solange die Polarisation der beiden Moden identisch ist, sind die Ramanübergänge nicht möglich. Allerdings kann über Reflexe an der Glaszellenwand oder nicht perfekte Polarisierung in den optischen Komponenten die Polarisation gedreht werden, was Ramanübergänge ermöglicht. Die Ramanübergänge können nur bei Magnetfeldstärken auftreten, bei denen die Zeemanaufspaltung der Hyperfeinniveaus mit der Differenzfrequenz der Moden resonant sind. In Anhang B werden die Ramanübergänge detaillierter diskutiert, sowie die resonanten Magnetfeldstärken angegeben.

Fallenverluste werden über inelastische Stöße induziert, sobald die freigewordene Energie ermöglicht, dass Atome die Falle verlassen können. Die auftretenden Stöße sind Stöße mit dem Hintergrundgas, Zwei- und Dreikörperstöße. Hintergrundgasstöße führen praktisch immer zu einem Verlust des beteiligten Atoms, da das Hintergrundgas thermisch auf Zimmertemperatur ist. Stöße, die zu einem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinniveaus führen, verursachen aufgrund der Energie des Hyperfeinniveauübergangs ebenfalls Fallenverluste.

Die Verlustraten lassen sich Allgemein als

$$\dot{N}_i = -\alpha_i N_i - \beta_{ii} \int n_i^2(\vec{x}) dx^3 - \beta_{ij} \int n_i(\vec{x}) n_j(\vec{x}) dx^3 - \gamma_{iii} \int n_i^3(\vec{x}) dx^3 - \dots \quad (4.72)$$

schreiben. Dabei bezeichnet das Subskript  $i$  eine der beiden Spezies,  $j$  die jeweils andere.  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  bezeichnen die jeweiligen Ein-, Zwei bzw. Dreikörperverlustkoeffizienten.  $\alpha$  beschreibt die Verluste durch Stöße mit dem Hintergrundgas, kann aber auch Anteile von Verlusten durch Aufheizprozesse oder evaporative Prozesse beinhalten.  $\beta$  und  $\gamma$  hängen von den beteiligten Zuständen der Atome und den jeweiligen Streulängen ab. Die Dichteintegrale hängen vom Überlapp der Atomwolken und damit auch von der Gravitationsverschiebung ab. Über die Bestimmung der Koeffizienten  $\beta$  und  $\gamma$  lassen sich Informationen über die Stoßwechselwirkung der Atome gewinnen. [HAA07B]

Für Atome in den jeweils untersten Hyperfeingrundzuständen  $|F = I - 1/2, m_F = F\rangle$  gibt es keine speziesinternen Zweikörperverluste. Deshalb sind diese Zustände für die Arbeit mit ultrakalten Gasen und damit auch für die Feshbachresonanz-Spektroskopie zu bevorzugen. Für Cäsium ist die Spin-Relaxationsrate in den höheren Zuständen so hoch, so dass in diesen bislang keine Bosekondensation gezeigt werden konnte.

---

<sup>38</sup>  $\langle \dot{E} \rangle = \pi^2 \nu_0^2 S_I(2\nu_0) \langle E \rangle$ , mit  $\langle E \rangle \approx U_0$

**Umladen der Atome in die Dipolfalle** Die Dipolfalle wird mit in der QUIC-Falle vorgekühlten Atomwolken geladen. Die für den Umladevorgang möglichen Temperaturen und Atomzahlen sind der Abbildung 3.7 zu entnehmen.

Der Umladevorgang muss dabei adiabatisch durchgeführt werden. Dies wird durch ein langsames Hochfahren der Dipolfallenintensität erreicht, so dass die Atome keine rapide Potentialänderung erfahren. Sobald die maximale Intensität erreicht ist, wird die Magnetfalle zügig ausgeschaltet.

Im Rahmen der Umladesequenz sind die Atome in den gewünschten Hyperfeinzustand zu transferieren. Dies kann entweder durch optisches Pumpen oder mikrowelleninduzierte Übergänge erreicht werden.

Die Wolken in der Dipolfalle können über ein Herabsenken der Fallentiefe evaporativ nachgekühlt werden. Die Effizienz des Kühlens hängt in erster Linie von der Dichte und dem thermischen Kontakt der Wolken ab. In den Gemischen können zusätzlich noch sympathetische Kühleffekte auftreten. Die Kühleffizienz in der vorliegenden Falle müsste deshalb detaillierter untersucht werden.

**Messung der Fallenparameter** Die Messung der Fallenfrequenzen lässt sich über parametrische Anregung der Atomwolken bewerkstelligen. Wenn man bei Präsenz einer Spezies in der Falle die Fallenstrahlleistung mit einer Frequenz moduliert, so erhält man bei den doppelten Fallenfrequenzen durch Resonanzeffekte eine starke Temperaturerhöhung des Ensembles. Ein alternatives Verfahren funktioniert über eine Auslenkung der Wolke einer Spezies, die dann in der Falle oszilliert. Die Oszillationsperioden werden durch die jeweilige Fallenfrequenz gegeben. Dieses Verfahren ist allerdings auf die beobachtbaren Fallenachsen begrenzt.

**Vergleich der Dipolfalle mit der QUIC-Falle** Der wesentliche Unterschied zwischen der QUIC- und der Dipolfalle ist das hyperfeinzustandsabhängige Potential der QUIC-Falle, das dazu führt, dass einige Zustände, insbesondere der bei der Zeemanaufspaltung energetisch niedrigste Zustand, nicht fangbar sind.

Beide Fallen besitzen ein harmonisches Potential, wobei die mittleren Fallenfrequenzen  $\bar{\omega}$  in der Dipolfalle um fast eine Größenordnung höher liegen als in der QUIC-Falle. Die Ausdehnung der Wolken ist dementsprechend in der Dipolfalle kleiner. Durch die Asymmetrie der Fallenfrequenzen sind die Wolken in der Dipolfalle deutlich stärker zigarrenförmig.

In beiden Fallentypen kann das Atomensemble evaporativ gekühlt werden. Der wesentliche Unterschied in den Kühlverfahren ist der, dass beim Kühlen in der Magnetfalle das Potential und damit die Zustandsdichte nahezu unverändert bleibt, wogegen das Potential in der Dipolfalle aufgeweitet wird, somit der thermische Kontakt mit abnehmender Temperatur schlechter wird.

**Ausblick** Nach der Integration der Falle in das Experiment wird die Falle mit den in der QUIC-Falle vorgekühlten thermischen Wolken oder Kondensaten geladen. Nach einer Umrüstung soll das untere Magnetspulensystem neben der bisherigen Antihelmholtzkonfiguration auch in Helmholtzkonfiguration betrieben werden. Dadurch steht dann ein

homogenes Magnetfeld mit einer Stärke bis zu 1000 G zur Verfügung.<sup>39</sup> In der Falle sollen Atomensembles von Rubidium und Cäsium im Allgemeinen in jeweils wohldefinierter Spinpolarisation gefangen werden. Dazu werden die Ensembles grundsätzlich einem homogenen Magnetfeld, das die Ausrichtung der Atome gewährleistet und die Quantisierungsachse festlegt. [STE98, STE01]. Dabei ist noch ein Schema einzurichten, mit dem es möglich ist, die Atome zwischen den einzelnen Hyperfeingrundzuständen zu transferieren. Für den Transfer von Rubidium vom  $|2, 2\rangle$  in den untersten Hyperfeingrundzustand  $|1, 1\rangle$  kann das Mikrowellenfeld, das für die Evaporation genutzt wird, verwendet werden. Für die hiermit nicht erreichbaren Zustände und für Cäsium sind entsprechende Techniken in das Experiment zu integrieren.

Die Dipolfalle ist Ausgangspunkt für die an die Feshbachspektroskopie anschließenden Experimente. Je nach Zielsetzung wird das Experiment mit weiteren optischen Fallen ausgestattet, die zusätzliche Potentialformen zur Verfügung stellen, wie u.a. optische Gitter. [CAT07]

---

<sup>39</sup> Dieser Wert ist eine Abschätzung aus unveröffentlichten Konstruktionsdaten des Fallensystems.

## Kapitel 5.

# Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Konstruktion einer optischen Einstrahldipolfalle für das Bonner Rb-Cs-Bosegemisch-Experiment vorgestellt. Hierzu wurden die Grundlagen der Physik von Bosegemischen dargestellt sowie die bereits bestehenden Komponenten des Experimentes erläutert. Die Wellenlängenabhängigkeit der Polarisierbarkeit beider Atomspesies wurde untersucht. Der Aufbau und die Ergebnisse einer Simulation des durch den Aufbau geformten Fallenstrahls wurden beschrieben, und hieraus die zu erwartenden Fallenparameter abgeschätzt.

Die Falle wird mit einem 1064 nm-Nd:YAG-Laser bei ca. 500 mW maximaler Fallenstrahlleistung betrieben, die in der Falle auf eine Strahltaile von  $18 \mu\text{m}$  fokussiert wird. In der Dipolfalle können sämtliche Hyperfeingrundzustände von Rubidium und Cäsium mit maximalen Fallentiefen im Bereich von  $200 \mu\text{K}$  für Rubidium und  $350 \mu\text{K}$  für Cäsium gespeichert werden.

Zusammengefasst besteht das Gesamtexperiment damit aus einem MOT-System zur Vorkühlung der Atome, einer QUIC-Falle, in der die Bosegemische in den Bereich bis unter  $1 \mu\text{K}$  gekühlt werden können, und der noch zu integrierenden Dipolfalle. Die Integration umfasst die Einrichtung des Umladevorganges aus der QUIC-Falle sowie eine detaillierte Charakterisierung der Fallenparameter. Ein Umbau der Spulenansteuerung, die die Erzeugung eines homogenen Magnetfeldes ermöglicht, sowie die Komplettierung eines Transferverfahrens, mit dem die Atome in die gewünschten Hyperfeinzustände überführt werden, sind noch durchzuführen.

Sobald sich die Gemische kontrollierbar im gewünschten Hyperfeinzustand in der Dipolfalle befinden und das homogene Magnetfeld kontrollierbar ist, ist es möglich die Rb-Cs-Feshbachspektroskopie - zunächst im Rb- $|1, 1\rangle$ - bzw. Cäsium- $|3, 3\rangle$ -Zustand - bis hin zu Magnetfeldstärken von 1000 G zu beginnen.

Sofern im Feshbachspektrum eine Resonanz mit entsprechender Breite zur Verfügung steht, wird es möglich sein, Experimente durchzuführen, in denen die hierdurch variable Streulänge genutzt werden kann.

So ermöglicht der Aufbau beispielsweise, ein Rubidium-Kondensat mit einer über mehrere Größenordnungen variablen Anzahl von Cäsium-Atomen zu dotieren und die gegenseitige Beeinflussung von Kondensat und Dotanden bei Variation der Wechselwirkungsstärke zu studieren. Weiterhin ist angedacht, über zusätzliche Fallen die räumliche Dimension des Systems zu reduzieren und das Verhalten des Gemisches im verfügbaren Parameterbereich zu untersuchen. [KIN04, PAR04]



## Anhang A.

# Zusammenfassung der Elementeigenschaften

An dieser Stelle sind die in dieser Arbeit verwendeten Eigenschaften von  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{133}\text{Cs}$  tabelliert. Die Daten sind, soweit nicht anders angegeben, [STE98] und [STE01] entnommen.

In Tabelle A.4 und A.5 sind die Beiträge der atomaren Übergänge zur Polarisierbarkeit angegeben. Im Hauptteil der Arbeit wurden die Polarisierbarkeiten als  $\alpha/4\pi\epsilon_0$  in Einheiten von  $a_0^3$  angegeben [PET02]. Man kann die Polarisierbarkeit auch in  $h \cdot \text{Hz}/(\frac{\text{V}}{\text{cm}^2})$  [STE98] oder dementsprechend in  $k_B \cdot K/(\frac{\text{V}}{\text{cm}^2})$  angeben.

Elementeigenschaften			
		$^{87}\text{Rb}$	$^{133}\text{Cs}$
Ordnungszahl	Z	37	55
Nukleonenzahl	A	87	133
Masse	m [u]	86,909	132,905
Kernspin	I	$3/2$	$7/2$
Isotopenhäufigkeit	[%]	28	100
Lebensdauer	$\tau$ [a]	$5 \cdot 10^{10}$	$\infty$

**Tabelle A.1:** Elementeigenschaften von  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{133}\text{Cs}$ .

Linienrubidium 87 und Cäsium 133					
Übergang		Wellenlänge $\lambda$ [nm]	Frequenz $\omega/2\pi$ [THz]	Linienbreite $\Gamma/2\pi$ [MHz]	Lebensdauer $\tau$ [ns]
$^{87}\text{Rb}$	D <sub>1</sub>	794,98	377,11	5,75	27,7
	D <sub>2</sub>	780,24	384,23	6,07	26,2
	$\rightarrow 6^2P_{3/2}$	420,18	714	1,27	125
	$\rightarrow 6^2P_{1/2}$	421,55	712	1,42	112
$^{133}\text{Cs}$	D <sub>1</sub>	894,59	355,12	4,56	34,89
	D <sub>2</sub>	852,12	351,73	5,22	30,47
	$\rightarrow 7P$	455,5	413,5	2,38	6,69

**Tabelle A.2:** Liniendaten von  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{133}\text{Cs}$ . Die Daten des Übergangs  $5^2S_{1/2} \leftrightarrow 6P$  von  $^{87}\text{Rb}$  stammen aus [SCH02], die Daten des Übergangs  $6^2S_{1/2} \leftrightarrow 7P$  von  $^{133}\text{Cs}$  stammen aus [FAB76].

Linienrubidium 87 und Cäsium 133 (Fortsetzung)					
Übergang		Oszillatorstärke f	$T_{\text{Rück}}$ [nK]	Wirkungsquerschnitt $\sigma_0$ [cm <sup>2</sup> ]	Sättigungsintensität $I_0$ [mW/cm <sup>2</sup> ]
$^{87}\text{Rb}$	D <sub>1</sub>	0,342	361,96	-	-
	D <sub>2</sub>	0,696	348,66	2,907	1,669
$^{133}\text{Cs}$	D <sub>1</sub>	0,344	198,34	-	-
	D <sub>2</sub>	0,715	180,05	3,469	1,1023

**Tabelle A.3:** Liniendaten von  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{133}\text{Cs}$ . Der resonante Wirkungsquerschnitt und die Sättigungsintensität beziehen sich auf den geschlossenen Übergang  $|F = 2, m_F = \pm 2\rangle \rightarrow |F' = 3, m'_F = \pm 3\rangle$  ( $^{87}\text{Rb}$ ) bzw.  $|F = 4, m_F = \pm 4\rangle \rightarrow |F' = 5, m'_F = \pm 5\rangle$  ( $^{133}\text{Cs}$ ) für  $\sigma^\pm$  polarisiertes Licht.

$^{87}\text{Rb}$						
Übergang	$\omega/2\pi$ [THz]	$\Delta/2\pi$ [THz]	$\Gamma/2\pi$ [MHz]	f	Anteil $\alpha'$ [%]	Anteil $\alpha''$ [%]
D <sub>1</sub>	377	95	5,75	0,34	34	36
D <sub>2</sub>	384	102	6,07	0,70	66	64
$\rightarrow 6P$	420	449	2,4	0,05	$1 \cdot 10^{-3}$	

**Tabelle A.4:** Beiträge der Übergänge zur Grundzustandspolarisierbarkeit für  $^{87}\text{Rb}$  nach (4.17) und (4.18).

$^{133}\text{Cs}$						
Übergang	$\omega/2\pi$ [THz]	$\Delta/2\pi$ [THz]	$\Gamma/2\pi$ [MHz]	f	Anteil $\alpha'$ [%]	Anteil $\alpha''$ [%]
D <sub>1</sub>	335	49	4,56	0,34	38	45
D <sub>2</sub>	352	63	5,22	0,72	62	55
$\rightarrow 7P$	413	451	23	0,0148	$4 \cdot 10^{-3}$	

**Tabelle A.5:** Beiträge der Übergänge zur Grundzustandspolarisierbarkeit für  $^{133}\text{Cs}$  nach (4.17) und (4.18).



## Anhang B.

# Durch Mehrfrequenzbetrieb stimulierte Ramanübergänge

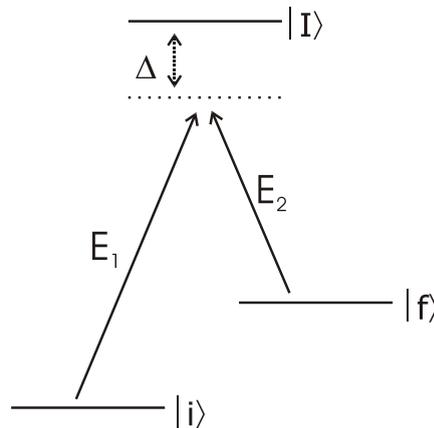
Wenn der Fallenlaser auf mehreren longitudinalen Moden läuft, kann dies dazu führen, dass stimulierte Ramanübergänge zwischen unterschiedlichen Zeemanniveaus induziert werden. Stimulierte Ramanübergänge sind Zweiphotonenübergänge, die ein Atom aus dem ursprünglichen Niveau  $|i\rangle$  nach dem in Abb. B.1 angegeben Schema in ein anderes Niveau  $|f\rangle$  transferieren. [VIE06] Dies führt zu Atomverlusten, sobald die Differenz der Zeemanenergien gleich der Differenzenergie zweier Moden ist. Die Übergänge unterliegen der Auswahlregel  $\Delta m_F = 0, \pm 1, \pm 2$ , die Übergangswahrscheinlichkeit wird durch die effektive Raman-Rabifrequenz

$$\beta = -\frac{E_1^* E_2 \langle i | d | I \rangle \langle I | d | f \rangle}{2\hbar^2 \Delta^2} \quad (\text{B.1})$$

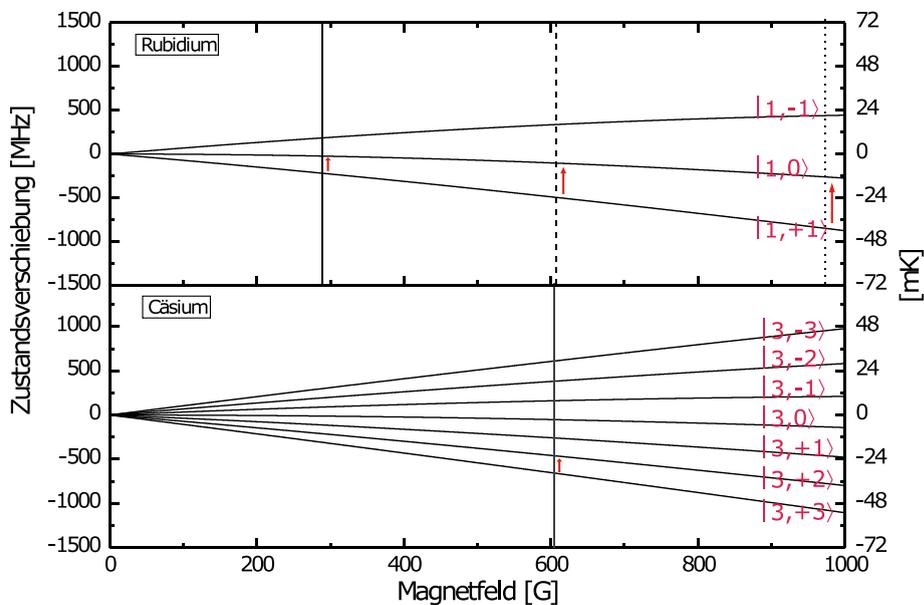
charakterisiert, mit den beiden treibenden Feldstärken  $E_k$ . [VIE06] Damit  $\beta$  nicht verschwindet, muss mindestens eines der beteiligten Photonen eine zirkular polarisierte Komponente besitzen. Wenn der Fallenstrahl perfekt linear polarisiert ist, können nicht direkt Übergänge induziert werden. Es ist aber möglich, dass die Polarisation des an der Glaszelle reflektierten Strahls gedreht wird, oder die mangelnde Perfektheit der Polarisation ausreicht, dass Übergänge möglich werden.

Die Differenz der Zeemanenergien der  $m_F$ -Niveaus der Hyperfeingrundzustände in einem schwachen Magnetfeld ergibt sich nach der Breit-Rabi-Formel [STE98, STE01]. Die magnetfeldbedingte Verschiebung der unteren Hyperfeinzustände für beide Spezies ist in Abbildung B.2 dargestellt. In den Tabellen B.1 bis B.3 sind die Magnetfelder bis 1000 G tabelliert, bei denen bei Vielfachen des Modenabstandes  $\Delta\nu = 196$  MHz des im Kapitel 4.3 beschriebenen Fallenlasers Ramanübergänge auftreten können. Die für den für die Feshbachspektroskopie relevanten untersten Zustand möglichen Übergänge sind zusätzlich in Abb. B.2 eingezeichnet.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Prinzipiell können auch transversale Moden zu Differenzfrequenzen im Spektrum führen. Da deren Frequenzabstand aber deutlich geringer ist als der der longitudinalen Moden, führt dies zu Übergängen bei kleineren Magnetfeldern. Da zur Gewährleistung der Spinpolarisation prinzipiell ein schwaches Magnetfeld von wenigen Gauss notwendig ist, sind Übergänge durch transversale Modenfrequenzen, deren Abstand im Bereich weniger MHz liegt, hierdurch ausgeschlossen, wenn das gewählte Magnetfeld einen größeren Betrag hat.



**Abbildung B.1:** Schema stimulierter Ramanübergänge. Zwei Lichtfrequenzen mit den elektrischen Feldstärken  $E_1$  und  $E_2$  treiben Übergänge von  $|i\rangle$  nach  $|f\rangle$  mittels Kopplung über den Zwischenzustand  $|I\rangle$ , wobei  $\Delta$  die Verstimmung des 2-Photonenprozesses vom angeregten Niveau  $|I\rangle$  ist.



**Abbildung B.2:** Zustandsverschiebung der Hyperfeinunterniveaus im Magnetfeld. Dargestellt ist jeweils die Aufspaltung des unteren Hyperfeinzustands des  $^2S_{1/2}$ -Grundzustandes nach der Breit-Rabi-Formel. Die vertikalen Linien bezeichnen die jeweiligen Magnetfeldstärken, bei denen nach dem im Text genannten Kriterium Ramanübergänge und damit Fallenverluste auftreten können.

Mögliche Ramanübergänge Rubidium $^2S_{1/2}$ , $F = 1$			
Übergang		Niveauabstand	Magnetfeldstärke
$m_F$	$m'_F$	[196 MHz]	[G]
1	0	1	273
1	0	2	540
1	0	3	810
0	-1	1	289
0	-1	2	607
0	-1	3	973

**Tabelle B.1:** Magnetfeldstärken, bei denen für Rubidium,  $^2S_{1/2}$ ,  $F = 1$ ,  $\Delta m_F = 1$  Ramanübergänge durch den Mehrfrequenzbetrieb des Lasers induziert werden können. Angegeben sind der jeweilige Übergang und der Zustandsabstand in Vielfachen des Lasermodenabstandes von 196 MHz. Obere Grenze der angegebenen Magnetfeldstärken ist 1000 G.

Mögliche Ramanübergänge Cäsium $^2S_{1/2}$ , $F = 3$			
Übergang		Niveauabstand	Magnetfeldstärke
$m_F$	$m'_F$	[196 MHz]	[G]
-3	-2	1	523
-3	-2	2	991
-2	-1	1	539
-1	0	1	554
0	1	1	570
1	2	1	587
2	3	1	604

**Tabelle B.2:** Magnetfeldstärken, bei denen für Cäsium,  $^2S_{1/2}$ ,  $F = 3$ ,  $\Delta m_F = 1$  Ramanübergänge durch den Mehrfrequenzbetrieb des Lasers induziert werden können. Angegeben sind der jeweilige Übergang und der Zustandsabstand in Vielfachen des Lasermodenabstandes von 196 MHz. Obere Grenze der angegebenen Magnetfeldstärken ist 1000 G.

Mögliche Ramanübergänge Rubidium $^2S_{1/2}$ , $F = 2$			
Übergang		Niveauabstand	Magnetfeldstärke
$m_F$	$m'_F$	[196 MHz]	[G]
-2	-1	1	258
-2	-1	2	482
-2	-1	3	679
-2	-1	4	856
-1	0	1	274
-1	0	2	542
-1	0	3	814
0	1	1	290
0	1	2	610
0	1	3	979
1	2	1	308
1	2	2	686

**Tabelle B.3:** Magnetfeldstärken, bei denen für Rubidium,  $^2S_{1/2}$ ,  $F = 2$ ,  $\Delta m_F = 1$  Ramanübergänge durch den Mehrfrequenzbetrieb des Lasers induziert werden können. Angegeben sind der jeweilige Übergang und der Zustandsabstand in Vielfachen des Lasermodenabstandes von 196 MHz. Obere Grenze der angegebenen Magnetfeldstärken ist 1000 G.

Mögliche Ramanübergänge Cäsium $^2S_{1/2}$ , $F = 4$			
Übergang		Niveauabstand	Magnetfeldstärke
$m_F$	$m'_F$	[196 MHz]	[G]
-4	-3	1	510
-4	-3	2	937
-3	-2	1	524
-3	-2	2	993
-2	-1	1	539
-1	0	1	556
0	1	1	572
1	2	1	589
2	3	1	606
3	4	1	624

**Tabelle B.4:** Magnetfeldstärken, bei denen für Cäsium,  $^2S_{1/2}$ ,  $F = 4$ ,  $\Delta m_F = 1$  Ramanübergänge durch den Mehrfrequenzbetrieb des Lasers induziert werden können. Angegeben sind der jeweilige Übergang und der Zustandsabstand in Vielfachen des Lasermodenabstandes von 196 MHz. Obere Grenze der angegebenen Magnetfeldstärken ist 1000 G.



## Anhang C.

# Charakterisierung eines Nd:YAG-Lasers

Die Strahlquelle einer Dipolfalle muss bestimmte Spezifikationen erfüllen, um einen optimalen Betrieb der Falle gewährleisten zu können. Neben geeigneten Werten der Strahlparameter spielt die Konstanz der Werte eine Rolle. Auf langer Zeitskala müssen die Laserparameter konstant sein, um die Fallenparameter konstant halten und damit die Reproduzierbarkeit der Messungen gewährleisten zu können. Zusätzlich können mit den Oszillationsfrequenzen der Atome resonante Schwankungen - insbesondere in der Leistung und der Strahlposition - das in der Falle befindliche Atomensemble aufheizen oder Atomverluste induzieren.

Wie schon in Kapitel 4 diskutiert sind die für eine Dipolfalle wichtigen Laserparameter die Frequenz, die Strahlleistung und das Strahlprofil. Da das Strahlprofil die Form des Fallenpotentials bestimmt, sollte der Laserstrahl möglichst gut einem  $TEM_{00}$ -Mode entsprechen, also möglichst keine weiteren transversalen Moden und dementsprechend einen geringen  $M^2$ -Wert aufweisen. Die Geometrie des Laserstrahls, charakterisiert durch Divergenz und Elliptizität, geht in die entsprechenden Werte des Fallenstrahls ein (siehe Gl. (4.46)). Deshalb sollten diese zur Konstruktion der Optik als auch zur Kenntnis der Fallenparameter möglichst genau bekannt sein. Gleiches gilt für die optische Leistung des Lasers, da diese einen Einfluss auf die Fallentiefe und das Fallenvolumen hat (Gl. (4.53)), welche wiederum in die Wolkendichte eingehen (Gl. (2.10)). Mehrfrequenzbetrieb kann zu unerwünschten Ramanübergängen und damit zu Atomverlusten in der Falle führen (Anh. B).

In diesem Kapitel werden exemplarisch die Messungen einiger wichtiger Laserparameter aufgeführt. Die Messungen beziehen sich auf einen 500 mW Ausgangsleistung liefernden Nd:YAG-Laser des Herstellers CrystaLaser, der, wie in Kapitel 4.3 erwähnt, ursprünglich als Strahlquelle für die Dipolfalle vorgesehen war.

**Daten des Lasers** Der hier untersuchte Laser IRCL-50-1064-S des Herstellers CrystaLaser ist ein diodenlasergepumpter Nd:YAG-Laser mit den in Tabelle C.1 angegebenen Spezifikationen. Primärer Vorteil dieses Lasermodells ist die kompakte Bauweise, die eine platzsparende Integration in das Experiment ermöglicht.

Spezifikationen Nd:YAG-Laser CrystaLaser IRCL-500-1064-S	
Wellenlänge	1064 nm
Longitudinale Modenstruktur *	Einfrequenzbetrieb
Instantane Bandbreite	< 10 kHz
Maximale optische Ausgangsleistung	500 mW (cw)
Stabilität der Ausgangsleistung *	1% innerhalb von 2 Stunden
Rauschen	< 0.5% ( rms, 10 Hz bis 1 MHz)
Transversale Modenstruktur *	TEM <sub>00</sub>
M <sup>2</sup> -Wert *	< 1.2
Strahldivergenz (halber Winkel) *	< 1.8 mrad
Elliptizität (mündliche Information) *	> 0.85
Strahldurchmesser (1/e <sup>2</sup> ) am Ausgang	0.45 mm
Strahlstabilität	< 0.02 mrad
Polarisation	horizontal, Verhältnis 100:1

**Tabelle C.1:** Auszug der Laserspezifikationen des Nd:YAG-Laser CrystaLaser IRCL-500-1064-S (S/N 2506045-2150-25864) aus Datenblatt sowie Angebotsbeschreibung. Die mit \* versehenen Werte wurden überprüft (siehe Text).

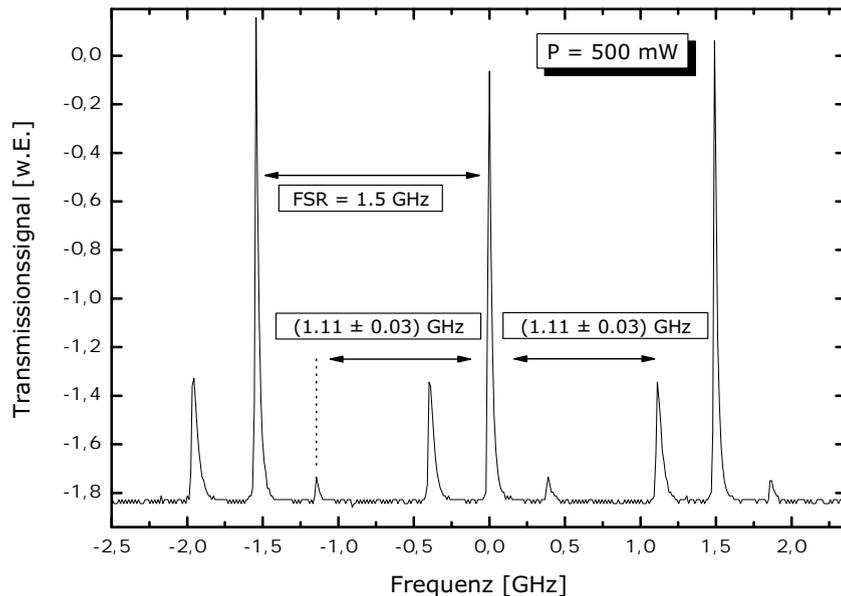
**Frequenzspektrum** Wie in der Einleitung dieses Anhangs diskutiert, soll der verwendete Laser im Einfrequenzbetrieb laufen. Das Frequenzspektrum wurde hier mit einem Fabry-Perot-Interferometer und mittels Schwebungssignalen untersucht. [SIE86] Da für nicht-konfokale Resonatoren auch transversale Moden leicht unterschiedliche Frequenzen aufweisen, können über das Frequenzspektrum auch Aussagen über die transversale Modenstruktur gemacht werden.

Im hier gemessenen Schwebungssignal treten Differenzfrequenzen bei 1,11 GHz respektive der doppelten und dreifachen Frequenz auf (Abb. C.2). Ebenso tritt ein Signal bei einer Differenzfrequenz von 2,5 MHz auf, das vermutlich auf die Anregung eines transversalen Modes zurückzuführen ist. [KNE89]

Das Fabry-Perot-Spektrum bei einer optischen Leistung von 500 mW ist in Abb. C.1 abgebildet. Das verwendete Fabry-Perot-Interferometer<sup>1</sup> weist einen freien Spektralbe-

<sup>1</sup> Coherent Spectrum Analyser, Modell 240

reich<sup>2</sup> von  $\text{FSR} = 1,5 \text{ GHz}$  auf, so dass die longitudinalen Moden in Übereinstimmung mit der Schwebungssignalmessung einen Abstand von  $1,11 \text{ GHz}$  haben. [SIE86]

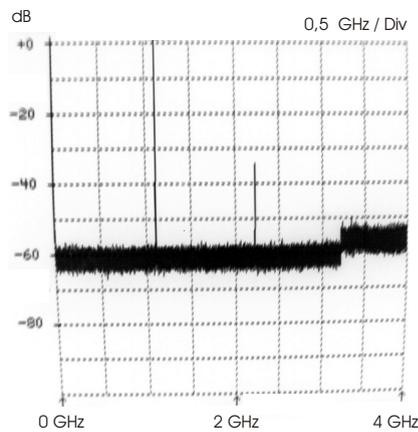


**Abbildung C.1:** Fabry-Perot-Spektrum des Lasers. Zu sehen sind drei zu unterschiedlichen longitudinalen Moden gehörende Frequenzsignale, die sich mit der Periode des FSR wiederholen. Die Signale haben jeweils einen Frequenzabstand von  $1,11 \text{ GHz}$ .

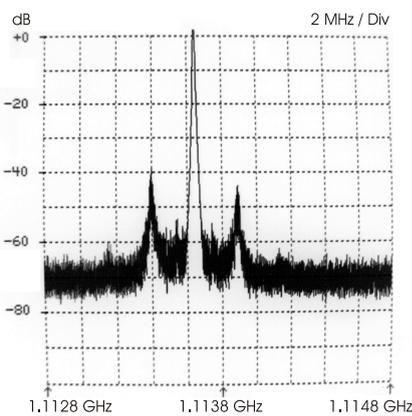
**Optische Leistung** Eine Langzeitmessung zur Überprüfung der Leistungsstabilität über ca. 50 Stunden ist in Abb. C.3 dargestellt. Es treten Schwankungen von  $1,5 \%$  mit einer Periode im Bereich von  $1,5$  bis  $2,5$  Stunden auf. Die Schwankungsamplitude liegt damit knapp oberhalb des spezifizierten Wertes von  $1 \%$  innerhalb von  $2$  Stunden. Es zeigte sich, dass die Leistungsschwankungen trotz einer zusätzlichen elektronisch geregelten Kühlung mit der Umgebungstemperatur korreliert waren. Möglicherweise wäre hier durch eine bessere thermische Abschirmung des Lasers eine Reduktion der Leistungsschwankungen zu erreichen.

**Strahlprofil** Für die Dipolfalle ist ein möglichst runder Strahl mit einer guten Qualität des Strahlprofils notwendig. Die Strahlprofilqualität wird durch die transversale Modenstruktur bestimmt und z.B. durch den  $M^2$ -Wert quantifiziert. Die Strahldivergenz bestimmt zusammen mit der Abbildungsoptik die Strahlgröße des Fallenstrahls (Gl. (4.46)). Deshalb ist für die Konstruktion der Fallenoptik das Kenntnis der Strahlgeometrie, charakterisiert durch z.B. die Divergenzen bzw. die Elliptizität, notwendig.

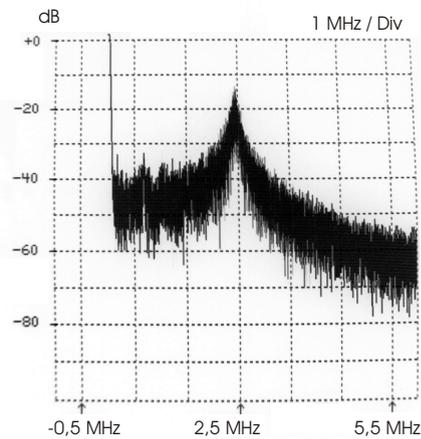
<sup>2</sup> Engl.: free spectral range, abgekürzt FSR



(a) Gesamtes Schwebungssignalspektrum von 0 GHz bis 4 GHz. Erkennbar sind die Schwebungssignale bei 1,1 GHz, 2,2 GHz und 3,3 GHz.



(b) Detailausschnitt des Signals bei 1,1 GHz. Erkennbar sind zwei symmetrisch angeordnete Nebenmaxima im jeweiligen Abstand von ca. 2,4 MHz.

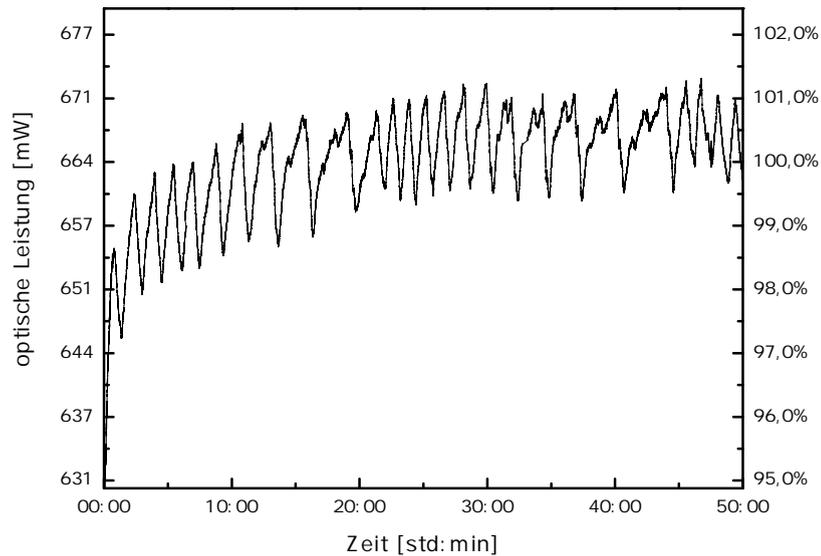


(c) Detailausschnitt um 0 GHz. Ein Schwebungssignal bei 2,5 MHz ist erkennbar.

**Abbildung C.2:** Schwebungssignale des Lasers. Dargestellt sind Fotografien der Anzeige des Spektrumanalysators.

Die Messung der Strahldivergenz und des  $M^2$ -Wertes erfolgt über die Bestimmung des Strahlradius in Abhängigkeit des Abstandes vom Laser über die Beziehung (4.34). Die Strahlbreite wird hier über eine Choppermessung realisiert. [SUZ75]

Für die Messungen der Divergenzen des Strahls in horizontaler und vertikaler Achse wurden jeweils für fünf Abstände vom Laser mehrere Aufnahmen des Schnittprofils bei Rotationsfrequenzen des Choppers im Bereich um 21 Hz aufgenommen (Abb. C.4). Für jede der Entfernungen wurden jeweils zwei bis vier Messwerte gemittelt, um statistische Fehler in den Schwankungen der Rotationsfrequenz des Choppers zu mitteln.



**Abbildung C.3:** Zeitverlauf der optischen Leistung des Lasers über ca. 50 Stunden. Die linke Skala zeigt die vom (ungeeichten) Leistungsmessgerät angezeigte Leistung, die rechte Skala die relative Leistung bezogen auf den Mittelwert der Messreihe.

Für die Strahldivergenzen und die Strahltaillenposition wurden über Anpassung der Funktion (4.39) mit (4.36) zu

$$\theta_{hor} = (3,2 \pm 0,1) \text{ mrad} \quad z_0 = (-7,9 \pm 1,0) \text{ cm}$$

$$\theta_{vert} = (4,5 \pm 0,1) \text{ mrad} \quad z_0 = (-7,2 \pm 0,6) \text{ cm}$$

bestimmt. Da die Messpositionen sämtlich ausserhalb der Rayleighzone des Strahls liegen, ist eine Bestimmung der Strahltaille  $w_0$  und damit des  $M^2$ -Wertes mit dieser Methode nicht möglich.<sup>3</sup> Die Strahltaillenpositionen  $z_0$  liegen wie zu erwarten innerhalb der Fehler am gleichen Ort. Unter der Annahme, dass die Achsen des Strahlprofils exakt in horizontaler und vertikaler Richtung liegen, erhält man so für die Strahlelliptizität  $\epsilon$  (4.37)

$$\epsilon = \frac{\theta_{hor}}{\theta_{vert}} = 0,73 \pm 0,02$$

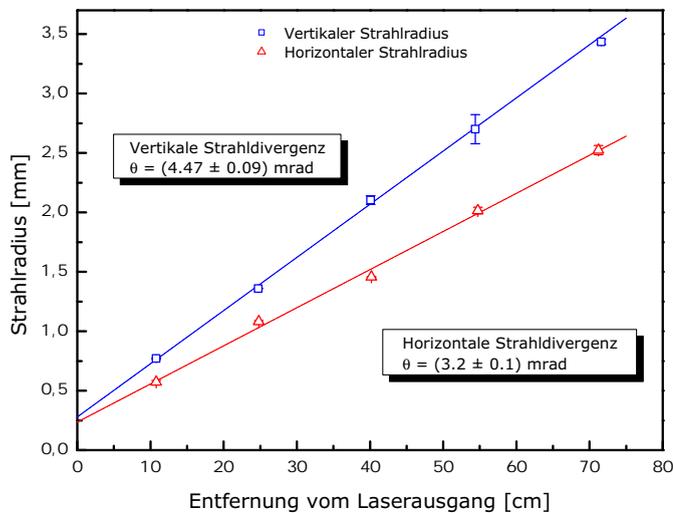
Um den  $M^2$ -Wert zu bestimmen, sind nach (4.35) die Strahldivergenz und Strahltaille zu messen. Da für einen Laser der Strahlradius in der Nähe der Strahltaille nicht direkt zugänglich ist, wird der Strahl über eine Linse fokussiert. Wenn der Einfluss von Aberrationen vernachlässigbar ist, stimmen der  $M^2$ -Wert des ursprünglichen und des durch die Linse gebrochenen Strahls überein.

Für die horizontale Achse wurde mit einer Linse mit 100 mm Brennweite die in Abb. C.5 dargestellte Radiusabhängigkeit gemessen, aus der sich mit (4.35), (4.39) und (4.36) ein  $M^2$ -Wert von

$$M^2 = 1,38$$

ableiten lässt. Für die vertikale Achse war eine Bestimmung des  $M^2$ -Wertes nicht zuverlässig möglich, da die Radienmessungen aus ungeklärten Gründen nicht reproduzierbar waren.

<sup>3</sup> Die Werte für  $w_0$  konvergieren bei der Anpassungsiteration nicht.

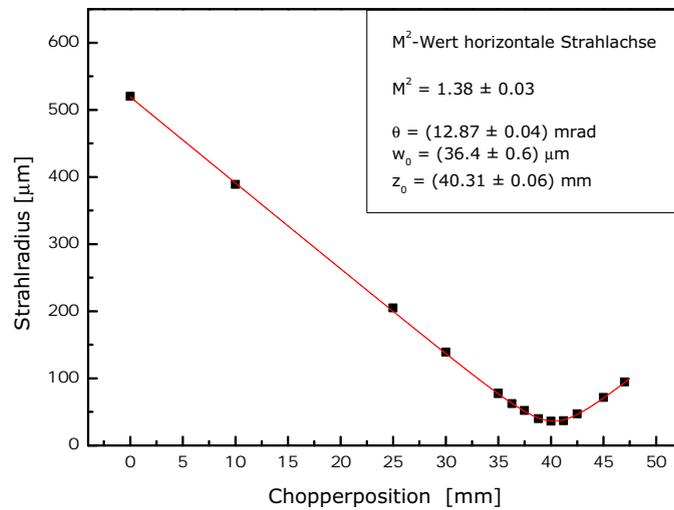


**Abbildung C.4:** Messung der Strahldivergenz für die horizontale und vertikale Strahlachse. Die angegebenen Fehler sind die Standardabweichungen aus mehreren Einzelmessungen. Die Divergenz wird über Anpassung der Funktion (4.39) an die Messpunkte bestimmt, wobei die Strahltaile  $w_0$  als verschwindend angenommen wird. (Details siehe Text)

Die hohen Divergenzen und der hohe  $M^2$ -Wert lässt sich durch höhere transversale Moden erklären, deren Auftreten schon durch die Schwebungssignalmessungen nahegelegt wurden. Sowohl der  $M^2$ -Wert als auch die Elliptizität und die Divergenzen des Strahls sind somit bei maximaler Ausgangsleistung schlechter als spezifiziert (siehe Tabelle C.1). Hierbei sind allerdings für die Dipolfalle nur die ersten beiden Werte kritisch, zumal die hohen Divergenzen auf die erhöhten  $M^2$ -Werte zurückzuführen sein dürften.

**Zusammenfassung** Die relativ geringe Ausgangsleistung des Lasers erlaubt es nicht, weitere, die Strahlqualität verbessernde Elemente wie z.B. räumliche Modenfilter oder zusätzliche Linsen als Korrektur der Elliptizität einzusetzen. Da die Strahlqualität des vermessenen Lasers deutlich schlechter ist als spezifiziert, schließt dies somit die Verwendung für die Dipolfalle aus. Es ist dem Hersteller nicht gelungen, innerhalb der Zeit der Diplomarbeit die Mängel zu beheben. Deshalb wurde zu dem in Kapitel 4.3 beschriebenen Laser übergegangen. Hier steht erstens doppelt so viel Leistung zur Verfügung, und zweitens kann, durch die Faser, deren Nutzung durch die räumliche Trennung von Quelle und Experiment notwendig wird, eine deutlich bessere Strahlqualität erreicht werden als Laser üblicherweise liefern.

Unproblematisch sind hingegen bei dem hier charakterisierten Laser der Mehrfrequenzbetrieb und die Leistungsschwankungen. Aufgrund der hohen Frequenzabstände sind bei den verwendeten Magnetfeldstärken bis 1000 G keine Ramanübergänge zu erwarten (siehe Anhang B). Da die aufgetretenen Leistungsschwankungen vermutlich durch thermische Isolation weiter zu vermindern sind, ist dies ebenfalls kein Ausschlusskriterium für die Verwendung des Lasers.



**Abbildung C.5:** Messung des  $M^2$ -Wertes der horizontalen Strahlachse über Choppermessungen an dem mit einer 100 mm-Linse fokussierten Strahl.



## Literaturverzeichnis

- [ABO01] J. R. ABO-SHAER, C. RAMAN, J. M. VOGELS UND W. KETTERLE, *Observation of vortex lattices in Bose-Einstein condensates*, Science **292**(476) (2001)
- [ALT04] W. ALT, *Optical control of single neutral atoms*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Bonn (Juni 2004)
- [AND95] M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN UND E. A. CORNELL, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**(198) (1995)
- [AND97] M. R. ANDREWS, C. G. TOWNSEND, H.-J. MIESNER, D. DURFEE, D. M. KURN UND W. KETTERLE, *Observation of Interference Between Two Bose Condensates*, Science **275**(637) (1997)
- [AND05] M. ANDERLINI, C. COURTADE, M. CRISTIANI, D. COSSART, D. CIAMPINI, C. SIAS, O. MORSCH UND E. ARIMONDO, *Sympathetic cooling and collisional properties of a Rb-Cs mixture*, Phys. Rev. A **71**(061401(R)) (2005)
- [BER87] T. BERGEMANN, G. EREZ UND H. J. METCALF, *Magnetostatic trapping fields for neutral atoms*, PRA **35**(4), S. 1535–1546 (Februar 1987)
- [BOS25] S. BOSE, *Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese*, Zeitschrift für Physik **26**, S. 178–181 (1925)
- [CAT07] J. CATANI, L. D. SARLO, G. BARONTINI, F. MINARDI UND M. INGUSCIO, *Degenerate Bose-Bose mixture in a 3D optical lattice*, pre-print: arXiv:0706.2781v1 [cond-mat.soft] (2007)
- [CHI00] C. CHIN, V. VULETIC, A. J. KERMAN UND S. CHU, *Production of cold molecules via magnetically tunable Feshbach resonances*, Phys. Rev. Lett. **85**(2717) (2000)
- [COH92] Coherent, *ModeMaster Beam Propagation Analyser, User Manual, Software Release 2.0* (1992)
- [DAL85] J. DALIBARD UND C. COHEN-TANNOUJDI, *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*, J. Opt. Soc. Am. B **2**(11) (November 1985)
- [DAV95] K. DAVIS, M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN UND W. KETTERLE, *Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**(3969) (1995)
- [DEU98] I. H. DEUTSCH UND P. S. JESSEN, *Quantum-state control in optical lattices*, Physical Review A **57**(3) (März 1998)

- [EDM64] A. EDMONDS, *Drehimpulse in der Quantenmechanik*, Bibliographisches Institut Hochschultaschenbücher Verlag (1964)
- [EIN25] A. EINSTEIN, *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases*, Zeitschrift für Physik **26**, S. 178–181 (1925)
- [ESS98] T. ESSLINGER, I. BLOCH UND T. W. HÄNSCH, *Bose-Einstein condensation in a quadrupole-loffe-configuration trap*, Phys. Rev. A **5**(R2664) (1998)
- [FAB76] M. FABRY UND J. R. CUSSENOT, *Détermination théorique et expérimentale des forces d'oscillateur des transitions de l'atome de césium*, Can. J. Phys. **54**(836) (September 1976)
- [FRA64] G. FRANKE, *Photographische Optik*, Akademische Verlagsgesellschaft (1964)
- [FRE99] D. FRESE, *Einzelne Atome in einer optischen Dipolfalle*, Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, Universität Bonn (Juni 1999)
- [FRE05] D. FRESE, *Bose-Einstein Condensation of Rubidium. Towards Ultraold Binary Bosonic Mixtures*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Bonn (Mai 2005)
- [GOR80] J. P. GORDON UND A. ASHKIN, *Motion of atoms in a radiation trap*, Phys. Rev. A **21**(5), S. 1606–1617 (Mai 1980)
- [GRE02] M. GREINER, O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. W. HÄNSCH UND I. BLOCH, *Quantum phase transition from a superfluid to Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415**(39) (Januar 2002)
- [GRI00] R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER UND Y. B. OVCHINNIKOV, *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*, Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics **42**(12), S. 95–170 (2000)
- [GRI01] R. GRIMM, M. HAMMES, D. RYCHTARIK, T. WEBER, J. HERBIG, H.-C. NAGERL, M. MUDRICH, K. SINGER, A. MOSK, S. KRAFT UND M. WEIDEMÜLLER, *Evaporative cooling in optical dipole traps*, in: *Quantum Electronics and Laser Science Conference*, S. 253 (2001)
- [HAA07A] M. HAAS, *Sympathetisches Kühlen in einer Rubidium-Cäsium-Mischung: Erzeugung ultrakalter Cäsiumatome*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Bonn (Juli 2007)
- [HAA07B] M. HAAS, V. LEUNG, D. FRESE, D. HAUBRICH, S. JOHN, C. WEBER, A. RAUSCHENBEUTEL UND D. MESCHEDÉ, *Species-selective microwave cooling of a mixture of Rubidium and Caesium atoms*, New Journal of Physics **9**(147) (Mai 2007)
- [HAW95] J. HAWKES UND I. LATIMER, *Lasers, Theory and Practice*, Prentice Hall International Series in Optoelectronics (1995)
- [HOP70] H. H. HOPKINS UND M. J. YZUEL, *The computation of diffraction patterns in the presence of aberrations*, Optica Acta **17**, S. 157–182 (1970)
- [JAC82] J. D. JACKSON, *Klassische Elektrodynamik*, de Gruyter, zweite Auflage (1982)

- [KET96] W. KETTERLE UND N. J. VAN DRUTEN, *Evaporative cooling of atoms*, in: *At. Mol. Opt. Phys.* 37, Band 37, S. 181, Academic Press, San Diego (1996)
- [KET99] W. KETTERLE, D. S. DURFEE UND D. M. STAMPER-KURN, *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*, in: *Bose-Einstein condensation in Atomic Gases. Proceedings of The International School of Physics Enrico Fermi - Course XCL*, S. 351, IOS Press, Amsterdam (April 1999)
- [KIN04] T. KINOSHITA, T. WENGER UND D. WEISS, *Observation of a One-Dimensional Tonks-Girardeau Gas*, *Science* **305**, S. 1125 (2004)
- [KNE89] F. K. KNEUBÜHL UND M. W. SIGRIST, *Laser*, Teubner Verlag (1989)
- [KRZ06] T. K. ABD KRZYSZTOF GÓRAL UND P. S. JULIENNE, *Production of cold molecules via magnetically tunable Feshbach resonances*, *Rev. Mod. Phys.* **78**(1311) (Januar 2006)
- [LAMA] Lambda Research, *OSLO Optics Software, Optics Reference, Release 6.1*
- [LAMB] Lambda Research, *OSLO Optics Software, Program Reference, Release 6.3*
- [LEO00] P. J. LEO, C. J. WILLIAMS UND P. S. JULIENNE, *Collision Properties of Ultracold  $^{133}\text{Cs}$  Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **85**(13) (September 2000)
- [MAR03] A. MARTE, *Feshbach-Resonanzen bei Stößen ultrakalter Rubidiumatome*, Dissertation, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Technische Universität München (Mai 2003)
- [MES05] D. MESCHEDÉ, *Optik, Licht und Laser*, Teubner Verlag, zweite Auflage (2005)
- [MET99] H. J. METCALF UND P. VAN DER STRATEN, *Laser Cooling and Trapping*, Springer (1999)
- [MIR06] Y. MIROSHNYCHENKO, W. ALT, I. DOTSENKO, M. K. LEONID FÖRSTER, D. MESCHEDÉ, D. SCHRADER UND A. RAUSCHENBEUTEL, *An atom-sorting machine*, *Nature* **442**(151) (2006)
- [MUD04] M. MUDRICH, S. KRAFT, J. LANGE, A. MOSK, M. WEIDEMÜLLER UND E. TIESINGA, *Hyperfine-changing collisions in an optically trapped gas of ultracold lithium and cesium*, *Phys. Rev. A* **70**(062712) (2004)
- [P96] J.-P. PÉREZ, *Optik*, Spektrum Akademischer Verlag (1996)
- [PAR04] B. PAREDES, A. WIDERA, V. MURG, O. MANDEL, S. FÖLLING, I. CIRAC, G. SHLYAPNIKOV, T. HÄNSCH UND I. BLOCH, *Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice*, *Nature* **429**, S. 277 (2004)
- [PET02] C. J. PETHICK UND H. SMITH, *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*, Cambridge University Press (2002)
- [SCH98] F. SCHWABL, *Quantenmechanik*, Springer, fünfte Auflage (1998)
- [SCH02] M. SCHULZ, *Tightly confined atoms in optical dipole traps*, Dissertation, Universität Innsbruck (Dezember 2002)

- [SCH04] D. SCHRADER, *A neutral atom quantum register*, Dissertation, Institut für Angewandte Physik, Universität Bonn (Dezember 2004)
- [SHA97] R. R. SHANNON, *The Art and Science of Optical Design*, Cambridge University Press (1997)
- [SIE86] A. E. SIEGMAN, *Lasers*, University Science Books (1986)
- [STE98] D. A. STECK, *Rubidium 87 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/> (Mai 1998)
- [STE01] D. A. STECK, *Cesium D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/> (September 2001)
- [SUZ75] Y. SUZAKI UND A. TACHIBANA, *Measurement of the  $\mu\text{m}$  sized radius of Gaussian laser beam using the scanning knife-edge*, *Applied Optics* 14(12) (Dezember 1975)
- [TIE07] E. TIESINGA, M. ANDERLINI UND E. ARIMONDO, *Determination of the scattering length of the  $a^3\Sigma^+$  potential of  $^{87}\text{RbCs}$* , *Phys. Rev. A* 75(022707) (2007)
- [VIE06] K. VIERING, *Spatially resolved single atom detection of neutral atoms*, Diplomarbeit, University of Texas at Austin (August 2006)

## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all den Menschen bedanken, die mich die Erstellung dieser Diplomarbeit, dem Studium und allen damit verbundenen fachlichen wie menschlichen Lernerfahrungen unterstützt haben.

Auf der fachlichen Seite seinen hier Herr Prof. Dr. Meschede erwähnt, der mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Diplomarbeit in seiner Arbeitsgruppe zu erstellen. Ebenso die am Experiment arbeitenden Doktoranden, Claudia Weber und Shincy John. Danke für die schöne und ergiebige Zusammenarbeit und die offenen Ohren, die ihr die für meine Fragen hattet. Auch vielen Dank an Artur Widera für das Korrekturlesen dieser Arbeit und diverse fachliche Anregungen.

Auch vielen Dank an Herrn Prof. Dr. Jörg Hübner aus Heidelberg für die gelegentliche und sehr fruchtbare Korrespondenz.

Vielen Dank an meine Eltern, die mich während des Studiums in vielerlei Weise unterstützt haben. Insbesondere für die Geduld, die ihr in den schwereren Zeiten aufgebracht habt.

Schließlich möchte ich mich bei den Freuden bedanken, die mir im Laufe der letzten paar Jahre zur Seite gestanden haben. Durch Euch habe ich gelernt, auf die wirklich wichtigen Dinge im Leben zu achten.



# Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die Diplomarbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, im Juli 2007

Referent: Prof. Dr. D. Meschede  
Korreferent: Prof. Dr. M. Weitz