

Institut für Angewandte Physik  
der Universität Bonn

Wegelerstraße 8  
53115 Bonn

# Ein System zur Fluoreszenzdetektion einzelner Cäsiumatome in einem Rubidium-Bose-Einstein-Kondensat

von

Tatjana Weikum

## Diplomarbeit in Physik

angefertigt am

Institut für Angewandte Physik

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

Bonn

im Mai 2009

Referent: Prof. Dr. D. Meschede

Korreferent: Prof. Dr. K. Buse



# Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>  | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Theorie der Bose-Einstein-Kondensate</b>                    | <b>3</b>  |
| 2.1      | Bose-Einstein-Kondensation im idealen Gas . . . . .            | 3         |
| 2.2      | Berücksichtigung der Wechselwirkung . . . . .                  | 6         |
| <b>3</b> | <b>Theorie der Lichtkräfte und ihre Anwendungen</b>            | <b>8</b>  |
| 3.1      | Der Strahlungsdruck . . . . .                                  | 8         |
| 3.1.1    | Optische Melassen . . . . .                                    | 9         |
| 3.1.2    | Magneto-optische Fallen . . . . .                              | 10        |
| 3.1.3    | Magneto-optische Fallen in der Praxis . . . . .                | 11        |
| 3.2      | Die Dipolkraft . . . . .                                       | 14        |
| 3.2.1    | Gekreuzte Dipolfalle für das Rb-BEC . . . . .                  | 16        |
| 3.2.2    | Speziesselktive optische Fallen . . . . .                      | 18        |
| 3.2.3    | Stehwellenfalle für ein einzelnes Cs-Atom . . . . .            | 19        |
| <b>4</b> | <b>Experimenteller Aufbau</b>                                  | <b>25</b> |
| 4.1      | Verwendete Diodenlaser . . . . .                               | 25        |
| 4.2      | Kühlen und Fangen in magneto-optische Fallen . . . . .         | 27        |
| 4.3      | Magnetisches Speichern . . . . .                               | 30        |
| 4.4      | Evaporatives Kühlen von Rubidium . . . . .                     | 31        |
| 4.5      | Sympathetisches Kühlen von Cäsium . . . . .                    | 32        |
| 4.6      | Absorptionsabbildung . . . . .                                 | 32        |
| 4.7      | Nächste Schritte . . . . .                                     | 33        |
| <b>5</b> | <b>Fluoreszenzdetektion einzelner Cs-Atome</b>                 | <b>34</b> |
| 5.1      | Vorüberlegungen . . . . .                                      | 35        |
| 5.2      | Das Objektiv . . . . .   | 37        |
| 5.2.1    | Simulation der optischen Eigenschaften . . . . .               | 37        |
| 5.2.2    | Experimentelle Überprüfung der Vorhersagen . . . . .           | 44        |
| 5.3      | Das Fluoreszenzdetektionssystem . . . . .                      | 46        |
| 5.3.1    | Simulation der optischen Eigenschaften . . . . .               | 46        |
| 5.3.2    | Der Testaufbau . . . . .                                       | 47        |
| <b>6</b> | <b>Einbau in das Gesamtexperiment<br/>und erste Ergebnisse</b> | <b>51</b> |



# 1 Einleitung

Mit der Realisierung des ersten Lasers und mit der darauf folgenden rasanten Entwicklung im Bereich der Lasertechnologie sind der Wissenschaft vielfältig einsetzbare Werkzeuge in die Hand gelegt worden. Unter anderem hat sich damit auch ein neues Fenster in das Forschungsgebiet rund um kalte atomare (und molekulare) Gase eröffnet. Die Vorschläge zur Laserkühlung von Atomen, zur evaporativen Kühlung der Atome durch Mikrowellen- oder Radiofrequenzstrahlung und zu ihrer Speicherung in optischen Dipolfallen führten zu immer tieferen, für ein atomares Ensemble erreichbaren Temperaturen.

Dies ermöglichte zum Beispiel für verschiedene Spezies die Untersuchung ihrer Wechselwirkung, welche bei Temperaturen von einigen  $\mu\text{K}$  durch einen einzigen Parameter, den Betrag und das Vorzeichen der  $s$ -Wellen-Streulänge, bestimmt ist.

Im Jahre 1995 gelang es drei Arbeitsgruppen um E. A. Cornell, W. Ketterle und C. E. Wieman, Bose-Einstein-Kondensate (BEC) in Alkalimetallgasen zu erzeugen [1], [2]. Anhand solcher Kondensate, die ein makroskopisches System stark kohärent wechselwirkender Teilchen darstellen, können die aus der Physik der kondensierten Materie bekannten Modelle, wie zum Beispiel die Superfluidität und der Mott-Isolator-Zustand [3], [4] untersucht werden.

Neben der Forschung an atomaren Ensembles wurden jedoch auch zahlreiche Experimente an einzelnen Atomen durch die Entwicklung der Laserkühlungsmethoden möglich. So können einzelne, in optischen Gittern gespeicherte Atome räumlich sehr gut lokalisiert werden [5]. Ferner ist die gezielte Präparation einzelner Atome in ausgewählten Zuständen möglich sowie ihr (zustandsabhängiger) Transport [6]. Die gezielte Herstellung einer kohärenten Wechselwirkung zwischen zwei einzelnen Atomen stellt jedoch nach wie vor eine Herausforderung dar.

Das Bonner Experiment für Bose-Bose-Mischungen untersucht anhand ultrakalter Rubidium( $^{87}\text{Rb}\equiv\text{Rb}$ )- und Cäsium( $^{133}\text{Cs}\equiv\text{Cs}$ )-Ensembles die Wechselwirkung zwischen diesen beiden Spezies. In der Vergangenheit wurde dabei das Augenmerk auf die Erzeugung von Rb-Bose-Einstein-Kondensaten sowie auf ultrakalte Rb-Cs-Mischungen vergleichbarer Atomzahlen (Rb:  $10^8$ , Cs:  $10^5 - 10^6$ ) [7] gelegt. Die quantitative Analyse der erzielten Ergebnisse erfolgte ausschließlich mit Hilfe orts aufgelöster Absorptionsabbildungen. Zukünftig soll die Wechselwirkung eines Rb-BEC mit einzelnen oder wenigen ( $< 10$ ) Cs-Atomen beobachtet werden können, wobei man sich dabei der an anderen Experimenten der Arbeitsgruppe erlangten Erfahrungen zur Cs-Einzelatomkontrolle bedienen möchte.

## *1. Einleitung*

---

Für den Nachweis der einzelnen Cs-Atome im Rb-BEC soll ein Fluoreszenzdetektionssystem aufgebaut werden. Dies ist, neben der Diskussion ausgewählter Möglichkeiten zur Realisierung der räumlichen Überlagerung der einzelnen Cs-Atome mit dem Rb-BEC, die Hauptaufgabenstellung der vorliegenden Diplomarbeit.

## 2 Theorie der Bose-Einstein-Kondensate

Im vorliegenden Kapitel werden die Grundlagen zur Bose-Einstein-Kondensation in verdünnten Gasen ohne und mit Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen den Gasteilchen zusammengefasst, um u. a. die Größen und Zusammenhänge vorzustellen, auf welche in den folgenden Kapiteln wiederholt zurückgegriffen wird.

Eine umfassende Beschreibung zur Bose-Einstein-Kondensation ist z. B. in [8], [9] und in [10] zu finden.

### 2.1 Bose-Einstein-Kondensation im idealen Gas

Jedes Teilchen in einem Gas kann quantenmechanisch als ein Wellenpaket beschrieben werden. Die Ausdehnung dieses Wellenpakets im Ortsraum ist durch die thermische de Broglie-Wellenlänge  $\lambda_{\text{dB}}^3 = (2\pi\hbar^2/mk_{\text{B}}T)^{3/2}$  gegeben [8], wobei  $T$  die Temperatur des Gases und  $m$  die Teilchenmasse angibt. Solange der mittlere Teilchenabstand deutlich größer ist als  $\lambda_{\text{dB}}$ , folgt die Besetzung der Ein-Teilchen-Zustände der klassischen Boltzmann-Verteilung [11]. Sobald sich jedoch mit zunehmender Temperaturabsenkung die Ein-Teilchen-Wellenpakete im Ortsraum zu überlappen beginnen, findet bei bosonischen Gasen, d. h. bei Gasen aus Teilchen mit ganzzahligem Spin, eine makroskopische Besetzung des Grundzustandes statt und die Boltzmann-Verteilung verliert ihre Gültigkeit.

Im Jahre 1924/1925 veröffentlichten S. Bose und A. Einstein ihre Untersuchungsergebnisse zur Quantenstatistik der Photonen bzw. Bosonen, wonach die mittlere Besetzungszahl  $f(E_n)$  des Ein-Teilchen-Zustandes  $n$  mit der Energie  $E_n$  für ein *ideales Bosonengas*<sup>1</sup> im thermodynamischen Gleichgewicht gegeben ist durch (*Bose-Einstein-Statistik*) [11]:

$$f(E_n) = \frac{1}{e^{(E_n - \mu)/k_{\text{B}}T} - 1} \quad (2.1)$$

Dabei bezeichnet  $k_{\text{B}}$  die Boltzmann-Konstante und  $\mu$  das chemische Potential, welches von der Gesamtteilchenzahl  $N$  und von der Temperatur  $T$  des Gases abhängig ist und sich aus der Bedingung, dass die Summe der Teilchen in allen Zuständen mit den Energien  $E_n$  gleich der Gesamtteilchenzahl  $N$  ist, ergibt.

---

<sup>1</sup>Man spricht von einem idealen Gas, wenn die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Teilchen so schwach ist, dass sie vernachlässigt werden kann. Diese Annahme findet ihre physikalische Berechtigung z. B. für hinreichend verdünnte Gase.

Die Anzahl  $N_{\text{ex}}(T)$  der Teilchen in den angeregten Zuständen lässt sich aus

$$N_{\text{ex}}(T) = \int_0^{\infty} g(E)f(E)dE \quad (2.2)$$

berechnen. Der Übergang von der Summation zur Integration ist gerechtfertigt, wenn die Energien der angeregten Ein-Teilchen-Zustände sehr dicht beieinander liegen.  $g(E)dE$  gibt dabei die Anzahl der Zustände mit Energien zwischen  $E$  und  $E + dE$  an, wobei  $g(E)$  als Zustandsdichte bezeichnet wird. Für ein dreidimensionales harmonisches Potential mit den Fallenfrequenzen  $\omega_i$  ( $i = x, y, z$ ) ist diese gegeben durch [8]:

$$g(E) = \frac{E^2}{2\hbar^3\bar{\omega}^3} \quad \text{mit} \quad \bar{\omega} = (\omega_x\omega_y\omega_z)^{1/3} \quad (2.3)$$

Die Anzahl der Teilchen  $N_0(T)$  im Grundzustand erhält man aus der Differenz der Gesamtteilchenzahl  $N$  und der Anzahl  $N_{\text{ex}}(T)$  der Teilchen in den angeregten Zuständen. Die makroskopische Besetzung des Grundzustandes, die sogenannte *Bose-Einstein-Kondensation* des Gases, setzt allerdings erst ab einer bestimmten *kritischen Temperatur*  $T_c$  ein, welche durch die Bedingung

$$N = N_{\text{ex}}(T_c, \mu = 0) = \int_0^{\infty} \frac{1}{e^{E/k_B T_c} - 1} g(E)dE \quad (2.4)$$

festgelegt ist. Für ein in einem dreidimensionalen harmonischen Fallenpotential gespeichertes atomares Ensemble ergibt sich aus (2.3) und (2.4) für die kritische Temperatur, die Gesamtteilchenzahl und die Fallenfrequenzen folgender Zusammenhang [8]:

$$k_B T_c = \frac{\hbar\bar{\omega}N^{1/3}}{\zeta^{1/3}(3)} \approx 0,94 \hbar\bar{\omega}N^{1/3} \quad (2.5)$$

mit  $\zeta(\alpha) = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-\alpha}$  als Riemannsche Zeta-Funktion. Oft wird neben der kritischen Temperatur zur Beschreibung des Phasenüberganges zum Bose-Einstein-Kondensat auch die *kritische Phasenraumdichte*

$$\rho_c = n \left( \frac{2\pi\hbar^2}{mk_B T_c} \right)^{3/2} \quad (2.6)$$

verwendet, welche als Teilchenzahl ( $n \hat{=}$  Teilchenzahldichte) innerhalb des Würfelvolumens mit der Kantenlänge  $\lambda_{\text{dB}}$  definiert ist.

Die am bestehenden Experiment erzeugten Rb-Kondensate bilden sich in atomaren Ensembles mit einer typischen Atomzahl von  $N = 3 \times 10^5$  [12] und sollen zukünftig in einer gekreuzten Dipolfalle (siehe Kapitel 3.2.1) gespeichert werden. Für die kritische Temperatur dieser Kondensate erhält man mit Hilfe von (2.5):

$$T_c \approx 495 \text{ nK}$$



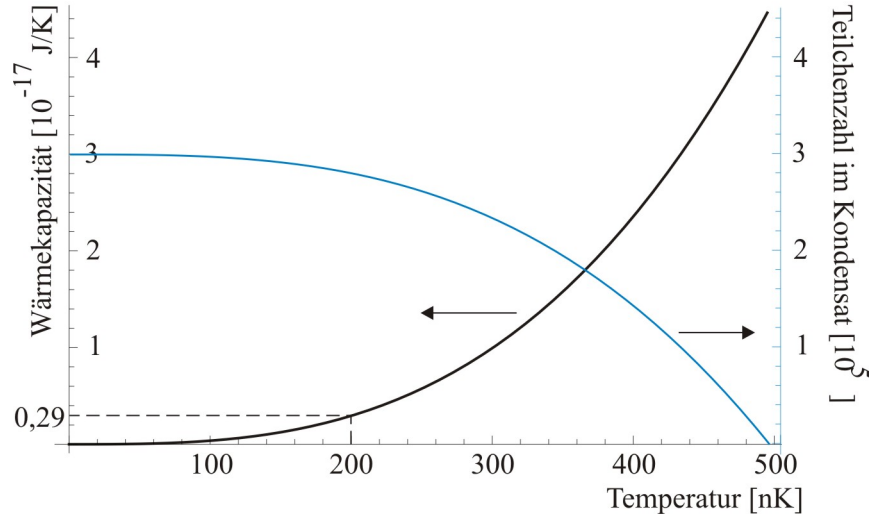


Abbildung 1: Berechnete Wärmekapazität  $C$  und Anzahl  $N_0$  der Atome im Grundzustand in Abhängigkeit von der Temperatur  $T < T_c$ . Die zu Grunde liegenden Parameter entsprechen typischen Werten am Experiment:  $N = 3 \times 10^5$ ,  $\omega_x = 2\pi \times 207$  Hz,  $\omega_y = \omega_z = 2\pi \times 146$  Hz. Die Pfeile deuten auf die jeweils zu benutzende Einheitenskala.

Beim Arbeiten mit Bose-Einstein-Kondensaten ist für uns insbesondere die Entwicklung der Wärmekapazität  $C$  des atomaren Ensembles von Interesse, um abschätzen zu können, wie viel Energie in einem Kondensat ohne dessen Zerstörung deponiert werden kann. Während oberhalb von  $T_c$  die Wärmekapazität nur eine leichte Temperaturabhängigkeit aufweist, ist diese unterhalb von  $T_c$  gegeben durch (auch hier für den Fall der Speicherung in einem dreidimensionalen harmonischen Potential) [8]:

$$C(T < T_c) = 12 \frac{\zeta(4)}{\zeta(3)} N k_B \left( \frac{T}{T_c} \right)^3 \quad (2.7)$$

Abbildung 1 zeigt den Verlauf der Wärmekapazität unterhalb der kritischen Temperatur. Der starke Abfall der Wärmekapazität zu tiefen Temperaturen hin verdeutlicht die Empfindlichkeit der Bose-Einstein-Kondensate nahe des absoluten Nullpunktes auf Energiezufuhr von außen.

Die typischen Temperaturen der am Experiment erzeugten Rb-Kondensate liegen bei etwa 200 nK [12]. Demnach hat z. B. eine Energiezufuhr von  $2,9 \times 10^{-25}$  J einen Temperaturanstieg von 100 nK für das Rb-BEC zur Folge. Im Hinblick auf den geplanten Fluoreszenznachweis eines einzelnen, in ein Rb-BEC eingebrachten Cs-Atoms lässt sich

daraus Folgendes abschätzen<sup>2</sup>: Setzt man das Cs-Atom für die Dauer der Fluoreszenzdetektion einem nahresonanten Lichtfeld (852 nm) der Intensität  $I \approx 40 \text{ mW/cm}^2$  aus und nimmt an, dass die aus jedem Photonenstreuprozess (Photonenstreurate  $\gamma/2 = 16,4 \text{ MHz}$ ) vom Cs-Atom erhaltene Energie ( $E_R = \hbar^2 k^2 / (2m_{\text{Cs}}) = 1,4 \times 10^{-30} \text{ J}$ ) vollständig an das gesamte Rb-BEC weitergegeben wird, so erfolgt der besagte Temperaturanstieg von 100 nK im Rb-BEC nach einer Cs-Atom-Beleuchtungsdauer von ca. 13 ms.

Das Rb-BEC bleibt dabei unzerstört, die Anzahl  $N_0(T)$  der Atome im Kondensat, welche mit der Temperatur wie folgt skaliert (siehe Abb. 1) [8]

$$N_0(T) = N \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^3 \right] \quad (2.8)$$

sinkt jedoch um etwa 20 %.

Diese Abschätzung berücksichtigt nicht den Fall, dass hochenergetische Rb-Atome nach dem Stoß mit dem Cs-Atom die Falle verlassen können, ohne mit weiteren Rb-Atomen zu wechselwirken.

## 2.2 Berücksichtigung der Wechselwirkung

Alle bisherigen Überlegungen beruhen auf der vereinfachten Annahme, dass die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Teilchen in einem BEC wegen seiner geringen Dichte<sup>3</sup> vernachlässigt werden kann. Während jedoch wechselwirkungsfreie Kondensate eine gaußförmige Dichteverteilung im Ortsraum aufweisen müssten, führt die quantitative Auswertung der Rb-Kondensate am bestehenden Experiment auf parabelförmige Dichteverteilungen.

Die zeitunabhängige *Gross-Pitaevskii-Gleichung* [8]

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\vec{r}) + V(\vec{r})\psi(\vec{r}) + U_0 |\psi(\vec{r})|^2 \psi(\vec{r}) = \mu \psi(\vec{r}) \quad (2.9)$$

erlaubt die Bestimmung der Wellenfunktion  $\psi(\vec{r})$  eines im äußeren Potential  $V(\vec{r})$  gespeicherten Kondensats unter Berücksichtigung der Wechselwirkungsenergie

$$U_0 |\psi(\vec{r})|^2 = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} |\psi(\vec{r})|^2 \quad \text{mit} \quad a: s\text{-Wellen-Streulänge} \quad (2.10)$$

---

<sup>2</sup>Die für die folgende Abschätzung gewählten Parameter entsprechen der am Experiment gegebenen Situation für ein Cs-Atom im Lichtfeld der Melassestrahlen (vergleiche Kapitel 3.1.3)

<sup>3</sup>Typische BEC-Dichten liegen in der Größenordnung einiger  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , ein Gas bei Normalbedingungen (273 K und 1,013 bar) dagegen weist eine Dichte von  $\approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  auf.

zwischen den einzelnen Teilchen. Dabei wird als Wechselwirkungspotential zwischen den Teilchen das Kontaktpotential  $U(\vec{r}) = U_0\delta(\vec{r}-\vec{r}')$  angenommen,  $\vec{r}$  und  $\vec{r}'$  sind die Ortskoordinaten von jeweils zwei wechselwirkenden Teilchen. Mehrteilchenstöße werden auf Grund ihrer geringen Wahrscheinlichkeit in verdünnten Gasen nicht berücksichtigt.

Für große Kondensate mit Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt kann die kinetische Energie gegenüber der Wechselwirkungsenergie der Teilchen untereinander und mit dem äußeren Potential vernachlässigt werden. In dieser sogenannten *Thomas-Fermi-Näherung* erhält man so aus (2.9) für die Dichteverteilung des Kondensats:

$$n(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})|^2 = \begin{cases} (\mu - V(\vec{r}))/U_0 & : (\mu - V(\vec{r}))/U_0 > 0 \\ 0 & : (\mu - V(\vec{r}))/U_0 \leq 0 \end{cases} \quad (2.11)$$

Durch Einsetzen von

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2x^2 + \omega_y^2y^2 + \omega_z^2z^2) \quad (2.12)$$

in die Randbedingung  $V(\vec{r}) = \mu$  für die Kondensatwellenfunktion (vergleiche (2.11)) erhält man die *Thomas-Fermi-Radien* eines in einer anisotropen harmonischen Falle gespeicherten Kondensats ( $i = x, y, z$ ):

$$R_i^2 = \frac{2\mu}{m\omega_i^2} \quad (2.13)$$

Das zu ihrer exakten Berechnung benötigte chemische Potential  $\mu$  ergibt sich dabei aus der Normierungsbedingung der Kondensatwellenfunktion

$$N = \int |\psi(\vec{r})|^2 d\vec{r} = \int ([\mu - V(\vec{r})]/U_0) d\vec{r} \longrightarrow \mu = \frac{(15Na)^{2/5}}{2} \left(\frac{m\bar{\omega}}{\hbar}\right)^{1/5} \hbar\bar{\omega} \quad (2.14)$$

mit Hilfe von (2.10) und (2.12). Die Dichteverteilung  $n(\vec{r})$  im Kondensat erhält man schließlich durch Einsetzen von (2.10), (2.12) - (2.14) in (2.11)

$$n(\vec{r}) = \frac{15N}{8\pi R_x R_y R_z} \left(1 - \frac{x^2}{R_x^2} - \frac{y^2}{R_y^2} - \frac{z^2}{R_z^2}\right) \quad (2.15)$$

woraus ihre am Experiment beobachtete Parabelförmigkeit deutlich zu erkennen ist.

### 3 Theorie der Lichtkräfte und ihre Anwendungen

Das folgende Kapitel gibt eine Einführung in die Grundlagen der Atom-Licht-Wechselwirkung und stellt an ausgewählten Beispielen ihre Anwendung am bestehenden Experiment vor.

Der Abschnitt zum Strahlungsdruck beschreibt, sofern nicht anders vermerkt, die Wechselwirkung eines monochromatischen Lichtfeldes mit einem als Zwei-Niveau-System idealisierten Atom in einer Dimension. Zudem wird hier die Funktionsweise einer magneto-optischen Falle (MOT) erklärt und die experimentbezogenen Betriebsparameter einer klassischen MOT werden jenen einer Einzelatom-MOT gegenübergestellt.

Der Abschnitt zur Dipolkraft beinhaltet neben einer kurzen theoretischen Betrachtung der Atom-Licht-Wechselwirkung im Lorentz-Modell auch explizite Berechnungen zu den am bestehenden Experiment geplanten, zum Teil speziesselktiven Dipolfallen.

Die den Berechnungen zu Grunde liegenden Rb- und Cs-spezifischen Daten wurden [13] und [14] entnommen. Eine detaillierte Beschreibung der Atom-Licht-Wechselwirkung ist z. B. in [15], [16] zu finden.

#### 3.1 Der Strahlungsdruck

Wenn ein sich bewegendes Atom aus einem ihm gegenläufigen Laserstrahl ein Photon mit dem Impuls  $\hbar\vec{k}$  absorbiert, erfährt es einen Rückstoß entgegen seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung. Da bei der darauf folgenden spontanen Emission ein Photon in beliebiger Richtung emittiert werden kann, resultiert aus einer Vielzahl solcher Streuprozesse eine Nettokraft [15]

$$\vec{F}_{(+)} = (+)\hbar\vec{k} \frac{\gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta_{\text{eff}}^{(+)} / \gamma)^2} \quad \text{mit} \quad \delta_{\text{eff}}^{(+)} = \delta - \vec{k}\vec{v} \quad (3.1)$$

welche den sogenannten *Strahlungsdruck* auf das Atom ausübt. Dabei bezeichnet  $\gamma$  die Linienbreite des getriebenen optischen Übergangs,  $s_0$  den Sättigungsparameter, welcher als Quotient aus der Intensität  $I$  des eingestrahlten Lichtfeldes zur sogenannten Sättigungsintensität  $I_s = \gamma\pi\hbar c / (3\lambda_0^3)$  definiert ist. Die atomare Resonanzwellenlänge wird mit  $\lambda_0$  bezeichnet.  $\delta = \omega - \omega_0$  steht für die Verstimmung des eingestrahlten Lichtfeldes mit der Frequenz  $\omega$  gegenüber der atomaren Resonanzfrequenz  $\omega_0$ ,  $\vec{k}\vec{v}$  berücksichtigt die Doppler-Verschiebung der Letzteren auf Grund der nicht verschwindenden Geschwindigkeit  $\vec{v}$  des Atoms.

Für hohe Intensitäten ( $s_0 \gg 1$ ) strebt die Nettokraft  $\vec{F}_{(+)}$  gegen  $\hbar k\gamma/2$  und ist somit durch die Lebensdauer  $\tau = 1/\gamma$  des optischen Überganges begrenzt.

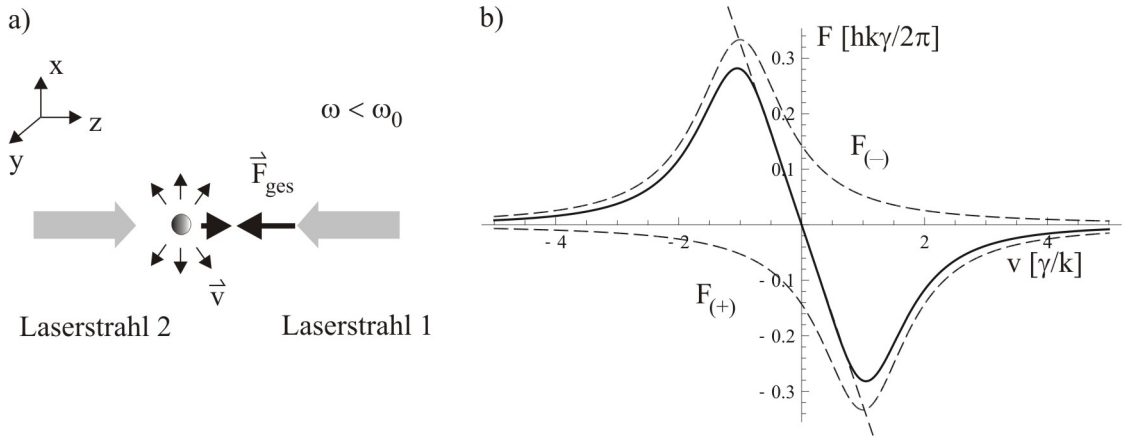


Abbildung 2: a) Atom im Lichtfeld zweier antiparalleler Laserstrahlen (*eindimensionale optische Melasse*). b) Die den Strahlungsdruck ausübende Kraft in Abhängigkeit von der atomaren Geschwindigkeit. Die gestrichelten Kurven zeigen die Beiträge  $F_{(\pm)}$  der einzelnen Laserstrahlen, die durchgezogene Kurve stellt deren Summe  $F_{\text{ges}}$  dar. Die gestrichelte Gerade zeigt die lineare Näherung für kleine  $v$ . Den Berechnungen liegen folgende Daten zu Grunde:  $\lambda = 852 \text{ nm}$ ,  $s_0 = 2$ ,  $\gamma = 2\pi \times 5,2 \text{ MHz} = -\delta$ .

### 3.1.1 Optische Melassen

Betrachtet man - ebenfalls in einer Dimension - ein Atom im Lichtfeld zweier antiparalleler Laserstrahlen, so tragen beide zu der auf das Atom wirkenden Gesamtkraft

$$\vec{F}_{\text{ges}} = \vec{F}_{(+)} + \vec{F}_{(-)} \quad (3.2)$$

bei (siehe Abb. 2b). Ist das eingestrahlte Lichtfeld rot-verstimmt ( $\delta < 0$ ), wirkt  $\vec{F}_{\text{ges}}$  der Bewegungsrichtung des Atoms entgegen und reduziert so seine Geschwindigkeit. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt (siehe Abb. 2a), dass im Ruhesystem des Atoms die Frequenz des ihm entgegen laufenden Laserstrahls 1 zu höheren Werten hin Doppler-verschoben ist und damit näher an der Resonanzfrequenz liegt. Die Frequenz des Laserstrahls 2 dagegen erscheint noch stärker rotverstimmt, was in einer bevorzugten Photonenstreuung aus Laserstrahl 1 resultiert.

Wegen des für kleine  $\vec{v}$  bestehenden linearen Zusammenhangs  $\vec{F}_{\text{ges}} \propto \vec{v}$  [15] wird die beschriebene Atom-Lichtfeld-Konfiguration in Analogie zur Stokes-Reibung<sup>4</sup> als eindimensionale *optische Melasse* (oder seltener als "optischer Honig") bezeichnet.

Das Konzept kann einfach auf drei Dimensionen erweitert werden, z.B. durch Anordnung von drei orthogonal zueinander ausgerichteten Paaren antiparalleler Laser-

<sup>4</sup>Die Stokes-Reibung, für welche ebenfalls  $F \propto v$  gilt, beschreibt die Bremskraft auf eine sich im stark viskosen Medium bewegende Kugel.

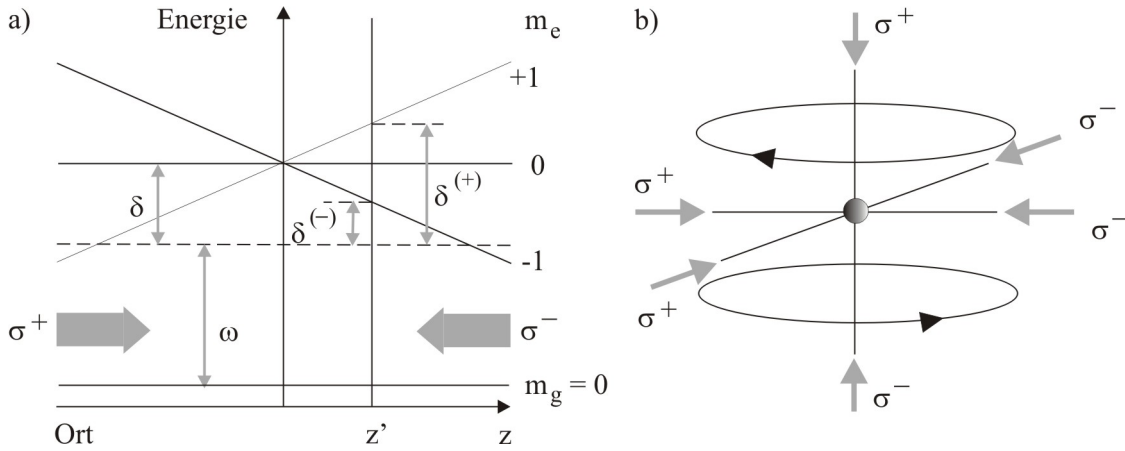


Abbildung 3: a) Skizze zur Funktionsweise einer MOT in einer Dimension am Beispiel eines von  $F_g = 0$  nach  $F_e = 1$  getriebenen optischen Überganges. Für das Magnetfeld entlang der  $z$ -Achse gilt:  $B(z) = Az$ . Ein bei  $z'$  ruhendes Atom wird auf Grund der Zeeman-Aufspaltung des angeregten Zustandes bevorzugt in den  $|F_e = 1, m_e = -1\rangle$ -Zustand gepumpt, weil die dazugehörige Resonanzfrequenz nur wenig von der Laserfrequenz  $\omega$  abweicht. Durch die damit verbundene Photonenabsorption aus dem  $\sigma^-$ -polarisierten MOT-Strahl wird das Atom zum Fallenzentrum gedrückt. b) MOT-Aufbau in drei Dimensionen. Die Pfeile an den Quadrupolspulen deuten die Stromflussrichtung an.

strahlen. Sie ermöglichen die Kühlung atomarer Ensembles, können jedoch nicht das Fangen von Atomen gewährleisten.

Die Mindesttemperatur, die in einer optischen Melasse für ein atomares Ensemble erreicht werden kann, wird im Rahmen des idealisierten Zwei-Niveau-Modells aus der maximal möglichen Photonenstreurate  $\gamma/2$  zu  $k_B T_D = \hbar\gamma/2$  abgeleitet und als *Doppler-Temperatur* oder *Doppler-Limit* bezeichnet.

### 3.1.2 Magneto-optische Fallen

Um den für experimentelle Untersuchungen gewünschten räumlichen Einschluss von Atomen zu erreichen, bedient man sich sogenannter *magneto-optischer Fallen* (engl.: *magneto-optical trap*, MOT) [17]. Dabei handelt es sich um eine Überlagerung einer dreidimensionalen optischen Melasse mit dem magnetischen Quadrupolfeld zweier in Anti-Helmholz-Konfiguration geschalteter Spulen (siehe Abb. 3b). Im Magnetfeld wird die Entartung der atomaren Energieniveaus bezüglich ihrer Magnetquantenzahl aufgehoben. Die Ortsabhängigkeit dieser *Zeeman-Aufspaltung* [18] in dem inhomogenen Magnetfeld der Quadrupolspulen lässt sich nutzen, um bei geeigneter Wahl der Laserstrahlpolarisationen eine stets zur Fallenmitte hin gerichtete Kraft auf die Atome

auszuüben und diese dadurch zu fangen. Abbildung 3a zeigt die Situation in einer Raumrichtung ( $z$ -Achse).

Ist die durch die Zeeman-Aufspaltung bedingte Änderung der atomaren Resonanzfrequenz klein, d. h. gilt  $\vec{k}\vec{v}$ ,  $(g_e m_e - g_g m_g)B(z)/\hbar \ll \delta$ , so kann man mit (3.1) und (3.2) die auf ein Atom wirkende Gesamtkraft entwickeln zu [15]

$$\vec{F}_{\text{ges}} \approx -\beta\vec{v} - \kappa\vec{z} \quad \text{mit} \quad \delta_{\text{eff}}^{(\pm)} = \delta \mp \vec{k}\vec{v} \pm (g_e m_e - g_g m_g)B(z)/\hbar \quad (3.3)$$

$$\text{und} \quad \beta = -\frac{8\hbar k^2 \delta}{\gamma} \frac{s_0}{(1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2)^2} \quad (3.4)$$

$$\text{sowie} \quad \kappa = -\frac{(g_e m_e - g_g m_g)A}{\hbar k} \beta \quad (3.5)$$

Hierbei steht  $B(z) = Az$  für das Magnetfeld entlang der betrachteten  $z$ -Achse,  $g_{g,e}$  und  $m_{g,e}$  sind die Landé-Faktoren und Magnetquantenzahlen des zum getriebenen optischen Übergang gehörenden Grund- bzw. angeregten Zustandes.

Wenn die Temperatur  $T$  eines in der MOT gefangenen atomaren Ensembles bekannt ist, lässt sich mit (3.4) und (3.5) der Durchmesser  $2a$  des MOT-Fallenvolumens unter der Annahme der Gleichverteilung von Energie auf alle Freiheitsgrade abschätzen aus [15]:

$$k_B T = \kappa a^2 \quad (3.6)$$

### 3.1.3 Magneto-optische Fallen in der Praxis

**Verwendeter Kühlzyklus:** Um eine nennenswerte Kühlung eines atomaren Ensembles in einer optischen Melasse oder einer MOT zu erzielen, müssen die einzelnen Atome eine Vielzahl von Photonen streuen können, wofür ein geschlossener optischer Übergang erforderlich ist. Da reale Atome Mehr-Niveau-Systeme sind, muss ein solcher *Kühlzyklus* meistens durch zusätzliche Einstrahlung von *Rückpumplicht* aufrecht erhalten werden.

Am bestehenden Experiment zum Beispiel wird dieser Kühlzyklus sowohl für Rb als auch für Cs zwischen bestimmten Hyperfeinzuständen der jeweiligen  $D_2$ -Linie realisiert. Abbildung 4 zeigt die dazugehörigen Auszüge aus den Termschemata der beiden Spezies.

Im Fall von Rb wird als Kühlübergang der Übergang von  $F_g = 2$  nach  $F_e = 3$  verwendet. Durch Einstrahlung des dazu nahresonanten Kühllichtes findet jedoch auch eine nicht resonante Anregung in den ( $F_e = 2$ )-Zustand statt. Durch anschließende spontane Emission kann das Atom dann in den ( $F_g = 1$ )-Zustand relaxieren und - weil dieser an das Kühllicht nicht koppelt - nicht mehr weiter gekühlt werden. Solches endgültiges Herausfallen von Atomen aus dem Kühlprozess wird durch die Einstrahlung

### 3. Theorie der Lichtkräfte und ihre Anwendungen

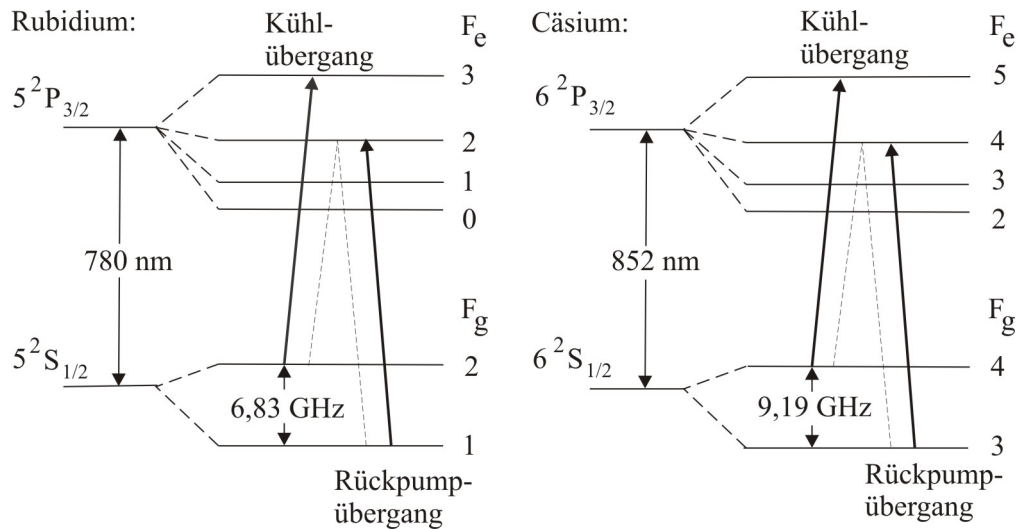


Abbildung 4: Am bestehenden Experiment realisierte Kühlzyklen für  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{133}\text{Cs}$ . Dargestellt ist jeweils die  $D_2$ -Linie und ihre Hyperfeinstrukturaufspaltung. Die gestrichelten Linien deuten für Rb eine nicht resonante Anregung in den ( $F_e = 2$ )-Zustand mit anschließender spontaner Emission in den ( $F_g = 1$ )-Zustand an bzw. (in umgekehrter Reihenfolge) das Zurückpumpen eines Atoms im ( $F_g = 1$ )-Zustand in den Kühlzyklus. Analoges gilt für Cs.

von Rückpumplicht, welches mit dem Übergang von  $F_g = 1$  nach  $F_e = 2$  resonant ist, verhindert.

**Typische experimentelle Parameter:** In klassischen MOTs<sup>5</sup>, welche zum Teil mit bloßem Auge sichtbar sind, können  $10^3 - 10^{11}$  Atome gefangen und gekühlt werden. Typische Magnetfeldgradienten betragen  $< 30 \text{ G/cm}$ , die MOT-Strahlintensitäten liegen bei einigen  $10 \text{ mW/cm}^2$ , die MOT-Strahlradien<sup>6</sup> bei etwa  $1 \text{ cm}$ . Daraus ergeben sich MOT-Fallenvolumina von einigen  $100 \mu\text{m}$  im Durchmesser.

Auf Grund der großen MOT-Strahl-Durchmesser ist das in der MOT gefangene atomare Ensemble auf leichte Dejustage bezüglich des Strahlverlaufs oder der Strahlungsbalance<sup>7</sup> wenig empfindlich. Auch bilden sich innerhalb des Fallenvolumens wegen

<sup>5</sup>Im Folgenden wird in Anlehnung an den üblichen Sprachgebrauch sowohl eine magneto-optische Falle als auch das in der magneto-optischen Falle gefangene atomare Ensemble als "MOT" bezeichnet. Die jeweilige Bedeutung des Akronyms "MOT" ist stets dem inhaltlichen Zusammenhang zu entnehmen.

<sup>6</sup>Als Strahlradius wird in der vorliegenden Arbeit in Anlehnung an die Theorie der Gaußstrahlen [19] stets der Abstand  $w_0$  von der optischen Achse bezeichnet, an dem die Strahlintensität auf das  $1/e^2$ -fache ihres Maximalwertes abgefallen ist. Für den Strahldurchmesser  $d$  gilt analog  $d = 2w_0$ .

<sup>7</sup>Die Strahlungsbalance ist optimal, wenn alle 6 MOT-Strahlen die gleiche Intensität aufweisen.



der MOT-Strahl-Interferenzen oft mehrere lokale Minima aus, zwischen denen die Atome hin und her wandern können.

Das Laden einer MOT kann durch direkten Atomeinfang aus einem thermischen Hintergrundgas bei einem Druck von einigen  $10^{-9} - 10^{-11}$  mbar erfolgen. Üblicherweise braucht es deutlich weniger als 30 Sekunden, bis die sogenannte Gleichgewichtsatomzahl erreicht ist, d. h. bis sich ein Gleichgewicht zwischen der Lade- und der Verlustrate eingestellt hat. Zu den beitragenden Verlustmechanismen gehören Stöße mit dem Hintergrundgas und inelastische Stöße zwischen den in der MOT gefangenen Atomen.

Die Temperaturen der in der MOT gefangenen atomaren Ensembles liegen deutlich unterhalb der vorausgesagten Doppler-Temperaturen  $T_D$ . Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Mehr-Niveau-Struktur realer Atome Raum für diverse Sub-Doppler-Kühlmechanismen wie z. B. das *Polarisationsgradientenkühlen* lässt [20]. Ist die Dichte eines atomaren Ensembles jedoch sehr hoch, so kann auch ein Aufheizen der Atomwolke durch *radiation trapping*<sup>8</sup> auftreten.

**Einzelatom-MOT:** In magneto-optischen Fallen können auch einzelne Atome gefangen und gekühlt werden. Das gezielte Laden eines einzelnen Atoms in eine MOT bedarf einer starken Reduktion der Laderate, was über drei Maßnahmen realisiert werden kann. Zum einen wird der MOT-Strahldurchmesser auf  $\approx (1-2)$  mm verkleinert und damit auch das Volumen reduziert, in dem die Atome gekühlt und folglich gefangen werden können. Das Betreiben der MOT bei solchen kleinen Strahldurchmessern macht ihre Justage schwieriger und auf jeglichen Drift des Strahlverlaufs, der Strahlungsbalance oder -polarisation empfindlicher. Zum anderen muss der Partialdruck für die zu fangende Spezies bis auf einige  $10^{-14}$  mbar abgesenkt werden. Und schließlich wird die Abhängigkeit der MOT-Laderate von dem Magnetfeldgradienten genutzt [21]

$$R_L \propto \left( \frac{\partial B}{\partial z} \right)^{-14/3}$$

und dieser auf mehrere 100 G/cm erhöht. Die so erreichbaren Laderaten liegen bei  $R_L \approx 1$  Atom / einige Minuten.

Der Durchmesser des MOT-Fallenvolumens sinkt mit den drei oben dargelegten Maßnahmen auf einige 10  $\mu\text{m}$  und erlaubt eine sehr gute Lokalisierung des gefangenen Einzelatoms.

---

<sup>8</sup>Man spricht von radiation trapping, wenn ein in der MOT gefangenes atomares Ensemble so dicht ist, dass ein einzelnes im Zuge spontaner Emission entstehendes Photon wiederholt absorbiert und emittiert wird, bevor es die Atomwolke verlassen kann, und somit das atomare Ensemble signifikant aufheizt.

### 3. Theorie der Lichtkräfte und ihre Anwendungen

---

Letzteres soll nun mit (3.6) für die sich am bestehenden Experiment im Aufbau befindliche Cs-Einzelatom-MOT verifiziert werden. Als Kühlübergang dient entsprechend Abb. 4 der Übergang von  $F_g = 4$  nach  $F_e = 5$  der Cs-D<sub>2</sub>-Linie, die für ein Cs-Ensemble in der MOT erreichbaren Temperaturen liegen bei etwa 100  $\mu\text{K}$  [12]:

|                       |            |                                   |
|-----------------------|------------|-----------------------------------|
| Linienbreite          | $\gamma$   | $2\pi \times 5,22 \text{ MHz}$    |
| Resonanzfrequenz      | $\omega_0$ | $2\pi \times 351,722 \text{ THz}$ |
| Kühllichtverstimmung  | $\Delta$   | $-9 \text{ MHz}$                  |
| MOT-Strahldurchmesser |            | 2 mm                              |
| Leistung pro Strahl   |            | 150 $\mu\text{W}$                 |
| Lande-Faktoren        | $g_g, g_e$ | $\frac{1}{4}, \frac{2}{5}$        |
| Magnetquantenzahlen   | $m_g, m_e$ | 1, 1                              |
| Magnetfeldgradient    | $A$        | 200 G/cm                          |

Daraus ergibt sich für den Durchmesser  $2a$  des MOT-Fallenvolumens ein Wert von 30  $\mu\text{m}$ . Die Kombination der Magnetquantenzahlen wird dabei so gewählt, dass  $|(g_e m_e - g_g m_g)|$  minimiert wird und man somit eine obere Schranke für den gesuchten Durchmesser des MOT-Fallenvolumens erhält.

### 3.2 Die Dipolkraft

Die Wechselwirkung eines Atoms mit dem elektrischen Feld  $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0(\vec{r}) e^{-i\omega t} + c.c.$  einer monochromatischen Lichtwelle lässt sich in guter Näherung in dem klassischen Lorentz-Oszillator-Modell beschreiben, welches das Atom als ein elastisch verbundenes System aus Atomkern (Masse  $M$ , Ladung  $+e$ ) und Elektron (Masse  $m_e \ll M$ , Ladung  $-e$ ) betrachtet.

Das elektrische Feld  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  der Lichtwelle induziert im Atom ein elektrisches Dipolmoment  $\vec{d}(\vec{r}, t)$ , welches über die frequenzabhängige Polarisierbarkeit  $\alpha(\omega)$  mit  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  linear einhergeht. Die Wechselwirkungsenergie des Dipolmoments mit dem treibenden elektrischen Feld ist gegeben durch [22]:

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = -\frac{1}{2} \langle \vec{d} \cdot \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha(\omega)) I(\vec{r}) \quad (3.7)$$

wobei die eckigen Klammern die zeitliche Mittelung über eine Oszillationsperiode andeuten und  $I(\vec{r}) = 2\epsilon_0 c |\vec{E}_0(\vec{r})|^2$  für die Intensität des eingestrahlten Lichtfeldes steht. Die aus dem negativen Gradienten dieses sogenannten Dipolpotentials  $U_{\text{dip}}(\vec{r})$  resultierende konservative Kraft wird dementsprechend als *Dipolkraft* bezeichnet.

Die Photonenabsorption aus dem treibenden Lichtfeld, welche die Ursache des Strahlungsdrucks ist (siehe Kapitel 3.1), wird über die Photonen-Streureate  $\Gamma_{\text{sc}}(\vec{r})$  beschrieben [22]

$$\Gamma_{\text{sc}}(\vec{r}) = \frac{1}{\hbar\omega} \left\langle \dot{\vec{d}} \cdot \vec{E} \right\rangle = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha(\omega)) I(\vec{r}) \quad (3.8)$$

Gleichungen (3.7) und (3.8) sind für jedes neutrale polarisierbare Teilchen im nah- oder fernresonanten Lichtfeld gültig.

Die Polarisierbarkeit  $\alpha(\omega)$  lässt sich klassisch aus der Lösung der Bewegungsgleichung

$$\ddot{x} + \gamma(\omega)\dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m_e} E(t) \quad \longrightarrow \quad \alpha(\omega) = \frac{e^2}{m_e (\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma(\omega)} \quad (3.9)$$

$$\text{mit } \gamma(\omega) = \frac{e^2\omega^2}{6\pi\epsilon_0 m_e c^3} \quad (3.10)$$

für das Elektron ermitteln. Hierbei steht  $\omega_0$  für die Eigenoszillationsfrequenz des Elektrons und die Dämpfung der Elektronbewegung auf Grund der Dipolabstrahlung bewegter Ladungen wird über den frequenzabhängigen Faktor  $\gamma(\omega) = \gamma(\omega_0)(\omega/\omega_0)^2 \equiv \gamma(\omega/\omega_0)^2$  berücksichtigt [22]. Weiterhin wurde angenommen, dass das elektrische Feld der Lichtwelle am Ort des Atoms als räumlich konstant betrachtet werden kann.

Unter der Voraussetzung einer vernachlässigbaren Besetzung des angeregten Zustandes, d. h. für den Grenzfall kleiner Intensitäten und großer Verstimmungen  $|\delta| \gg \gamma$  (fernresonante Lichtfelder), und unter der Annahme  $|\delta| = |\omega - \omega_0| \ll \omega_0$  (*Drehwellennäherung*) können mit den Gleichungen (3.9) und (3.10) das Dipolpotential  $U_{\text{dip}}(\vec{r})$  und die Streureate  $\Gamma_{\text{sc}}(\vec{r})$  für eine beliebige Intensitätsverteilung  $I(\vec{r})$  berechnet werden [22]:

$$U_{\text{dip}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\gamma}{\delta} I(\vec{r}) \quad (3.11)$$

$$\Gamma_{\text{sc}}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3 \hbar} \left( \frac{\gamma}{\delta} \right)^2 I(\vec{r}) \quad (3.12)$$

Gleichungen (3.11) und (3.12) lassen deutlich erkennen, dass

- für rotverstimmttes Laserlicht ( $\delta < 0$ ) die Minima des Dipolpotentials  $U_{\text{dip}}(\vec{r})$  mit den Intensitätsmaxima zusammenfallen, während für blauverstimmttes Laserlicht ( $\delta > 0$ ) gegenteiliges der Fall ist.
- das Dipolpotential  $U_{\text{dip}}(\vec{r})$  und die Streureate  $\Gamma_{\text{sc}}(\vec{r})$  nicht unabhängig von einander einzustellen sind. Bei vorgegebener Intensitätsverteilung kann die Streureate wegen  $\Gamma_{\text{sc}}(\vec{r}) \propto 1/\delta^2$  durch Wahl einer größeren Verstimmung in stärkerem Maße reduziert werden als das Dipolpotential, welches lediglich zu  $1/\delta$  proportional ist.

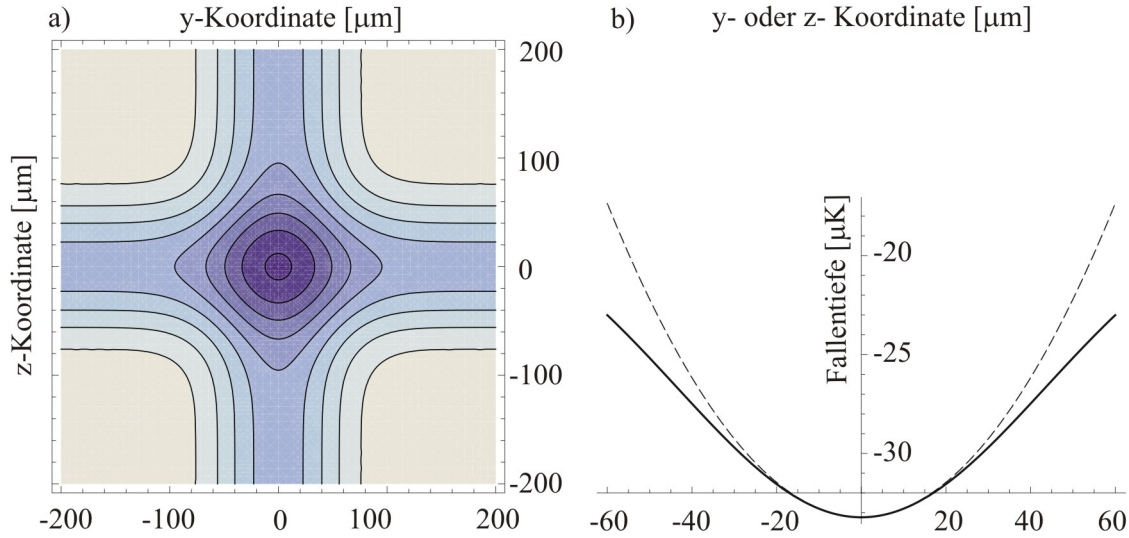


Abbildung 5: Gekreuzte Dipolfalle für Rb: a) Konturenplot des Fallenpotentials in der  $y$ - $z$ -Ebene. Die dunkelviolette Färbung deutet Regionen hoher Fallentiefe an, während die schwachviolette Färbung Regionen geringer Fallentiefe aufzeigt. b) Fallenpotential  $U_{\text{dip}}(x = y = 0, z) = U_{\text{dip}}(x = z = 0, y)$  (durchgezogene Linie) und die dazugehörige harmonische Näherung (gestrichelte Linie).

### 3.2.1 Gekreuzte Dipolfalle für das Rb-BEC

1968 wies V. S. Lethokov auf die Möglichkeit hin, die Dipolkraft zum Fangen von Atomen in *Dipolfallen*, d. h. in den Intensitätsmaxima oder -minima unterschiedlichster Lichtfeldkonfigurationen, zu nutzen. Die wohl am einfachsten zu realisierende rotverstimmte Dipolfalle ist ein (entlang der  $z$ -Achse) fokussierter Laserstrahl mit der bekannten Gaußschen Intensitätsverteilung [23]:

$$I(\sqrt{x^2 + y^2}, z) \equiv I(r, z) = I_0 \left( \frac{\omega_0}{\omega(z)} \right)^2 e^{-2(r/\omega(z))^2} \quad (3.13)$$

$$\begin{array}{ll} \text{Strahltaille } w_0 \text{ bei } z = 0 & w_0 \\ \text{Strahltaille } w(z) \text{ bei } z & w^2(z) = w_0^2 (1 + (z/z_0)^2) \\ \text{Rayleigh-Länge } z_0 & z_0 = \pi w_0^2 / \lambda \end{array}$$

Diese Fallen sind räumlich jedoch stark anisotrop und bieten, da die typischen Rayleigh-Längen in der Größenordnung von einigen cm liegen, für ein gespeichertes atomares Ensemble in axialer Richtung keine gute Lokalisierung.

Um diesen Nachteil zu beheben, kann z. B. eine *gekreuzte Dipolfalle* aufgebaut werden. Eine solche ist derzeit auch zur Speicherung eines Rb-BEC am bestehenden Expe-

riment im Aufbau. Sie besteht aus zwei identischen, zu einander orthogonal angeordneten, rotverstimmten, linear polarisierten, fokussierten Lasersstrahlen, welche entlang der  $y$ - und  $z$ -Achse verlaufen (siehe auch Abb. 9). Als Quelle steht ein bei 1064 nm emittierender Nd:YAG-Laser mit einer Gesamtleistung von 8 W zur Verfügung.

Das Fallenpotential ergibt sich als Summe der Einzelstrahlbeiträge mit Hilfe von (3.11) und (3.13), wobei die Resonanzfrequenz, die Linienbreite und die Verstimmung durch ihre Effektivwerte ersetzt werden müssen, um der Feinstrukturaufspaltung des ersten angeregten Zustands der Rb-Atome Rechnung zu tragen [22]:

$$U_{\text{dip}}(x, y, z) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\gamma_{\text{eff}}}{\delta_{\text{eff}}} \left( I(\sqrt{x^2 + z^2}, y) + I(\sqrt{x^2 + y^2}, z) \right) \quad (3.14)$$

Demnach ist  $\omega_0 = (\omega_1 + 2\omega_2)/3$  die mit der Linienstärke gewichtete atomare Resonanzfrequenz,  $\gamma_{\text{eff}}$  die durchschnittliche Linienbreite der  $D_1$ - und  $D_2$ -Übergänge und  $1/\delta_{\text{eff}} = 1/(3\delta_1) + 2/(3\delta_2)$  das Reziproke der effektiven Laserverstimmung. Mit  $\delta_{1,2}$  wird die Laserverstimmung von der Resonanzfrequenz  $\omega_{1,2}$  des Rb- $D_{1,2}$ -Übergangs bezeichnet.

Abbildung 5a zeigt einen Konturenplot des Fallenpotentials  $U_{\text{dip}}(x = 0, y, z)$ . Die seinen Berechnungen zu Grunde liegenden Daten entsprechen den am bestehenden Experiment gültigen Parametern:

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{dip}} &= 1064 \text{ nm} \\ w_0 &= 86 \text{ } \mu\text{m} \\ P_{\text{pro Strahl}} &= 1,5 \text{ W} \end{aligned}$$

Die absolute Falltiefe  $U_{\text{dip}}/k_{\text{B}} \equiv U_{\text{dip}}(0, 0, 0)/k_{\text{B}}$  für Rb beträgt  $-33,2 \text{ } \mu\text{K}$ , wobei die effektive Falltiefe mit  $-16,6 \text{ } \mu\text{K}$  nur halb so groß ist, weil die Atome über die "Seitenarme" der Einstrahl-Potentiale entweichen können. Dies stellt jedoch kein Problem dar, da die Temperaturen der zu speichernden Rb-Kondensate einige 100 nK betragen.

Für die Rb-Streurate im Fallenzentrum  $\Gamma_{\text{sc}} \equiv \Gamma_{\text{sc}}(0, 0, 0) = (\gamma_{\text{eff}}/\hbar\delta_{\text{eff}}) \cdot U_{\text{dip}}$  ergibt sich ein Wert von 0,26 Hz. Da die Lebensdauer eines Rb-BEC im  $|F_{\text{g}} = 2, m_{\text{F}} = 2\rangle$ -Zustand zum Beispiel ca. 1 s beträgt, finden alle Experimente an dem Kondensat auf der Millisekunden-Zeitskala statt. Damit stellt also auch die berechnete Streurrate keine experimentelle Einschränkung dar.

Die Thomas-Fermi-Radien  $R_y = R_z$  und  $R_x$  des in der gekreuzten Dipolfalle gespeicherten Rb-BEC lassen sich mit (2.13) und (2.14) aus ihren radialen bzw. axialen Fallenfrequenzen  $\omega_y = \omega_z$  bzw.  $\omega_x$  berechnen. Zur Bestimmung der Letzteren wird  $U_{\text{dip}}(x, y, z)$  entlang der Koordinatenachsen in der Nähe des Fallenzentrums in

einer Taylor-Reihe entwickelt und mit einem harmonischen Potential verglichen (siehe Abb. 5b):

$$U_{\text{dip}}(x_i, 0, 0) \approx U_{\text{dip}} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U_{\text{dip}}(x_i, 0, 0)}{\partial x_i^2} \Big|_{(0,0,0)} x_i^2 \equiv U_{\text{dip}} + \frac{1}{2} m \omega_i^2 x_i^2 \quad (3.15)$$

Bei einer typischen Rb-BEC-Größe von  $3 \times 10^5$  Atomen und mit den zu

$$\begin{aligned} \omega_y = \omega_z &= 2\pi \times 146 \text{ Hz} \\ \omega_x &= 2\pi \times 207 \text{ Hz} \end{aligned}$$

berechneten Fallenfrequenzen erhält man für die räumliche Kondensatausdehnung die folgenden Thomas-Fermi-Radien:

$$R_y = R_z = 7,4 \text{ } \mu\text{m} \quad (3.16)$$

$$R_x = 5,2 \text{ } \mu\text{m} \quad (3.17)$$

Um den Effekt der gekreuzten Dipolfalle auf am Experiment ebenfalls vorhandene Cs-Atome zu analysieren, sind auch für diese Spezies Fallentiefe und Streurate berechnet worden. Die Ergebnisse sind den Rb-spezifischen Fallenparametern in Tabelle 1 gegenübergestellt und sollen zu einem späteren Zeitpunkt diskutiert werden (siehe Kapitel 3.2.3).

### 3.2.2 Speziesselktive optische Fallen

Bei Untersuchungen der Wechselwirkung zwischen Atomen verschiedener Spezies ist es oft wünschenswert, speziesselktive Dipolfallen zu realisieren. Im Folgenden werden nur Zwei-Spezies-Gemische betrachtet, wobei die zu fangende Spezies als "Zielspezies" bezeichnet wird und die jeweils andere als "Zuschauerspezies". Die beiden Techniken, welche für den Aufbau speziesselktiver Dipolfallen verwendet werden können, werden in Anlehnung an die Diskussion der vorliegenden Thematik in [24] als *Tune-In*- bzw. *Tune-Out*-Technik bezeichnet.

**Tune-In:** Die Tune-In-Technik bedient sich eines zur Zielspezies nahresonanten Laserlichtfeldes, welches dann in der Regel automatisch eine große Verstimmung von der Resonanzfrequenz der Zuschauerspezies aufweist. Dies führt dazu, dass die als

$$\rho = \left| \frac{U_{\text{dip}}^{\text{Ziel}}}{U_{\text{dip}}^{\text{Zuschauer}}} \right| \propto \left| \frac{\delta^{\text{Zuschauer}}}{\delta^{\text{Ziel}}} \right| \quad (3.18)$$

definierte intensitätsunabhängige *Selektivität* wegen der Antiproportionalität  $U_{\text{dip}} \propto 1/\delta$  zwischen Dipolfallenpotential und Laserverstimmung (siehe (3.11)) große Werte annimmt. Gleichzeitig steigt aber auch wegen  $\Gamma_{\text{sc}} \propto 1/\delta^2$  (siehe (3.12)) die Streurrate und das zu fangende Ensemble wird geheizt. Möchte man also beim Aufbau einer speziesselktiven Dipolfalle auf die Tune-In-Technik zurückgreifen, muss ein für das experimentelle Vorhaben tragbarer Kompromiss zwischen Fallentiefe und Streurrate gefunden werden.

**Tune-Out:** Die Tune-Out-Technik, welche von der Feinstrukturaufspaltung des ersten angeregten Zustandes der häufig verwendeten Alkalimetalle Gebrauch macht, wählt die Laserfrequenz so, dass sich die Beiträge des  $D_1$ - und  $D_2$ -Überganges zum induzierten Dipolmoment der Zuschauerspezies gerade aufheben. Gleichung (3.11) erlaubt - bei Betrachtung der Effektivwerte  $\gamma_{\text{eff}}$  und  $\delta_{\text{eff}}$  - die Berechnung der Tune-Out-Frequenz zu

$$U_{\text{dip}} = 0 \quad \longrightarrow \quad \omega_{\text{TO}} = \frac{1}{3}\omega_2 + \frac{2}{3}\omega_1 \quad (3.19)$$

### 3.2.3 Stehwellenfalle für ein einzelnes Cs-Atom

Zukünftig soll es am bestehenden Experiment möglich sein, das in der gekreuzten Dipolfalle gespeichertes Rb-BEC (siehe Kapitel 3.2.1) mit einem einzelnen Cs-Atom zu dotieren und dieses durch das BEC sympathetisch zu kühlen (siehe Kapitel 4.5).

Dafür muss das in der MOT präparierte einzelne Cs-Atom auf Grund der hier vorherrschenden hohen Streuraten von ca.  $\Gamma_{\text{sc}}^{\text{Cs}} = 16$  MHz vor der räumlichen Überlagerung mit dem Rb-BEC in eine optische Falle umgeladen werden, welche deutlich weniger zum Aufheizen des Cs-Atoms während seiner sympathetischen Kühlung durch das Rb-BEC beiträgt. Die optische Falle muss weiterhin einen guten räumlichen Einschluss des Cs-Atoms gewährleisten, damit ein optimaler räumlicher Überlapp mit dem nur einige  $\mu\text{m}$  großen Rb-BEC (siehe (3.16) und (3.17)) möglich wird, was für die Effizienz des sympathetischen Kühlens von großer Bedeutung ist. Gleichzeitig muss der Einfluss der Cs(=Zielspezies)-Falle auf das Rb(=Zuschauerspezies)-BEC vergleichsweise klein bleiben, um ein Aufheizen des Kondensats durch das Dipolfallenlicht zu verhindern und um das Cs-Atom unabhängig vom Rb-BEC räumlich verschieben zu können. Das bedeutet, dass die Selektivität  $\rho$  der zu realisierenden Falle möglichst groß gewählt werden muss.

Im Hinblick auf diese Aufgabenstellung soll nun untersucht werden, welche der beiden im vorhergegangenen Kapitel vorgestellten Techniken sich bei welchen Strahlparametern (Leistung, Strahltaile) zur Realisierung eines *eindimensionalen optischen*

### 3. Theorie der Lichtkräfte und ihre Anwendungen

| Fallenart,<br>Fallenparameter  | Fallentiefe,<br>Streurate,<br>Selektivität,   | Rubidium  | Cäsium           |
|--|---|---|------------------|
| gekreuzte Dipolfalle:<br>$\lambda = 1064 \text{ nm}$ ,<br>$P_{\text{pro Strahl}} = 1,5 \text{ W}$ , $w_0 = 86 \text{ }\mu\text{m}$                           | $U_{\text{dip}} [\mu\text{K}]$<br>$\Gamma_{\text{sc}} [\text{Hz}]$                                | -33,2<br>0,26                                   | -58,3<br>0,34    |
| Stehwellenfalle (tune-out):<br>$\lambda_{\text{TO}} = 790,025 \text{ nm}$ ,<br>$P_{\text{pro Strahl}} = 1,5 \text{ W}$ , $w_0 = 30 \text{ }\mu\text{m}$      | $U_{\text{dip}} [\mu\text{K}]$<br>$\Gamma_{\text{sc}} [\text{Hz}]$<br>$\rho = 1,5 \times 10^{13}$ | $-6,6 \times 10^{-11}$<br>$1,2 \times 10^{-25}$ | +975,5<br>19,7   |
| Stehwellenfalle (tune-in):<br>$\lambda_{\text{TI}} = 897 \text{ nm}$ ,<br>$P_{\text{pro Strahl}} = 250 \text{ mW}$ , $w_0 = 45 \text{ }\mu\text{m}$          | $U_{\text{dip}} [\mu\text{K}]$<br>$\Gamma_{\text{sc}} [\text{Hz}]$<br>$\rho = 23$                 | -41,2<br>0,64                                   | -944,7<br>249,51 |
| Stehwellenfalle (tune-in):<br>$\lambda_{\text{TI}} = 897 \text{ nm}$ ,<br>$P_{\text{pro Strahl}} = 600 \text{ }\mu\text{W}$ , $w_0 = 45 \text{ }\mu\text{m}$ | $U_{\text{dip}} [\mu\text{K}]$<br>$\Gamma_{\text{sc}} [\text{Hz}]$<br>$\rho = 23$                 | -0,1<br>$\approx 0$                             | -2,3<br>0,60     |

Tabelle 1: Überblick über die Selektivitäten, Fallentiefen und Streuraten in den Intensitätsmaxima für Rb und Cs für die im Text beschriebenen Dipolfallenarten bei ausgewählten Strahlparametern. Die Berechnungen basieren auf den Näherungsformeln (3.11), (3.12) sowie (3.19).

*Gitters*, also einer *Stehwellenfalle*, für ein einzelnes Cs-Atom in Anwesenheit eines Rb-BEC eignet. Hierzu werden mit der Stehwellen-Intensitätsverteilung

$$I(\sqrt{x^2 + y^2}, z) = 2I_0 \left( \frac{\omega_0}{\omega(z)} \right)^2 e^{-2((x^2+y^2)/\omega(z))^2} \cos^2(kz) \quad (3.20)$$

die Fallentiefe und die Streurrate für Rb und Cs bei bestimmten Strahlparametern berechnet sowie die Selektivität der Stehwellenfalle. Die Auswahl der Strahlparameter richtet sich - zusätzlich zu den oben genannten Anforderungen an die Falle - auch nach der Fallentiefe für Cs, die ca. 1 mK betragen soll, um die in einer MOT auf etwa 100  $\mu\text{K}$  vorgekühlten Cs-Atome sicher speichern zu können. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

Eine bei der Tune-Out-Wellenlänge  $\lambda_{\text{TO}} = 790,025 \text{ nm}$ <sup>9</sup> von Rb realisierte Falle für ein einzelnes Cs-Atom überzeugt mit (fast) unendlicher Selektivität  $\rho = 1,5 \times 10^{13}$ .

<sup>9</sup>Die Tune-Out-Wellenlänge wurde mit Hilfe von (3.19) näherungsweise berechnet. Die exakte quantenmechanische Berechnung der Rb-Tune-Out-Wellenlänge führt auf einen Wert von  $\lambda_{\text{TO}} = 790,04 \text{ nm}$  [LeB].



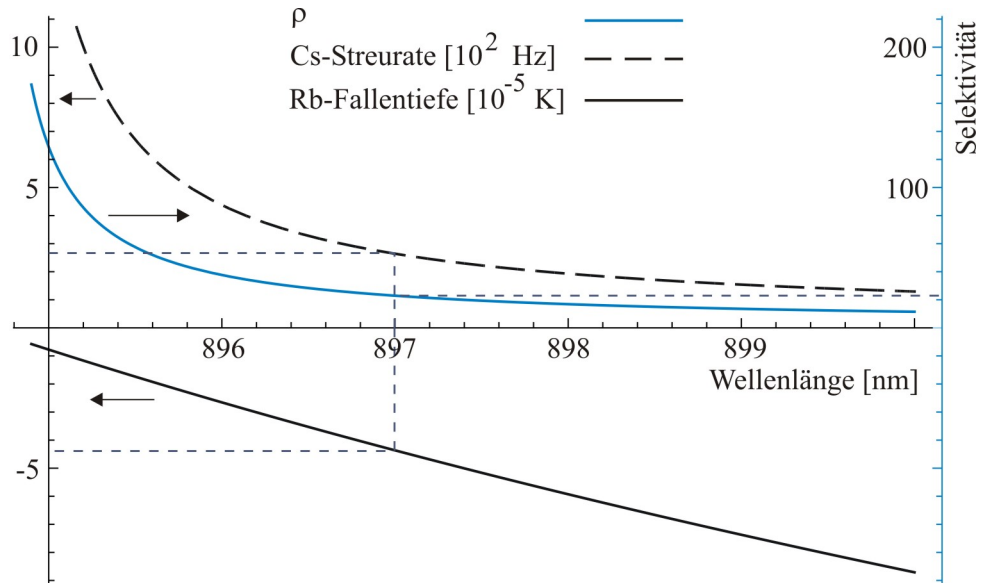


Abbildung 6: Selektivität, Cs-Streurate und Rb-Falltiefe in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei festgehaltener Cs-Falltiefe von  $U_{\text{dip}}^{\text{Cs}}/k_{\text{B}} = -1$  mK. Die Pfeile deuten auf die dazugehörige Einheitenskala.

Da diese für Cs blauverstimmt ist (siehe Abb. 4), wird das einzelne Cs-Atom aus den Intensitätsmaxima in die Intensitätsminima herausgedrückt, wo die Cs-Streurate (fast) verschwindet. Ein guter räumlicher Einschluss des einzelnen Cs-Atoms ist in der blauverstimnten Stehwellenfalle ohne das Anlegen zusätzlicher Potentiale jedoch nicht gewährleistet.

Für eine Stehwellenfalle in Tune-In-Technik zeigt Abbildung 6 die Entwicklung der Fallenselektivität mit der Wellenlänge zwischen 895 nm und 900 nm sowie den dazugehörigen Verlauf der Cs-Streurate und der Rb-Falltiefe bei festgehaltener Cs-Falltiefe von  $U_{\text{dip}}^{\text{Cs}}/k_{\text{B}} = -1$  mK. Es ist deutlich zu erkennen, dass mit zunehmender Entfernung von der Resonanz der Cs-D<sub>1</sub>-Linie (895 nm) die Selektivität der Falle schnell abnimmt. In Resonanznähe sind wiederum die Cs-Steuraten sehr hoch, während die Rb-Steuraten im gesamten betrachteten Wellenlängenbereich konstant bei etwa 0,65 Hz liegen. Dies bedeutet, dass eine Reduktion der Cs-Streurate bei einer Stehwellenfalle in Tune-In-Technik nur auf Kosten der Selektivität - und umgekehrt - möglich ist.

### 3. Theorie der Lichtkräfte und ihre Anwendungen

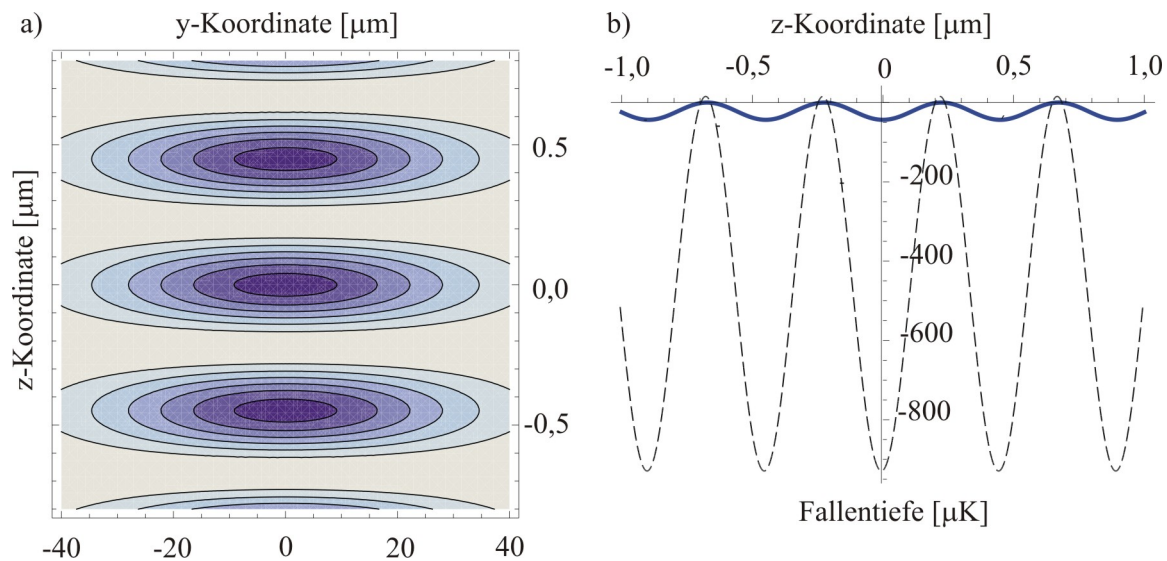


Abbildung 7: a) Konturenplot  $U_{\text{dip}}^{\text{Cs}}(x = 0, y, z) = U_{\text{dip}}^{\text{Cs}}(x, y = 0, z)$  des Stehwellenfallenpotentials für Cs. Die dunkelviolette Färbung kennzeichnet Regionen großer Fallentiefe, die schwachviolette Färbung dagegen Regionen geringer Fallentiefe. b) Fallenpotential  $U_{\text{dip}}(x = 0, y = 0, z)$  entlang der  $z$ -Achse für Rb (blau, durchgezogen) und Cs (schwarz, gestrichelt).

Wählt man für die Stehwellenfalle in Tune-In-Technik die Strahlparameter

$$\begin{aligned}\lambda_{\text{TI}} &= 897 \text{ nm} \\ w_0 &= 45 \text{ } \mu\text{m} \\ P_{\text{pro Strahl}} &= 250 \text{ mW}\end{aligned}$$

was z. B. mit einem Titan-Saphir-Laser realisiert werden kann, so ergibt sich für die Selektivität  $\rho = 23$ . Abbildung 7 zeigt den dazugehörigen Konturenplot  $U_{\text{dip}}^{\text{Cs}}(x = 0, y, z) = U_{\text{dip}}^{\text{Cs}}(x, y = 0, z)$  des Fallenpotentials sowie das Fallenpotential entlang der  $z$ -Achse für Rb und Cs.

Für die Fallenfrequenzen in der Nähe des Fallenbodens erhält man mit (3.15):

$$\begin{aligned}\omega_x = \omega_y &= 2\pi \times 1,7 \text{ kHz} \\ \omega_z &= 2\pi \times 383,3 \text{ kHz}\end{aligned}$$

Die Radien des Fallenvolumens für das Cs-Atom ergeben sich mit der Annahme der Gleichverteilung der Energie auf alle Freiheitsgrade aus  $k_{\text{B}}T = m\omega_i^2 r_i^2$  (hier mit

Cs-Temperatur  $T = 100 \mu\text{K}$ ):

$$\begin{aligned} r_x = r_y &= 7,32 \mu\text{m} \\ r_z &= 0,03 \mu\text{m} \end{aligned}$$

Die Rb-Falltiefe liegt für die gewählten Stehwellenparameter jedoch bei  $U_{\text{dip}}^{\text{Rb}}/k_{\text{B}} = -41,2 \mu\text{K}$ , was bedeutet, dass das einige  $\mu\text{m}$  große Rb-Kondensat (siehe (3.16)) sich über mehrere Minima der Stehwellenfalle verteilen wird. Durch adiabatisches Absenken der Strahlleistung in der Stehwellenfalle kann die Rb-Falltiefe allerdings - genauso wie die Cs-Streurate von  $\Gamma_{\text{sc}}^{\text{Cs}} = 249,5 \text{ Hz}$  - reduziert werden. Dies wird möglich, wenn das sympathetische Kühlen des Cs-Atoms durch das Rb-BEC effizient verläuft und das Cs-Atom somit keine so hohen Fallentiefen mehr benötigt. Die Annahme, dass dies wahrscheinlich ist, beruht auf den Ergebnissen der in der Vergangenheit durchgeführten Experimente zur Streulängenbestimmung zwischen Rb und Cs (siehe Kapitel 4.5).

Nimmt man an, dass die Strahlleistung von anfänglich 250 mW innerhalb von 100 ms auf 600  $\mu\text{W}$  linear abgesenkt wird, so streut das Cs-Atom dabei durchschnittlich 12 bis 13 Photonen und kann die so erhaltene Energie in dem Rb-BEC deponieren, ohne dieses signifikant aufzuheizen (vergleiche Abschätzung aus Kapitel 2.1). Das Rb-BEC "sieht" dann kaum noch etwas vom Stehwellenfallenpotential ( $U_{\text{dip}}^{\text{Rb}}/k_{\text{B}} = 10^{-7} \text{ K} \hat{=} -0,72 E_{\text{R}}$  mit der Dipolfallenlaser-Rückstoßenergie  $E_{\text{R}} = \hbar^2 k_{\text{TI}}^2 / 2m_{\text{Rb}}$ ). Die Cs-Falltiefe beträgt nach Absenken der Strahlleistung noch  $U_{\text{dip}}^{\text{Rb}}/k_{\text{B}} = -2,3 \mu\text{K}$ , was zur Speicherung durch Rb sympathetisch gekühlter Cs-Atome ausreichend ist (vergleiche Kapitel 4.5). Dieses Stehwellenfallenpotential für Cs äußert sich dann nur noch als kleine Modulation auf dem durch die gekreuzte Dipolfalle erzeugten Potential (siehe Tabelle 1).

**Fazit:** Langfristig scheint es günstiger, für das Speichern einzelner Cs-Atome eine Stehwellenfalle in Tune-Out-Technik zu realisieren, weil diese das Rb-BEC nahezu nicht beeinflussen würde. Dafür müssen allerdings noch Erfahrungen im Aufbau blauverstimmter, das einzelne Atom räumlich gut einschließender Dipolfallen gesammelt werden [22], [25], [26].

Mittelfristig lohnt sich aber auch der Aufbau der Stehwellenfalle in Tune-In-Technik, insbesondere weil alle dafür notwendigen Komponenten in der Arbeitsgruppe bereits vorhanden sind. Eine Herausforderung stellt dabei die Entwicklung der experimentellen Sequenzen dar, d. h. zum Beispiel die Beantwortung der Fragen nach dem richtigen Zeitpunkt und der richtigen Art und Weise des Erhörens bzw. des Absenkens der Strahlleistung in der Stehwellenfalle. Denn vor allem für das Absenken der Strahlleistung ist die Effizienz des sympathetischen Kühlens des einzelnen Cs-Atoms durch das

### *3. Theorie der Lichtkräfte und ihre Anwendungen*

---

Rb-BEC entscheidend und damit die Kenntnis der Wechselwirkungseigenschaften von Rb und Cs, welche bisher nicht hinreichend genau erforscht sind.

## 4 Experimenteller Aufbau

Das vorliegende Kapitel gibt einen Überblick über den bestehenden experimentellen Aufbau und skizziert dabei den Weg von einem thermischen Rb-Ensemble über dessen Laserkühlen in einer magneto-optischen Falle und über evaporatives Kühlen in einer magnetischen Falle zum Rb-Bose-Einstein-Kondensat. Desweiteren sind ausgewählte Ergebnisse zum in der Vergangenheit am Experiment durchgeführten sympathetischen Kühlen von Cs kurz zusammengefasst. Lediglich der Aufbau eines Diodenlasers mit verbessertem Gehäusedesign sowie der teilweise Aufbau der Cs-MOT-Strahlführung werden u. a. anhand von Abbildungen genauer beschrieben, da beides innerhalb des letzten Jahres im Zuge dieser Diplomarbeit realisiert worden ist. Insgesamt zeigt das vorliegende Kapitel aber auch den größeren experimentellen Rahmen für den Einsatz des Fluoreszenzdetektionssystems für den Nachweis einzelner Cs-Atome auf, welches wesentlicher Bestandteil dieser Diplomarbeit ist.

Für detaillierte Informationen zum experimentellen Aufbau sei auf [28], [12] verwiesen.

### 4.1 Verwendete Diodenlaser

Als Lichtquellen für die in Kapitel 3.1.1 vorgestellte Technik der Laserkühlung dienen am Experiment selbst gebaute sowie kommerzielle Diodenlaser, deren Ausgangsleistungen bei etwa 100 mW liegen und zum Teil mit *tapered amplifier*-Chips verstärkt werden müssen. Alle Diodenlaser verfügen über ein externes, in Littrow-Konfiguration eingebautes Gitter [29], welches einen Teil der emittierten Strahlung in die Laserdiode zurückkoppelt. Dadurch wird die Linienbreite der Laserstrahlung auf ca. 1 MHz reduziert und ihre Wellenlänge über die Wahl des Gitterwinkels relativ zum Strahlverlauf auf 780 nm (Rb-D<sub>2</sub>-Linie) bzw. 852 nm (Cs-D<sub>2</sub>-Linie) eingestellt. Letzteres kann auch durch geeignete Wahl von Diodenstrom und -temperatur realisiert werden.

Für jeden Diodenlaser ist eine Polarisationspektroskopie aufgebaut [30], deren dispersives Signal genutzt wird, um die Laserfrequenz über eine selbst gebaute Elektronik, den Frequenzlock, zu stabilisieren. Für notwendige kleine Verstimmungen der Laserfrequenzen gegen die atomaren Resonanzfrequenzen werden akusto-optische Modulatoren eingesetzt.

Der vor einem Jahr am Experiment in Benutzung befindliche Diodenlaser zur Erzeugung des Rb-Rückpumplichts (vergleiche Kapitel 3.1.3) wies eine hohe Empfindlichkeit der Frequenzstabilität auf akustische Signale sowie auf mechanische Störungen durch Arbeiten am optischen Tisch auf. Desweiteren waren häufig Modensprünge zu beo-

#### 4. Experimenteller Aufbau

---

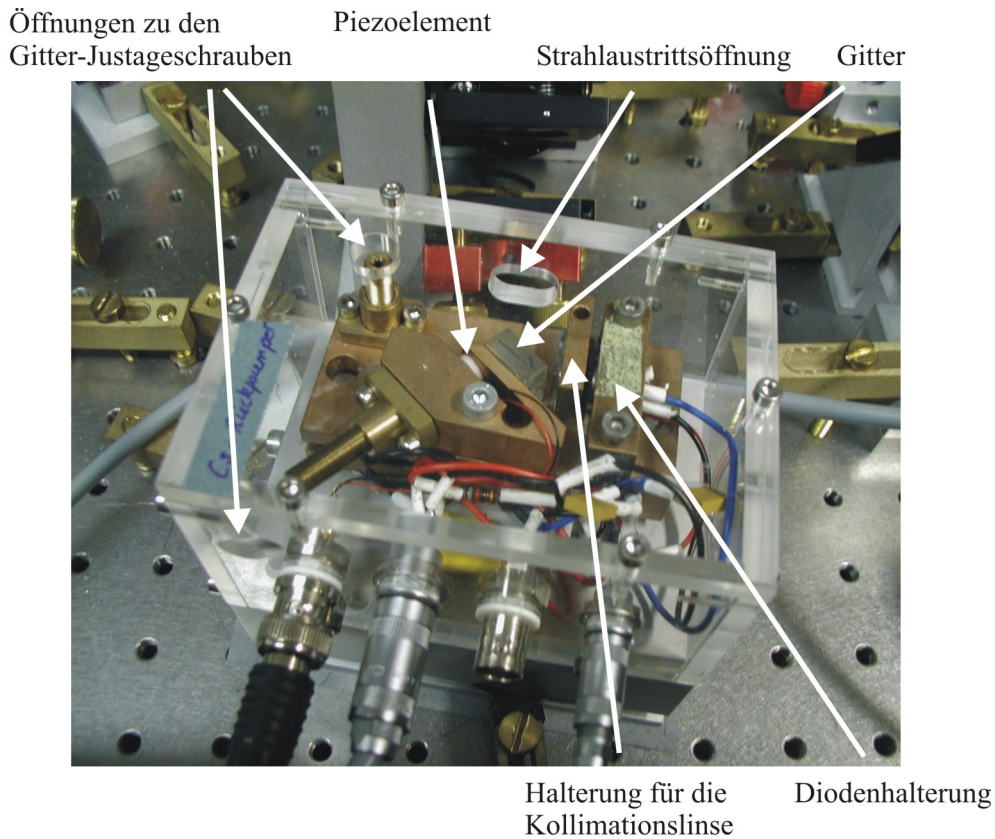


Abbildung 8: Fotografie des Cs-Rückpumpdiodenlasers (vergleiche Kapitel 3.1.3). Der beim Austritt aus der Laserdiode stark divergente Lichtstrahl wird mit Hilfe einer asphärischen Linse kollimiert. Die Kollimationsqualität wird beim Aufbau des Diodenlasers durch Änderung der Linsenposition optimiert und auf einer Strecke von mehreren Metern überprüft. Danach wird in den Strahlengang unter einem Winkel von grob  $45^\circ$  ein externes Gitter eingebracht, welches das Licht der ersten Beugungsordnung in die Laserdiode zurückkoppelt, während das Licht der nullten Beugungsordnung den "Laserstrahl" stellt. Über die exakte Einstellung des Gitterwinkels durch Mikrometer-Justageschrauben und mit Hilfe eines Piezoelements kann die Emissionswellenlänge des Lasers innerhalb des Diodenemissionsspektrums bei gegebenem Diodenstrom und bei gegebener Diodentemperatur frei gewählt werden. Die beiden letztgenannten Größen können ebenfalls zur Wahl der Emissionswellenlänge genutzt werden. Dafür sind im Lasergehäuse zwei Peltier-Elemente und in unmittelbarer Nähe der Laserdiode ein Temperatursensor angebracht, welche die Temperatureinstellung und -kontrolle mit Hilfe eines Temperaturreglers ermöglichen. Für die Einstellung und Kontrolle des Diodenstromes wird in analoger Weise ein Stromregler verwendet.

bachten. Folglich war mehrmals am Tag eine Neueinstellung des Frequenzlocks und ein Nachregeln von Diodenstrom und/oder Diodentemperatur erforderlich, was im Tagesdurchschnitt etwa 2 Stunden Arbeitszeit kostete. Die Ursache dafür waren vermutlich Öffnungen im Lasergehäuse sowie Schmutzablagerungen auf dem Lasergitter, welche die Strahlungsrückkopplung merklich verschlechterten.

Abbildung 8 zeigt beispielhaft die Fotografie eines der in Benutzung befindlichen Diodenlaser zur Cs-Kühlung, welcher ein äquivalentes Gehäusedesign besitzt. Die Plexiglasabdeckung weist Öffnungen für den Strahlaustritt und für den Zugang zu den Gitterjustageschrauben auf. Diese Öffnungen ermöglichen das Eindringen von Verunreinigungen in den Laser und einen Luftaustausch mit der Umgebung. Letzteres hat negative Auswirkungen auf die Temperaturstabilität der Laserdiode und kann ebenfalls einen Modenwechsel hervorrufen.

Mittlerweile ist aus diesen Gründen das Diodenlasergehäuse neu gestaltet worden. Statt Plexiglas wird nun ausschließlich Aluminium verwendet, die Strahlauskopplung findet über ein eingebautes antireflexbeschichtetes Substrat hoher Oberflächenqualität statt. Die Zugangsöffnungen zu den Gitterjustageschrauben sind weggelassen. Zusätzlich ist zur besseren Kontrolle der Diodentemperatur der entsprechende Sensor jetzt deutlich näher an der Diodenhalterung angebracht. Der im Rahmen dieser Diplomarbeit mit dem neuen Gehäusedesign aufgebaute Rb-Rückpumpdiodenlaser weist einen merklich stabileren Mono-Moden-Betrieb auf und ist auf jegliche äußeren Einflüsse (Luftströmungen im Labor, akustische Signale, mechanische Störungen am optischen Tisch) weniger empfindlich. In der Konsequenz ist ein spürbarer Zeitgewinn zu Gunsten der eigentlichen Experimentziele zu verzeichnen.

## 4.2 Kühlen und Fangen in magneto-optische Fallen

Im Zentrum des experimentellen Aufbaus, der in Abbildung 9 nicht maßstabsgetreu skizziert ist, befindet sich die aus zwei Kammern bestehende Vakuumapparatur, in welcher alle experimentellen Schritte zum Speichern und Kühlen atomarer Rb- und Cs-Ensembles stattfinden.

In der oberen Vakuumkammer wird bei einem Druck von einigen  $10^{-9}$  mbar eine Rb-Dampfzellen-MOT betrieben, die durch Retroreflexionen der MOT-Strahlen (Strahldurchmesser  $2w_0 = 1,5$  cm) als Drei-Strahl-MOT aufgebaut ist. Die Gleichgewichtsatomzahl von ca.  $2 \times 10^9$  wird hier nach einer Ladezeit von etwa einer Sekunde erreicht. Weitere Schritte zum Kühlen und Speichern eines ultrakalten atomaren Ensembles können in der Rb-Dampfzellen-MOT auf Grund der hohen Stoßrate mit dem

#### 4. Experimenteller Aufbau

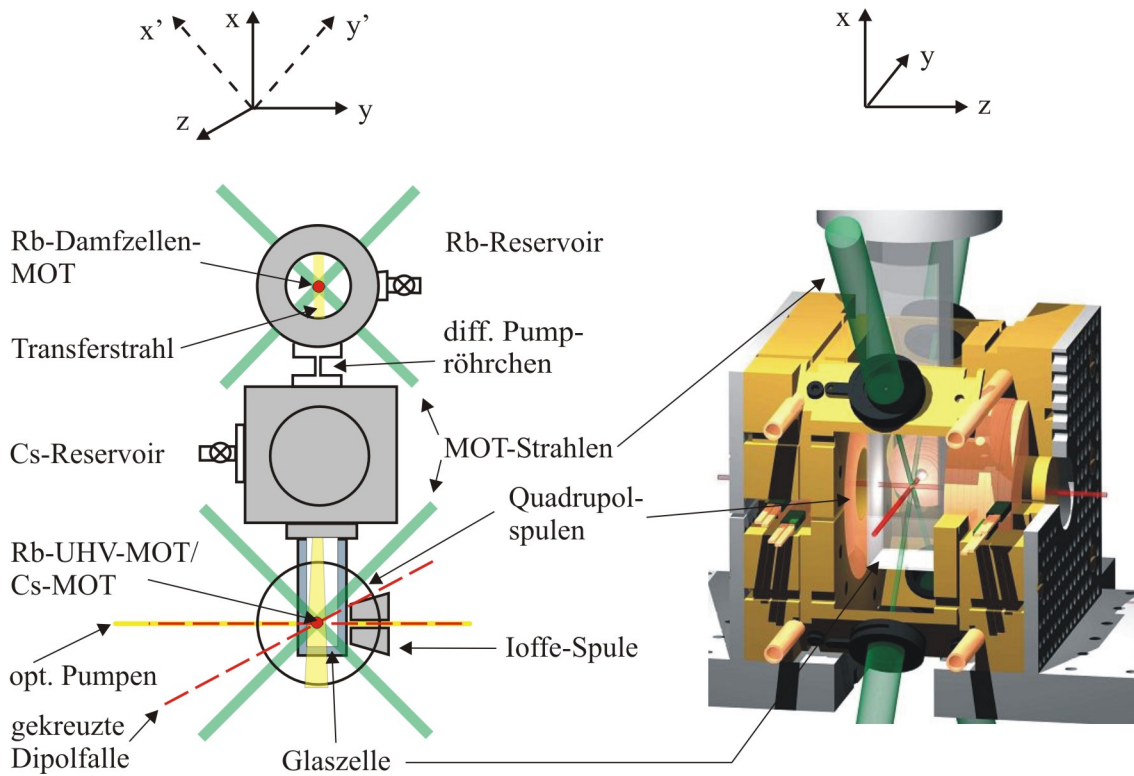


Abbildung 9: Nicht maßstabsgetreue Skizze zum experimentellen Aufbau.  $x'$ ,  $y'$  und  $z$  bezeichnen die Achsen der drei MOT-Arme. Für die dreidimensionale Darstellung (rechts) sei dem Leiter der Feinmechanikwerkstatt Herrn R. Langen gedankt.

Hintergrundgas jedoch nicht realisiert werden und so hat diese die Funktion eines Reservoirs für kalte Rb-Atome.

An der unteren Vakuumkammer, wo ein Druck von einigen  $10^{-11}$  mbar herrscht, ist eine  $20 \text{ cm} \times 3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$  große, antireflexbeschichtete Glaszelle angebracht, in der die zweite Rb-MOT (Rb-UHV-MOT<sup>10</sup>) gleichen räumlichen Ausmaßes betrieben wird. Zur besseren Kontrolle der Strahlungsbalance ist die Rb-UHV-MOT als Sechsstrahlmot realisiert. Das Laden der Rb-UHV-MOT erfolgt mit Hilfe eines in die Rb-Dampfzellen-MOT fokussierten nahresonanten Transferstrahls, der die Rb-Atome über Strahlungsdruck von hier aus durch ein die beiden Vakuumkammern verbindendes differentielles Pumprohrchen in die UHV-Region transportiert. Die typische Ladezeit der Rb-UHV-MOT beträgt ungefähr 30 Sekunden, die maximal erreichbare Gleichgewichtsatomzahl ist  $(4-5) \times 10^8$ . Die gemessene Temperatur des Rb-Ensembles liegt auf Grund des Polarisationsgradientenkühlens mit  $100 \mu\text{K}$  unterhalb des Doppler-Limits

<sup>10</sup>Das Akronym "UHV" steht hier abkürzend für "Ultrahochvakuum".



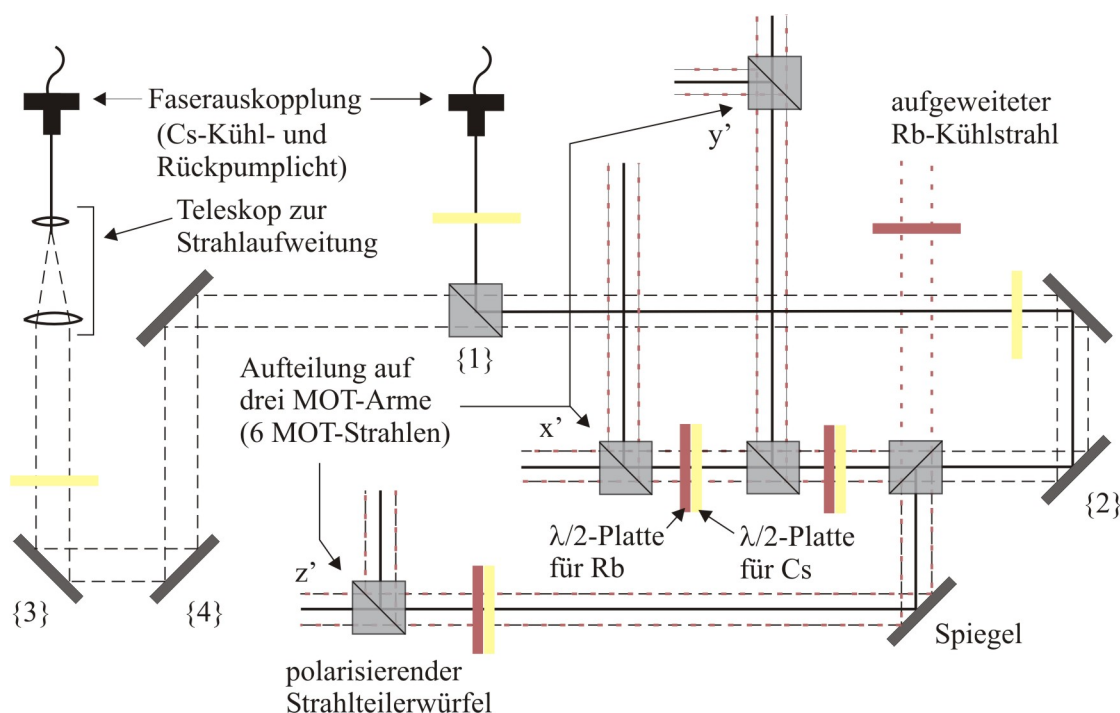


Abbildung 10: Schema zur Rb-UHV- und Cs-MOT-Strahlführung. Die Bezeichnungen  $x'$ ,  $y'$  und  $z'$  der MOT-Arme entsprechen jenen in Abb. 9. Das Kühl- und Rückpumlicht für die Cs-Einzelatom-MOT wird mit Hilfe des polarisierenden Strahlteilerwürfels {1} und des Spiegels {2} mit den aufgeweiteten Rb-UHV-MOT-Strahlen eines beliebigen MOT-Arms zentrisch überlagert. Die Strahlüberlagerung in den beiden anderen MOT-Armen ist damit automatisch gegeben. Das Kühl- und Rückpumlicht für die große Cs-MOT wird von einem Teleskop aufgeweitet und mit Hilfe der Spiegel {3} und {4} ebenfalls mit den Rb-UHV-MOT-Strahlen zur Überlagerung gebracht. Die  $\lambda/2$ -Platten vor jedem polarisierenden Strahlteilerwürfel erlauben die unabhängige Einstellung der Strahlungsbalance in der Rb-UHV- und in jeder Cs-MOT. Nach der Überlagerung der Rb- und Cs-MOT-Strahlen werden diese ausschließlich über gemeinsame Optiken weitergeführt.

von  $T_D = 146 \mu\text{K}$  [12].

Für die Untersuchung der Rb-Cs-Wechselwirkung ist der Rb-UHV-MOT eine Cs-(Dampfzellen)-MOT überlagert, welche aus dem thermischen Hintergrundgas geladen wird, weil für Cs keine hohen Atomzahlen angestrebt werden. Damit ein schneller Wechsel zwischen einer großen Cs-MOT (Strahldurchmesser  $2w_0 = 1,5 \text{ cm}$ ,  $(3-4) \times 10^6$  Atome) und einer kleinen Cs-MOT, d. h. einer Cs-Einzelatom-MOT (Strahldurchmesser  $2w_0 = 2 \text{ mm}$ ,  $< 10$  Atome, 1 Atom im Idealfall), möglich ist, ist die Strahlführung gemäß Abbildung 10 realisiert. Dabei wird das Licht für die große und kleine Cs-MOT über zwei Fasern an das Experiment geführt. Der Strahl für die große Cs-MOT wird

direkt hinter der Faserauskopplung aufgeweitet und mit dem Strahl für die kleine Cs-MOT überlagert. Dadurch kann zukünftig wahlweise entweder die große Cs-MOT oder die Cs-Einzelatom-MOT betrieben werden.

### 4.3 Magnetisches Speichern

Um Kühltechniken, die zu noch tieferen Ensemble-Temperaturen führen, anwenden zu können, müssen die Rb- und Cs-Atome magnetisch gespeichert werden.

Die Speicherung von Atomen in Magnetfallen bedarf einer Minimierung der Wechselwirkungsenergie

$$\Delta E_Z = -\vec{\mu}_F \cdot \vec{B} = \mu_B g_F m_F |\vec{B}| \quad (\text{Zeeman-Aufspaltung})$$

zwischen dem nicht verschwindenden magnetischen Dipolmoment  $\vec{\mu}_F$  eines Atoms und dem angelegten äußeren Magnetfeld  $\vec{B}$ . Bei stationären Magnetfeldern tritt diese Minimierung nur für Atome in sogenannten magnetisch fangbaren Zuständen, d. h. in Zuständen mit  $g_F m_F > 0$ , auf. Deshalb werden die Rb(Cs)-Atome vor dem Umladen in die magnetische Quadrupolfalle, welche von dem MOT-Quadrupolspulenpaar erzeugt wird, optisch in den magnetisch fangbaren  $|F_g = 2, m_F = 2\rangle(|F_g = 4, m_F = 4\rangle)$ -Zustand gepumpt.

Für die Speicherung *ultrakalter* Atome ( $T < 50 \mu\text{K}$ <sup>11</sup>) ist diese Feldkonfiguration jedoch nicht geeignet. Die Voraussetzung für verlustfreies magnetisches Speichern ist nämlich, dass die magnetischen Dipolmomente der sich bewegenden Atome der Änderung des Magnetfeldes adiabatisch folgen können. Ist Letzteres nicht der Fall, so kann es zum Verlust der Spin-Orientierung (*Majorana-Spin-Flips*) kommen und ein Teil der Atome in einen nicht-fangbaren ( $g_F m_F = 0$ ) oder einen antifangbaren ( $g_F m_F < 0$ ) Zustand wechseln. Die Änderung des Quadrupolmagnetfeldes ist aber gerade in der Nähe des Magnetfeld-Nullpunktes  $|B(\vec{r}_0)| = 0$ , d. h. im Fallenzentrum, wo sich die ultrakalten Atome sammeln, am stärksten.

Folglich werden die Atome aus der Quadrupolfalle in eine sogenannte QUIC-Falle (*QUadrupole-Ioffe-Configuration*) umgeladen. Diese entsteht durch Überlagerung des Quadrupolfeldes mit einem magnetischen Dipol-Fernfeld einer dritten Spule (*Ioffe-Spule*), deren Symmetrieachse senkrecht zur derjenigen der Quadrupolspulen orientiert ist (vergleiche Abb. 9). Das QUIC-Fallenpotential kann in der Nähe des Fallenzentrums, welches um 7 mm gegen das Quadrupolfallenzenrum verschoben ist und ein

---

<sup>11</sup>Laut [12] ist  $50 \mu\text{K}$  gerade die Temperaturschwelle, unterhalb welcher die Rb-Cs-s-Wellenstreuung dominiert.

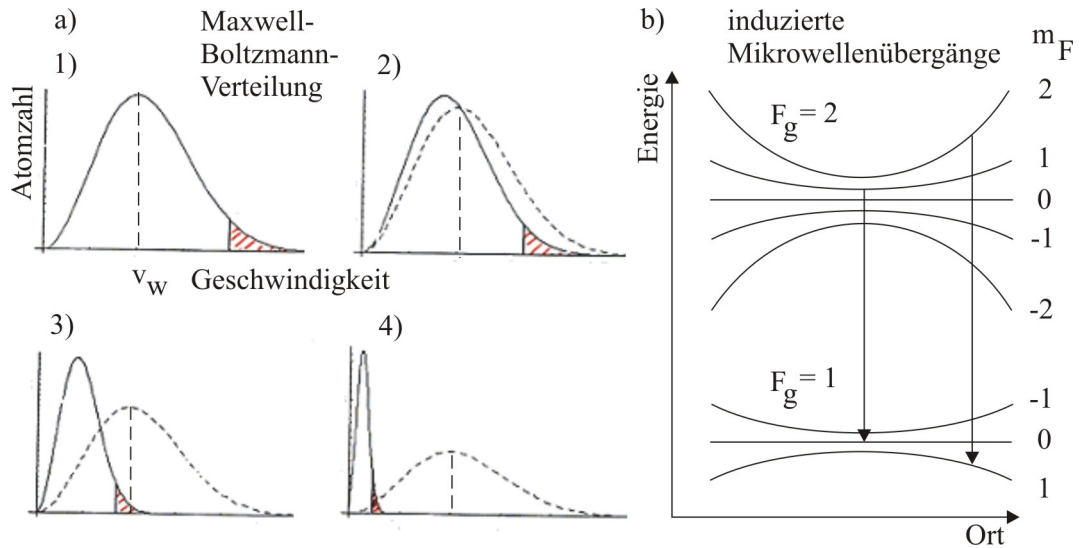


Abbildung 11: a) Zeitliche Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilungen bei evaporativem Kühlen. Die schraffierten Flächen zeigen den aus dem Fallenvolumen entfernten Anteil der Atome. Die gestrichelten Kurven deuten zum Vergleich eine Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung mit der anfänglichen wahrscheinlichsten Geschwindigkeit  $v_w$ , aber mit der jeweils verbleibenden Gesamtatomzahl, an. b) Schema der für das evaporative Kühlen von Rb genutzten Mikrowellenübergänge zwischen den Hyperfeinniveaus des elektronischen Grundzustandes.

nicht verschwindendes Offset-Feld von 1 G aufweist, harmonisch genähert werden. Das Umladen der Atomwolke aus der Quadrupolfalle in die QUIC-Falle erfolgt durch langsames Erhöhen des Stromes durch die Ioffe-Spule.

Alle weiteren experimentellen Schritte finden an den bei  $220 \mu\text{K}$  in der QUIC-Falle gespeicherten  $(2-3) \times 10^8$  Rb-Atomen und  $(2-3) \times 10^6$  Cs-Atomen statt.

## 4.4 Evaporatives Kühlen von Rubidium

Die Methode des *evaporativen Kühlens* beruht auf der wiederholten Entfernung energiereicher Atome aus dem Fallenvolumen und der anschließenden Thermalisierung des verbleibenden Ensembles durch elastische Stöße (siehe Abb. 11a) [31]. Voraussetzung dabei ist, dass die Thermalisierung des Ensembles auf einer deutlich kleineren Zeitskala stattfindet als die auftretenden Heizprozesse.

Am bestehenden Experiment wird die besagte Entfernung energiereicher Rb-Atome durch speziessensitive Mikrowelleneinstrahlung realisiert (siehe Abb. 11b). Dafür wird das mit dem Hyperfeinstrukturübergang  $|F_g = 2, m_F = 1\rangle \rightarrow |F_g = 1, m_F = 0\rangle$  des

elektronischen Grundzustandes resonante 6,83-GHz-Ausgangssignal einer Mikrowellenquelle mit einem Radiofrequenzsignal moduliert. Das obere Seitenband des Mischsignals wird zum Entfernen der energiereichen Atome aus dem fangbaren  $|F_g = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand in den antifangbaren  $|F_g = 1, m_F = 1\rangle$ -Zustand benutzt. Über eine zeitliche Verstimmung des Radiofrequenzsignals kann die Frequenz des oberen Seitenbandes Stück für Stück erniedrigt und somit die Tiefe des magnetischen Fallenpotentials kontinuierlich gemindert werden. Dies geht einerseits mit starken Atomzahlverlusten einher, andererseits aber sinkt auch die Temperatur des verbleibenden atomaren Ensembles um bis zu vier Größenordnungen ab.

Findet die Reduktion der Falltiefe hinreichend langsam statt, so kann auf diese Art und Weise für ein Rb-Ensemble die für den Übergang zur Bose-Einstein-Kondensation notwendige Phasenraumdichte  $\rho_c$  (siehe Kapitel 2.1) erreicht werden.

### 4.5 Sympathetisches Kühlen von Cäsium

Zur Untersuchung der Rb-Cs-Wechselwirkung an Mischungen vergleichbarer Atomzahlen (Rb:  $10^8$ ,  $|F_g = 2, m_F = 2\rangle$ -Zustand; Cs:  $10^6 - 10^5$ ,  $|F_g = 4, m_F = 4\rangle$ -Zustand) werden Cs-Atome mit den evaporativ gekühlten Rb-Atomen sympathetisch, d. h. durch Energieaustausch über elastische Stöße, mitgekühlt. Die dabei für das Cs-Ensemble erreichbaren Temperaturen werden zu 700 nK gemessen [7].

Über die Beobachtung der Temperaturentwicklung des Cs-Ensembles im Vergleich zur derjenigen des Rb-Ensembles werden auch Rückschlüsse auf den Streulängenbeitrag der Rb-Cs-s-Wellenstreuung gezogen und dieser zu  $|a_{\text{RbCs}}| \geq 150a_0$  ermittelt ( $a_0$  bezeichnet den Bohrschen Radius) [7].

### 4.6 Absorptionsabbildung

Zur quantitativen Auswertung der experimentellen Ergebnisse ist für Rb und Cs eine ortsaufgelöste Absorptionsabbildung aufgebaut. Zwei CCD-Kameras ermöglichen für beide Spezies die simultane Aufnahme der pro experimentellen Zyklus für die Datenauswertung benötigten Intensitätsverteilungen. Dazu gehören die Intensitätsverteilung

- des durch die Atomwolke transmittierten Abbildungsstrahls,
- des Abbildungsstrahls ohne die Atomwolke,
- des Streulichthintergrundes.

Diese Aufnahmen erfolgen stets nach dem Ausschalten der QUIC-Fallenmagnetfelder, d. h. zu einem Zeitpunkt, wenn sich die Atomwolke bereits im freien Fall befindet. Man spricht dabei von einer Messung im *Flugzeitverfahren* [28], [10].

Die Auswertung der aufgenommenen Daten erlaubt die Bestimmung der Atomzahlen und Temperaturen der betrachteten Ensembles und gibt Auskunft über ihre räumliche Ausdehnung mit einer Auflösung von ca.  $20 \mu\text{m}$ .

## 4.7 Nächste Schritte

In naher Zukunft soll die Möglichkeit bestehen, das in der QUIC-Falle erzeugte Rb-Kondensat über eine Absenkung des Quadrupolspulenstromes zurück an die MOT-Position zu transportieren und in eine rotverstimmte gekreuzte Dipolfalle (siehe Kapitel 3.2.1) umzuladen.

Hier wird es dann räumlich mit einzelnen, in einem eindimensionalen optischen Gitter (siehe Kapitel 3.2.3) gefangenen Cs-Atomen überlagert. Das Laden des optischen Gitters soll aus einer Cs-Einzelatom-MOT erfolgen, welche es ebenfalls noch zu realisieren gilt.

Für den Nachweis der einzelnen Cs-Atome in der MOT ist die bestehende Absorptionsabbildung nicht geeignet, da die von ihnen absorbierten Lichtmengen nicht mehr zu detektieren sind. Daher wird ein auf Fluoreszenzdetektion basierendes Abbildungssystem aufgebaut.

## 5 Fluoreszenzdetektion einzelner Cs-Atome

Für die angestrebte Untersuchung der Wechselwirkung zwischen einem Rb-BEC und einzelnen Cs-Atomen ist der Aufbau eines auf Fluoreszenzdetektion basierenden Abbildungssystems für den Nachweis der einzelnen Cs-Atome erforderlich. Das Design, die theoretische Simulation und der experimentelle Testaufbau eines solchen Fluoreszenzdetektionssystems sowie erste experimentelle Ergebnisse werden im Folgenden detailliert beschrieben.

Da das Abbildungssystem in das bestehende Experiment integriert werden soll, muss im Vorfeld sorgfältig untersucht werden, ob es für dessen Realisierung Einschränkungen gibt und welche Faktoren diese vorgeben. Dazu gehören u. a. fest montierte mechanische Komponenten, nur umständlich oder gar nicht zu verändernde Strahlverläufe, räumliche Abmessungen der Glaszelle und die Konfektion der Fasereinkopplung des für die Detektion zur Verfügung stehenden *Single-Photon-Counting-Moduls* (SPCM). Auf dieser Grundlage werden die Anforderungen an die optischen Eigenschaften und an die Maße des Objektivs ermittelt, welches das Fluoreszenzlicht der Cs-Atome sammeln soll, sowie an die dahinter anzubringenden Optiken.

Die größte Herausforderung für die Realisierung des Fluoreszenzdetektionssystems stellen jedoch die sehr kleinen zu detektierenden Lichtleistungen dar. Ein einzelnes als Zwei-Niveau-System mit der Linienbreite  $\gamma = 2\pi \times 5,2$  MHz idealisiertes Cs-Atom, welches z. B. dem nahresonanten Lichtfeld der MOT-Strahlen ausgesetzt ist, streut bei den gegebenen experimentellen Bedingungen ( $s_0 \gg 1$ ) eine Leistung von

$$P_{4\pi} = \hbar\omega \frac{\gamma}{2} \approx 3,8 \text{ pW}$$

in alle Raumrichtungen ab. Dies entspricht einem Photonenfluss von ca.  $1,6 \times 10^7$  Photonen pro Sekunde. Zum Vergleich: 1 nW Lichtleistung entspricht einem Photonenfluss von ca.  $4,3 \times 10^9$  Photonen pro Sekunde.

Damit ein möglichst großer Anteil dieser Photonen am Detektoreingang für den Nachweis zur Verfügung steht, muss für die Fluoreszenzdetektion ein Abbildungssystem mit einer möglichst hohen numerischen Apertur und geringen Verlusten realisiert werden. Die numerische Apertur eines optischen Systems ist als  $NA = \sin\alpha$  definiert, wobei  $\alpha$  im vorliegenden Fall den halben Öffnungswinkel des in das Objektiv eindringenden Fluoreszenzkegels bezeichnet.

Desweiteren gilt es, jeglichen Einfall von Streulicht in den Detektor zu vermeiden.

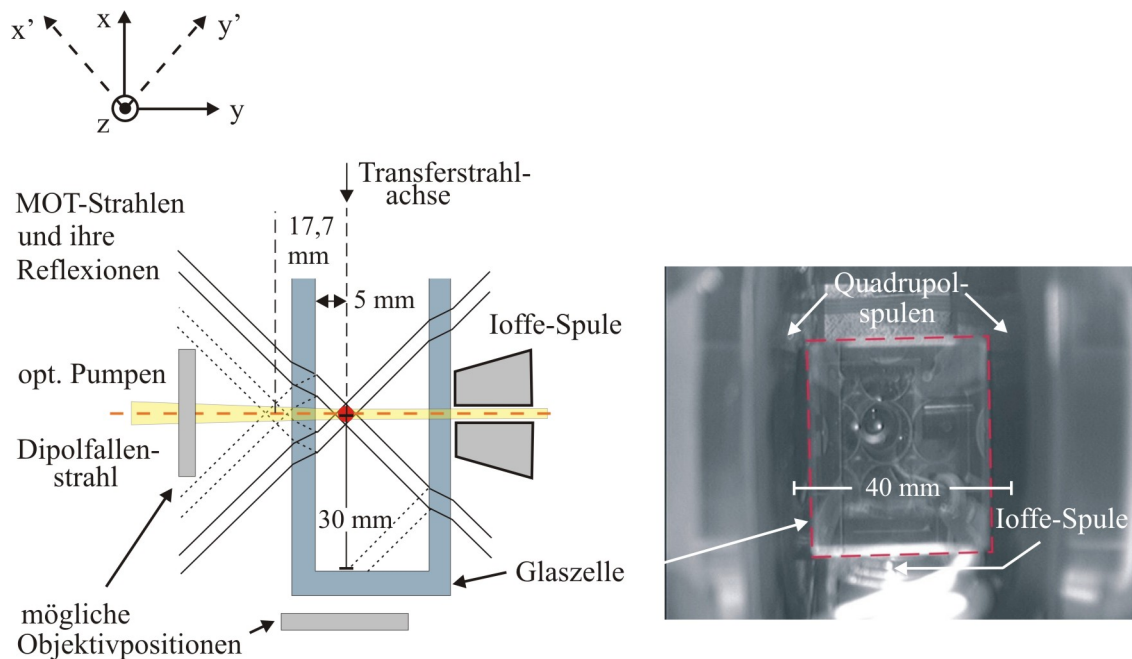


Abbildung 12: Links: Skizze der Strahlverläufe und ausgewählter MOT-Strahl-Reflexionen in der  $x-y$ -Ebene (vergleiche Abb. 9). Rechts: Blick durch den Glaszellenboden. Am unteren Rand ist die Ioffe-Spule erkennbar, links und rechts die Quadrupolspulenshalterungen.

## 5.1 Vorüberlegungen

Der gegebene experimentelle Aufbau lässt eine Beobachtung der fluoreszierenden Cs-Atome lediglich an zwei Stellen zu (siehe Abb. 12).

Eine Möglichkeit besteht darin, die Fluoreszenz durch die einzig zugängliche Seitenwand der Glaszelle zu detektieren. Dies scheint auf den ersten Blick von Vorteil zu sein, weil der Quadrupolspulenkörper inkl. Ioffe-Spule relativ zur Glaszelle so positioniert ist, dass sich das MOT-Zentrum im Abstand von ca. 5 mm zur Glaszelleninnenwand befindet, was den Einsatz eines kurzbrennweitigen Objektivs mit einer hohen numerischen Apertur erlauben könnte.

Bei genauerer Betrachtung werden jedoch schnell Probleme erkennbar. So verläuft zum Beispiel entlang dieser Beobachtungsachse sowohl das Licht vom optischen Pumpen (siehe Kapitel 4.3) als auch ein Arm der gekreuzten Dipolfalle. Der Einsatz des Objektivs an dieser Stelle würde also zum einen einen Neuaufbau für das optische Pumpen und zum anderen eine vollständige Unterdrückung des 1,5 W starken Dipolfallenstrahls, dessen Leistung um den Faktor  $10^{12}$  die nachzuweisende Fluoreszenzleistung übersteigt, erfordern. Zusätzlich gilt es, den Verlauf der Reflexionen<sup>12</sup> der Cs-MOT-

<sup>12</sup>Im Folgenden sind bei Betrachtung der MOT-Strahl-Reflexionen stets nur die Reflexionen 1. Ord-

Strahlen an der seitlichen Außenwand der Glaszelle zu bedenken, die möglichst nicht in das Objektiv gelangen sollten, da ihre Lichtleistung ebenfalls rund  $10^7$  mal größer ist als die Leistung der nachzuweisenden Fluoreszenz. Letzteres legt eine untere Grenze von

$$x_{min} = \frac{D}{2} + \frac{d}{\sqrt{2}} + 17,7 \text{ mm} \quad (5.1)$$

für den Arbeitsabstand<sup>13</sup> des Objektivs fest und stellt so eine Einschränkung der erreichbaren numerischen Apertur dar. In (5.1) steht  $D$  für den Außendurchmesser des Objektivtubus,  $d$  für den Durchmesser der MOT-Strahlen und 17,7 mm entsprechen gerade dem Abstand des Kreuzungsmittelpunktes der MOT-Strahlreflexionen zur MOT-Position.

Die zweite Möglichkeit besteht darin, das Fluoreszenzlicht sammelnde Objektiv unter der Glaszelle anzubringen. Der Vorteil dabei ist, dass auf dieser senkrechten Beobachtungsachse allein der Transferstrahl des Rb-Doppel-MOT-Systems verläuft, der zum Zeitpunkt einer Fluoreszenzmessung vollständig unterdrückt wäre. Der Nachteil ist, dass man ein langbrennweitigeres Objektiv benötigt und somit an numerischer Apertur einbüßt. Außerdem gilt es auch hier, den Verlauf der Reflexionen der Cs-MOT-Strahlen zu bedenken, und zwar an der Innenwand der Glaszelle (siehe ebenfalls Abb. 12). Im Vergleich zu den Cs-MOT-Strahlreflexionen an der seitlichen Außenwand der Glaszelle ist der Ausgangspunkt für die Reflexionen an der Glaszelleninnenwand räumlich viel stärker gegen die MOT-Position verschoben. Dies kann genutzt werden, um das Licht der MOT-Strahlreflexionen an der Glaszelleninnenwand durch sorgfältiges räumliches Filtern vom nachzuweisenden Fluoreszenzlicht zu trennen.

Insbesondere im Hinblick auf die Zukunft, wo der Aufbau einer orts aufgelösten Fluoreszenzabbildung für einzelne Cs-Atome in ein- oder zweidimensionalen optischen Gittern in der  $y$ - $z$ -Ebene notwendig werden könnte, fällt die Entscheidung schließlich zu Gunsten der Fluoreszenzdetektion entlang der  $x$ -Achse durch den Glaszellenboden.

An das zu wählende Objektiv resultiert daraus die Forderung nach einer hinreichend großen Brennweite, da die Cs-Atome ca. 30 mm über dem Glaszellenboden gefangen werden. Um das Objektiv zwischen den Quadrupolspulen nahe dem Glaszellenboden befestigen zu können, darf sein Außendurchmesser maximal 40 mm betragen.

---

nung gemeint.

<sup>13</sup>Als Arbeitsabstand wird im Folgenden stets der Abstand der MOT-Position / Objektivfokussposition zur ersten ihr zugewandten Linsenoberfläche des Objektivs bezeichnet.



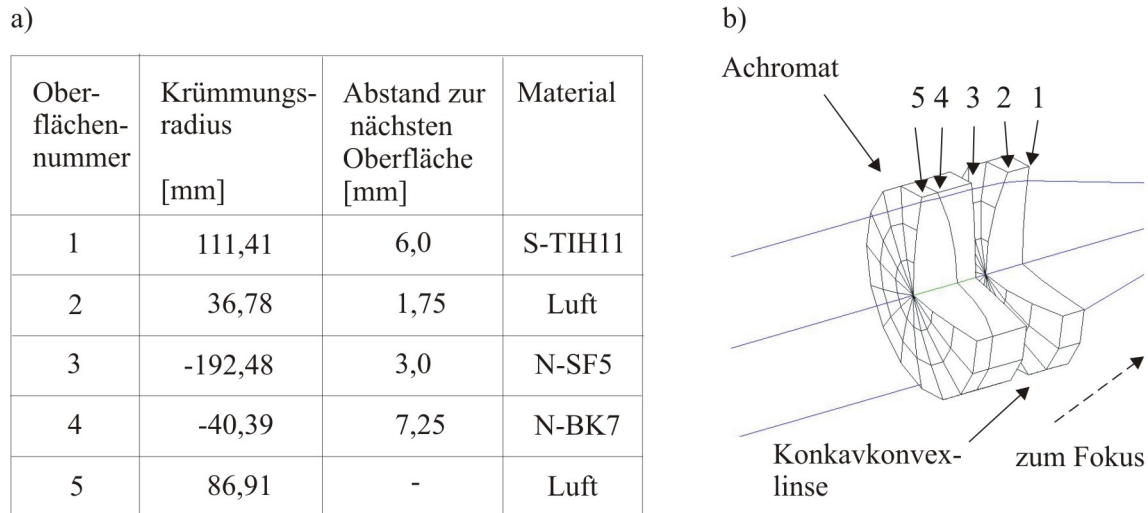


Abbildung 13: a) Daten des gewählten kommerziellen Hoch-Apertur-Laserobjektivs. Mit freundlicher Genehmigung der LINOS Photonics GmbH & Co. KG. b) Maßstabsgetreue 3-D-Skizze zum Objektivaufbau.

## 5.2 Das Objektiv

Das zum Sammeln des Fluoreszenzlichts und zu dessen Fokussierung auf die Detektorfaser (siehe im voraus Abb. 20) gewählte Objektiv ist ein kommerzielles Hoch-Apertur-Laserobjektiv der Firma LINOS Photonics (G 038 904 000). Mit einem Außendurchmesser von  $D = 40$  mm nutzt dieses den durch den MOT-Spulenkörper seitlich begrenzten zur Verfügung stehenden Raum vollständig aus. Es besteht aus einer Konkavkonvexlinse und einem Achromaten, deren effektive freie Apertur  $D_{\text{eff}} = 30$  mm beträgt. Beide Elemente sind für den sichtbaren Bereich antireflexbeschichtet und erlauben eine Gesamttransmission von  $\geq 80\%$  bei einer Wellenlänge von 852 nm. Detaillierte Angaben zum Objektivaufbau wie Krümmungsradien, verwendeten Glassorten usw. können Abbildung 13 entnommen werden.

### 5.2.1 Simulation der optischen Eigenschaften

Um Informationen über die optischen Eigenschaften und auch über die Leistungsgrenzen des gewählten Objektivs zu erhalten, wird sein Abbildungsverhalten zunächst mit Hilfe der Optikdesign-Software OSLO (Lambda Research) simuliert. Dabei wird auch der Einfluss des 5 mm dicken Glaszellenbodens auf das System untersucht.

**Brennweite, Arbeitsabstände und numerische Apertur:** Die Brennweite des Objektivs beträgt  $f_{\text{Obj.}} = 51,2$  mm, woraus bei optimaler Justage ein Arbeitsabstand (Abstand zwischen dem Fokus des Objektivs und der ersten ihm zugewandten Linsenoberfläche) von 44,6 mm resultiert. Bezieht man den Glaszellenboden in die Berechnungen mit ein, so vergrößert sich der Arbeitsabstand auf 46,2 mm, was ausreichend ist, um die Fluoreszenz der in 30 mm über dem Glaszellenboden gefangenen Cs-Atome gut sammeln zu können.

Für die numerische Apertur ergibt sich ein Wert von  $NA = 0,29$ . Da der von einem Objektiv gesammelte Fluoreszenzanteil dem Verhältnis des von ihm abgedeckten Raumwinkels zum vollen Raumwinkel entspricht, ist damit gemäß [32]

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2}(1 - \sqrt{1 - (NA)^2}) \quad (5.2)$$

ein Nachweis von 2,1 % der atomaren Gesamtfluoreszenz möglich.

Im Folgenden werden Abbildungsfehler, Wellenfrontabweichungen und das räumliche Auflösungsvermögen des ausgewählten Objektivs untersucht. Die Untersuchung der Abbildungsfehler - oder Aberrationen - eines optischen Systems ist deshalb von Interesse, weil diese eine Deformierung der Wellenfronten des durch das optische System propagierenden Lichtfeldes verursachen. Diese Deformierung hat wiederum Auswirkungen auf die Verteilung der Lichtenergie in der Bildebene, d. h. auf das Auflösungsvermögen des Systems und auf die Abbildungsqualität. Dies aber ist auch für den reinen Fluoreszenznachweis von Bedeutung, weil die Verteilung der Lichtenergie in der Bildebene zum einen die Effizienz der Fluoreszenzeinkopplung in die Detektorfaser begrenzen kann und zum anderen die Effizienz des räumlichen Filterns (siehe Abb. 20).

Während die experimentelle Bestimmung des Auflösungsvermögens eines optischen Systems mit einfachen Mitteln nicht zu realisieren ist, können insbesondere bei kleinen Aberrationen die Deformierungen der Wellenfronten, die *Wellenfrontabweichungen*, mit Hilfe eines *Keilplatten-Interferometers* abgeschätzt werden (siehe Kapitel 5.2.2) [33], [34]. Stimmen dafür die theoretisch vorhergesagten und die experimentell bestimmten Werte überein, so kann man davon ausgehen, dass selbiges auch für das Auflösungsvermögen gilt.

**Abbildungsfehler:** Die verwendete Design-Software OSLO klassifiziert Abbildungsfehler nach der von P.L. Seidel vorgeschlagenen Methode [35], [36]. Dabei wird die Propagation eines Lichtstrahls von der Gegenstandsebene bis zur Bildebene betrachtet und die Abweichung  $\epsilon_{x,y}$  der realen Bildpunktkoordinaten von den Bildpunktkoordina-

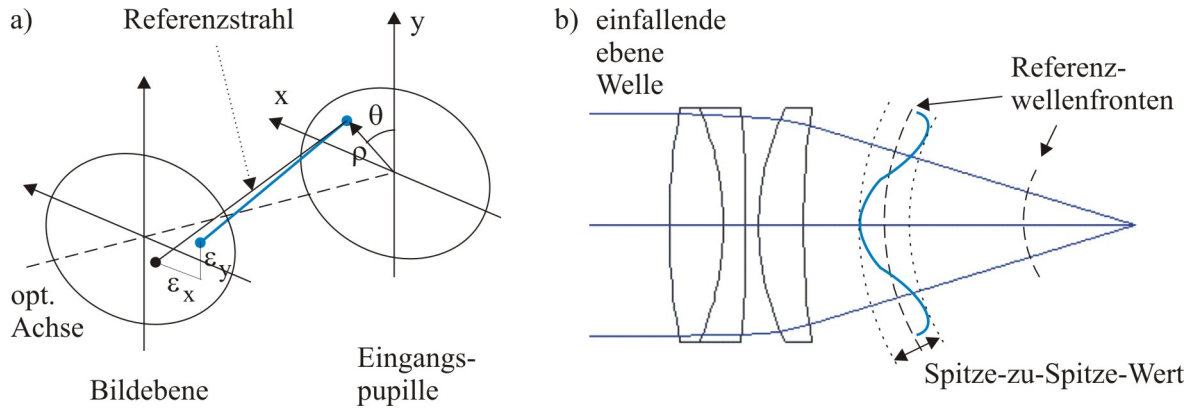


Abbildung 14: Skizzen zur Berechnung der a) Seidel-Koeffizienten und b) der Wellenfrontabweichungen. Als Eingangspupille wird das objektseitige Bild der Öffnungsblende (*engl.: aperture stop*) eines optischen Systems bezeichnet. Als Öffnungsblende eines optischen Systems wiederum gilt jene Komponentenoberfläche, die den Raumwinkel für durch das System propagierende Strahlen, welche von einem auf der optischen Achse positionierten Objekt ausgehen, begrenzt [37].

ten im aberrationsfreien Fall in einer Laurent-Reihe entwickelt (siehe Abb. 14a) [19]. Während die Entwicklungsterme 1. Ordnung die aus der Matrizenoptik bekannte lineare Näherung der Strahlpropagation beschreiben und die Beiträge 2. Ordnung aus Symmetriegründen entfallen, ergibt sich für die Beiträge 3. Ordnung [27]:

$$\begin{aligned}\epsilon_y^{(3)} &= B_1 \rho^3 \cos \theta + B_2 h \rho^2 (2 + \cos 2\theta) + (3B_3 + B_4) h^2 \rho \cos \theta + B_5 h^3 \\ \epsilon_x^{(3)} &= B_1 \rho^3 \sin \theta + B_2 h \rho^2 \sin 2\theta + (B_3 + B_4) h^2 \rho \sin \theta\end{aligned}$$

Dabei ist  $0 \leq h \leq 1$  die auf den maximalen Aperturradius normierte Gegenstandshöhe,  $0 \leq \rho \leq 1$  und  $\theta$  sind die ebenfalls normierten Polarkoordinaten des Strahlschnittpunktes mit der Eingangspupille des betrachteten optischen Systems. Die Vorfaktoren  $B_{1-5}$  sind als *Seidel-Koeffizienten* bekannt und können von OSLO berechnet werden.

Auf Grund der hohen numerischen Apertur des gewählten Objektivs liefert der die sphärische Aberration beschreibende Koeffizient mit  $B_1 = -2,24 \times 10^{-2}$  den größten Beitrag zu den Abbildungsfehlern. Die Seidel-Koeffizienten der sphärischen Aberration aus den Entwicklungstermen 5. (7.) Ordnung werden von OSLO zu  $B_1^{(5)} = 1,68 \times 10^{-2}$  ( $B_1^{(7)} = 0,30 \times 10^{-2}$ ) berechnet. Der Seidel-Koeffizient der Koma ( $B_2 \approx 10^{-8}$ ) und derjenige des Astigmatismus ( $B_3 \approx 10^{-12}$ ) sind für die geplante Anwendung - das Einsammeln der Fluoreszenz einer auf der optischen Achse positionierten Quelle und deren Fokussierung auf die ebenfalls auf der optischen Achse befindliche Detektorfaser - nicht von Bedeutung und werden daher für höhere Ordnungen nicht betrachtet.

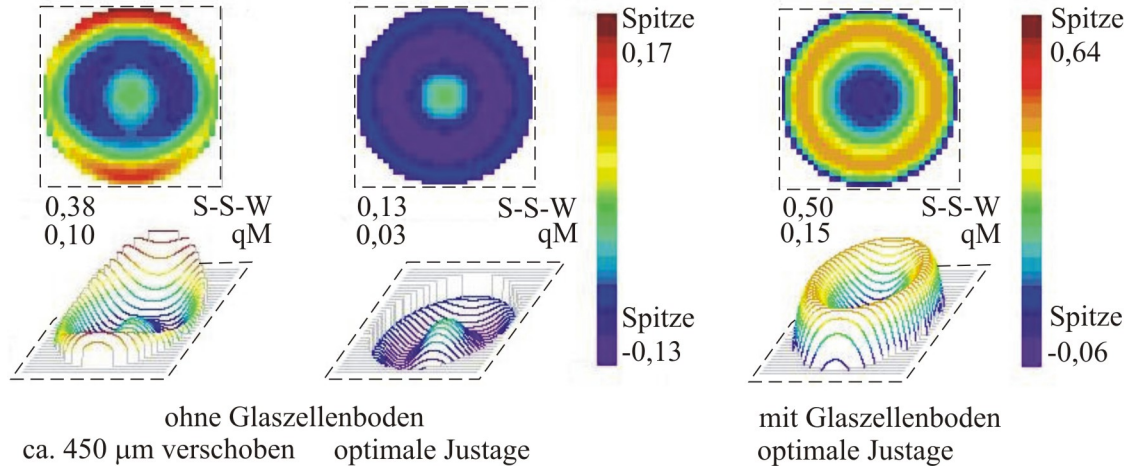


Abbildung 15: 3D- und Konturenplots der Wellenfrontabweichungen. Die Einheiten der Zahlenwerte sind  $\lambda = 852 \text{ nm}$ , "qM" bezeichnet das quadratische Mittel, "S-S-W" den Spitze-zu-Spitze-Wert. Die beiden linken Plots beschreiben die vom ausgewählten Objektiv verursachten Wellenfrontabweichungen für den Fall, dass das Objektiv  $450 \mu\text{m}$  in der zur optischen Achse senkrechten Ebene gegen die Optimalposition versetzt ist und für den Fall der optimalen Objektivjustage. Der rechte Plot zeigt die Situation bei optimaler Objektivjustage mit Berücksichtigung des Glaszellenbodens.

Analoge Berechnungen der Aberrationen mit Berücksichtigung des Glaszellenbodens ergeben  $B_1 = 0,03 \times 10^{-2}$ ,  $B_1^{(5)} = 1,90 \times 10^{-2}$  und  $B_1^{(7)} = 0,32 \times 10^{-2}$ .

**Wellenfrontabweichungen:** Nachfolgend werden Wellenfrontabweichungen, die das Objektiv auf Grund von Aberrationen an einer einfallenden ebenen Welle verursacht, untersucht.

Im Idealfall eines aberrationsfreien fokussierenden Systems weisen die Wellenfronten einer ebenen Welle nach dem Durchgang durch die Optiken Sphärenform auf. D. h. sie sind identisch mit denen einer Kugelwelle, deren Ursprung auf der optischen Achse in der Bildebene liegt. Mit eben diesen sogenannten *Referenzwellenfronten* werden die vom betrachteten optischen System generierten Wellenfronten verglichen<sup>14</sup> (siehe

<sup>14</sup>Im Allgemeinen ändern die durch Aberrationen deformierten Wellenfronten beim Fortschreiten ihre Form [35], [36]. Das hat zur Folge, dass an unterschiedlichen Beobachtungspunkten, d. h. bei unterschiedlichen Referenzwellenradien, auch unterschiedliche Wellenfrontabweichungen vorliegen. Bei kleinen Aberrationen ist dieser Effekt jedoch gering und die Wellenfrontabweichungen daher vom Referenzwellenradius näherungsweise unabhängig. Als Referenzwellenradius wählt OSLO den Abstand von der Bildebene zur Ausgangspupille (Öffnungsblende im Bildraum) des optischen Systems.

Abb. 14). Zu diesem Zweck berechnet OSLO auf der Grundlage der geometrischen Optik die optischen Wegunterschiede zwischen sämtlichen Punkten der zu untersuchenden Wellenfront und der Referenzwellenfront. Die Ergebnisse dieser Berechnungen geben u. a. Auskunft über das quadratische Mittel<sup>15</sup> der Wellenfrontabweichung sowie über den Spitze-zu-Spitze-Wert. Dieser bezeichnet den größten, zwischen zwei unterschiedlichen Punkten der untersuchten Wellenfront bestehenden optischen Wegunterschied.

Der Arbeitsabstand des Objektivs, d. h. sein Abstand von der Bildebene und somit vom Ursprung der Referenzwelle, wird stets so gewählt, dass das quadratische Mittel der Wellenfrontabweichung minimal wird. Diese Einstellung wird als optimale Justageposition entlang der optischen Achse allen theoretischen Betrachtungen dieses Abschnitts zu Grunde gelegt.

Für das quadratische Mittel der Wellenfrontabweichung, die das gewählte Objektiv bei optimaler Justage verursacht, erhält man so einen Wert von  $0,03 \lambda$  (siehe Abb. 15). Der Spitze-zu-Spitze-Wert beträgt  $0,13 \lambda$ . Besonders empfindlich reagiert das System auf Dejustage entlang der optischen Achse. So verursacht zum Beispiel eine Defokussierung um  $6,4 \mu\text{m}$ , was gemäß

$$z_0 = \frac{w_0^2 \pi}{\lambda} \approx 3,2 \mu\text{m} \quad \text{mit} \quad w_0 = 0,9 \mu\text{m} \quad (\text{Strahltaile im Objektivfokus})$$

gerade zwei Rayleigh-Längen  $z_0$  entspricht, eine Verdreifachung des quadratischen Mittels der Wellenfrontabweichung auf  $0,10 \lambda$ . Eine entsprechende Zunahme durch ausschließliche Dejustage in der zur optischen Achse senkrechten Ebene ist dagegen erst bei einem Versatz des Objektivs um ca.  $450 \mu\text{m}$  gegen die Optimalposition zu beobachten.

Die Berücksichtigung des Glaszellenbodens wirkt sich auf die Wellenfrontabweichung nachteilig aus und erhöht ihr quadratisches Mittel auf  $0,15 \lambda$  bei optimaler Objektivjustage. Der Spitze-zu-Spitze-Wert ergibt sich zu  $0,50 \lambda$ . Die relative Empfindlichkeit auf eine Defokussierung um zwei Rayleigh-Längen  $z_0$ , welche einen Anstieg des quadratischen Mittels um 20 %, d. h. auf  $0,18 \lambda$ , verursacht, ist jedoch deutlich geringer. Diese Wellenfrontabweichung zeigt sich auch - analog zu dem oben beschriebenen Fall ohne Berücksichtigung des Glaszellenbodens - bei einem seitlichen Versatz des Objektivs um ca.  $450 \mu\text{m}$  gegen die Optimalposition.

Aus den vorgenommenen Betrachtungen der Wellenfrontabweichungen lassen sich auch die Anforderungen an die Justagegenauigkeit für das gewählte Objektiv ableiten. Die Positionierung des Objektivs entlang der optischen Achse stellt offensichtlich die

<sup>15</sup>Das quadratische Mittel einer Messreihe  $\{x_i\}$  ist gegeben durch  $\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i^2}$ .

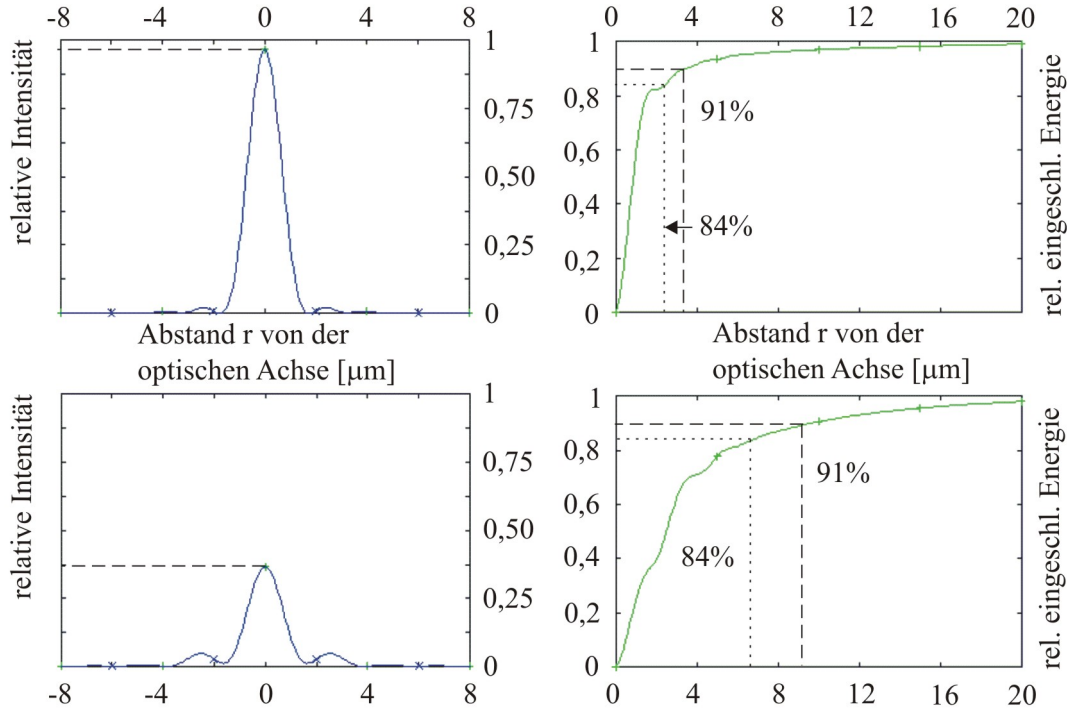


Abbildung 16: Links: Die PSF der untersuchten Abbildung ohne (oben) und mit (unten) Berücksichtigung des Glaszellenbodens. Rechts: In Kreisflächen mit Radius  $r$  eingeschlossener Anteil an der gesamten Lichtenergie in der Bildebene ohne (oben) und mit (unten) Berücksichtigung des Glaszellenbodens.

größere Herausforderung dar.

**Räumliches Auflösungsvermögen:** Für das Auflösungsvermögen eines optischen Systems ist die Intensitätsverteilung in der Bildebene entscheidend, welche über die *Point-Spread-Funktion* (PSF) beschrieben wird. Der zentrale Intensitätspeak der PSF wird als *Airy-Scheibe* bezeichnet. Im Idealfall einer ausschließlich beugungsbegrenzten, d. h. aberrationsfreien, Abbildung sind ca. 84 % der Lichtenergie innerhalb der Airy-Scheibe kumuliert, 91 % verteilen sich auf die Airy-Scheibe und das erste ringförmige Beugungsmaximum [38]. Abbildung 16 zeigt die PSF der untersuchten Abbildung mit und ohne Berücksichtigung des Glaszellenbodens und gibt Auskunft über die relative, in kreisförmigen Flächensegmenten der Bildebene eingeschlossene Lichtenergie.

Die Abbildungseigenschaften des Objektivs stimmen näherungsweise mit denjenigen eines äquivalenten aberrationsfreien Systems überein. Das *Strehl-Verhältnis*, sprich der

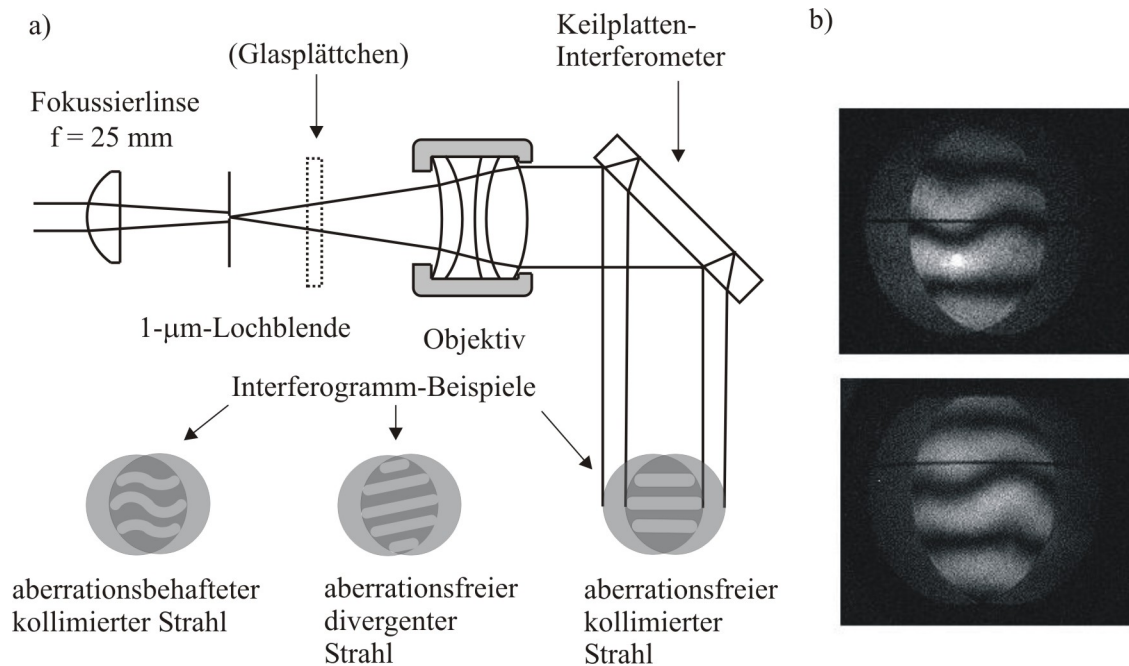


Abbildung 17: a) Skizze des experimentellen Aufbaus für den Objektivtest sowie Skizzen ausgewählter Keilplatten-Interferogramme. Die Keilförmigkeit der Interferometerglasplatte äußert sich in der zur Zeichenebene senkrechten Richtung. b) In beiden zur optischen Achse senkrechten Richtungen aufgenommene Keilplatten-Interferogramme des Objektivs bei best möglicher Justage.

Quotient aus dem zentralen PSF-Maximum des betrachteten Systems zum zentralen PSF-Maximum eines äquivalenten aberrationsfreien Systems, beträgt hier 0,97, wobei Äquivalenz in diesem Zusammenhang Gleichheit in Bezug auf den Linsendurchmesser und die Brennweite bedeutet. 84 % der gesamten Lichtenergie sind auf die Airy-Scheibe mit einem Radius von  $1,8 \mu\text{m}$  zentriert.

Das Einbeziehen des Glaszellenbodens aber führt zu merklichen Abweichungen vom Idealfall. Das Strehl-Verhältnis ergibt sich zu 0,37, was bedeutet, dass ein merklicher Teil der Lichtenergie auf die Beugungsmaxima 1. und 2. Ordnung entfällt. Folglich verteilen sich 84 % der Lichtenergie auf eine Kreisfläche mit einem Radius von ca.  $6,6 \mu\text{m}$ , 91 % der Lichtenergie sogar auf eine Kreisfläche mit einem Radius von mehr als  $9 \mu\text{m}$ .

Für eine räumlich auflösende Abbildung durch den Glaszellenboden wäre das untersuchte Objektiv demnach nicht optimal gewählt, für den angestrebten Fluoreszenznachweis dagegen ist es gut geeignet.

### 5.2.2 Experimentelle Überprüfung der Vorhersagen

Um sicher zu stellen, dass die optischen Eigenschaften des realen Objektivs mit denjenigen des simulierten Objektivs übereinstimmen, werden die Vorhersagen bezüglich der Wellenfrontabweichung und des Arbeitsabstandes in einem Testaufbau experimentell überprüft.

Hierfür wird der Strahl eines bei 852 nm emittierenden Diodenlasers mittels einer Plankonvexlinse der Brennweite  $f = 25$  mm auf eine  $1\text{-}\mu\text{m}$ -Lochblende fokussiert. Diese dient dann als Punktquelle und wird - im Hinblick auf den Testaufbau des gesamten Abbildungssystems - der MOT-Position entsprechend ca. 25,5 cm über dem optischen Tisch an einer Stativstange befestigt.

Dahinter kann zur Simulation des Glaszellenbodens ein Glasplättchen mit ähnlichen optischen Eigenschaften (Thorlabs WG41050-B) angebracht werden.

Das Objektiv wird in einer speziell angefertigten Halterung auf einem Drei-Achsen-Positionierer (Thorlabs MBT616/M) befestigt, welcher laut Hersteller eine auf 50 nm genaue Justage über Feingewindeschrauben erlaubt (vergleiche Kapitel 5.2.1, Wellenfrontabweichungen), und auf die besagte Lochblende ausgerichtet. Die Überprüfung der Justagegenauigkeit findet mit Hilfe eines Keilplatten-Interferometers (Melles Griot 09SPM003) statt (siehe Abb. 17a).

Das Herzstück eines solchen Interferometers bildet für gewöhnlich eine leicht keilförmige Glasplatte hoher Oberflächenqualität. Trifft ein kohärenter Lichtstrahl auf diese Glasplatte, so kann man die beiden an Vorder- und Rückseite reflektierten Teilstrahlen auf einem ins Interferometergehäuse integrierten Schirm beobachten. Auf Grund der endlichen Dicke der Glasplatte und wegen ihrer Keilform sind die reflektierten Teilstrahlen räumlich gegeneinander verschoben. Im Bereich ihres Überlapps ist ein deutliches Interferenzmuster sichtbar, welches von ihrem optischen Wegunterschied herrührt und - je nach Intensität und Wellenlänge des Lichts - mit bloßem Auge oder mit einer CCD-Kamera beobachtet werden kann. Im Idealfall eines perfekt kollimierten einfallenden Lichtstrahls mit ebenen Wellenfronten besteht das Interferenzmuster aus äquidistanten, geraden Interferenzstreifen, die parallel zur Achse des einfallenden Strahls ausgerichtet sind. Diese ist meist durch eine Referenzlinie auf dem Schirm des Interferometers markiert. Eine leichte Divergenz oder Konvergenz des einfallenden Lichtstrahls macht sich durch eine Neigung der Interferenzstreifen relativ zur Referenzlinie bemerkbar, Verzerrungen der Wellenfronten äußern sich in einer Krümmung der Interferenzstreifen [33]. Die optimale Objektivposition ist erreicht, wenn die in beiden zur optischen Achse senkrechten Richtungen aufgenommenen Keilplatten-Interferogramme vergleichbar



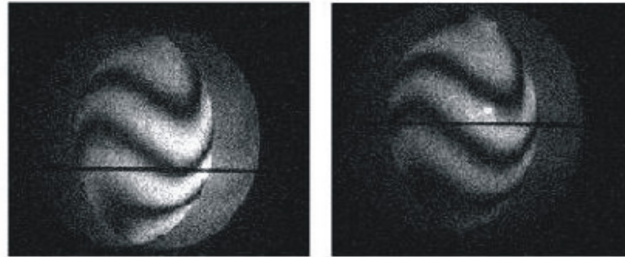


Abbildung 18: In beiden zur optischen Achse senkrechten Richtungen aufgenommenen Keilplatten-Interferogramme des Objektivs mit eingesetztem Glasplättchen bei best möglicher Justage.

viele zur Referenzlinie parallele Interferenzstreifen aufweisen.

Abbildung 17b zeigt die ohne Glasplättchen aufgenommenen Interferogramme, welche auf eine gute Strahlkollimation schließen lassen. Sie erlauben eine Abschätzung des quadratischen Mittels der Wellenfrontabweichung zu  $0,5 \lambda$ , was vermutlich auf Abweichungen des realen Objektivdesigns von der simulierten Situation zurückzuführen ist. Der bei dieser ObjektivEinstellung zu 44,6 mm vermessene Arbeitsabstand trifft genau die theoretische Vorhersage.

Mit eingesetztem Glasplättchen sind etwas stärkere Abweichungen von den theoretischen Vorhersagen zu beobachten (siehe Abb. 18). Während der Arbeitsabstand mit 45 mm lediglich um 1,5 % von dem Theoriewert abweicht, beträgt das anhand der Keilplatten-Interferogramme geschätzte quadratische Mittel der Wellenfrontabweichung in diesem Fall mindestens  $(2-3) \lambda$ . Die Ursache dafür liegt mit großer Wahrscheinlichkeit in einer Schrägstellung des Glasplättchens bezüglich der optischen Achse, da dieses im Testaufbau nur per Hand ausgerichtet werden kann.

Um das Objektiv später zwischen den Quadrupolspulen positionieren und dabei stabil halten zu können, muss das hintere Tubusende durch ein zusätzliches Rohrstück verlängert werden. Bei dieser Gelegenheit wird auch das vordere, d. h. der Glaszelle zugewandte Tubusende, um 1 mm gekürzt, damit das Objektiv später gefahrlos hinreichend nahe an den Glaszellenboden gebracht werden kann.

Für die Dauer dieser Modifikationsarbeiten werden die Objektivlinsen aus dem Tubus entnommen, um jegliche Beschädigung zu vermeiden. Ihre Ränder werden geschwärzt, damit hier auftreffendes Streulicht absorbiert wird. Im Anschluss wird das Objektiv erneut zusammengesetzt und wiederholt getestet, um sicher zu stellen, dass das Herausnehmen und Wiedereinsetzen der Linsen sich nicht nachteilig auf die Abbildungseigenschaften des Objektivs ausgewirkt hat. Die dabei aufgenommenen Inter-

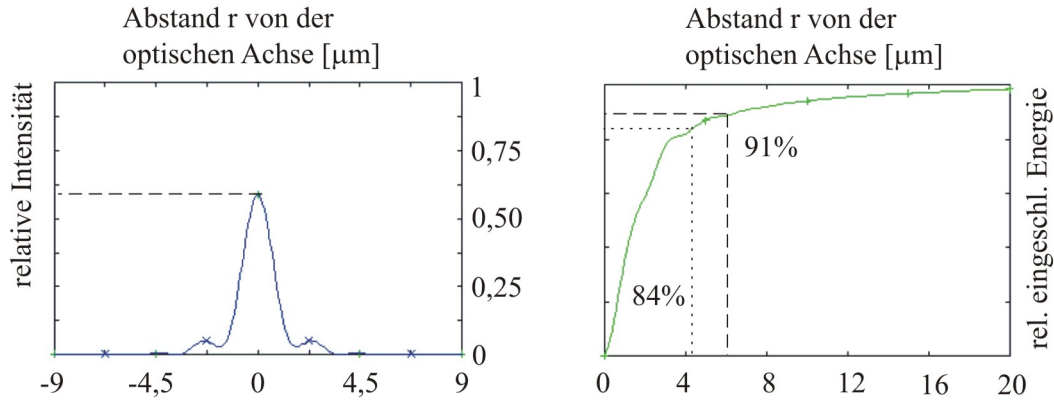


Abbildung 19: Links: Die PSF der Abbildung durch das gesamte Fluoreszenzdetektionssystem. Rechts: Der dazugehörige in Kreisflächen mit Radius  $r$  eingeschlossene Anteil an der gesamten Lichtenergie in der Bildebene.

ferogramme sind - soweit man das mit bloßem Auge qualitativ beurteilen kann - mit den ursprünglichen vergleichbar.

### 5.3 Das Fluoreszenzdetektionssystem

Eine nicht maßstabsgetreue Skizze des gesamten, symmetrisch aufgebauten Abbildungssystems zur Fluoreszenzdetektion einzelner Cs-Atome zeigt Abbildung 20.

#### 5.3.1 Simulation der optischen Eigenschaften

Um zu untersuchen, welchen Einfluss zwei Objektive, der Glaszellenboden und die beiden verwendeten Achromaten auf das Auflösungsvermögen des gesamten Fluoreszenzdetektionssystems haben, wird dieses ebenfalls mit OSLO simuliert. Die dazugehörige PSF und die in Kreisflächen mit Radius  $r$  in der Bildebene eingeschlossene relative Lichtenergie können Abbildung 19 entnommen werden. Da die Deformierung der Wellenfront durch das System "Objektiv + Glaszellenboden" relativ zur Referenzwellenfront in umgekehrter Richtung stattfindet als die durch das Objektiv allein verursachte Wellenfrontdeformierung (vergleiche Abb. 15), heben sich diese vermutlich zum Teil auf. Das Strehl-Verhältnis für die Abbildung durch das gesamte Fluoreszenzdetektionssystem beträgt etwa 0,6. 84 % (91 %) der gesamten Lichtenergie verteilen sich in der Bildebene auf eine Kreisfläche mit dem Radius  $r = 4,3 \mu\text{m}$  ( $r = 6,0 \mu\text{m}$ ).

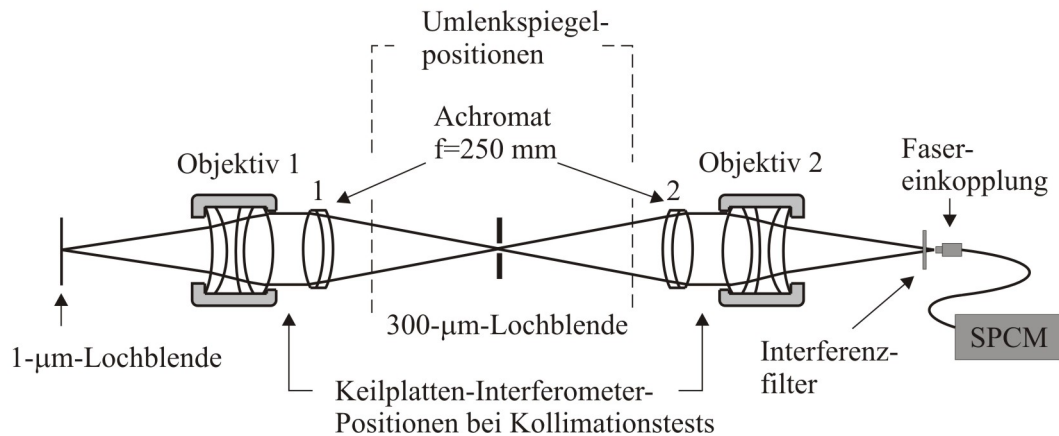


Abbildung 20: Nicht maßstabsgetreue Skizze des Abbildungssystems zur Fluoreszenzdetektion einzelner Cs-Atome.

### 5.3.2 Der Testaufbau

Vor dem endgültigen Einbau des Fluoreszenzdetektionssystems in das Gesamtexperiment, wird dieses separat aufgebaut und getestet, um mit dessen Handhabung vertraut zu werden und die Einzelkomponenten vorzujustieren. Letzteres ist vor allem deshalb wichtig, weil es nach dem Einbau des Detektionssystems in das Gesamtexperiment keine deutlich sichtbare, durch das Detektionssystem propagierende Lichtkomponente geben wird, an deren Verlauf man sich bei der Einzelkomponentenjustage orientieren können.

Alle optischen Elemente sind, um die empfindliche Abbildung vor Streulicht von Außen zu schützen, in ein verschlossenes Tubussystem (Tubussystem C, LINOS Photonics) eingebaut, lediglich das Fluoreszenz sammelnde Objektiv wird am Tubussystem nicht befestigt. Berücksichtigt man sämtliche Verluste an den Einzelkomponenten des Systems, so stehen am Ende ca. 69 % der vom Objektiv eingesammelten Fluoreszenzphotonen für die Detektion zur Verfügung.

In den kollimierten Lichtstrahl hinter dem auf die 1-µm-Lochblende mit Hilfe des Keilplatten-Interferometers justierten Objektiv wird ein Achromat der Brennweite  $f = 250$  mm eingebracht, welcher den Lichtstrahl auf eine Lochblende mit einem Durchmesser von  $300 \mu\text{m}$  fokussiert.

Diese Lochblende gewährleistet, dass später ausschließlich von den fluoreszierenden Cs-Atomen stammendes Licht bis zum Detektor gelangen kann. Das Sichtfeld des Abbildungssystems wird auf diese Art und Weise wegen  $f/f_{\text{Obj.}} \approx 5$  auf  $60 \mu\text{m}$  beschränkt, was für die geplante Anwendung laut Berechnungen aus Kapitel 3.1.3 ausreichend ist.

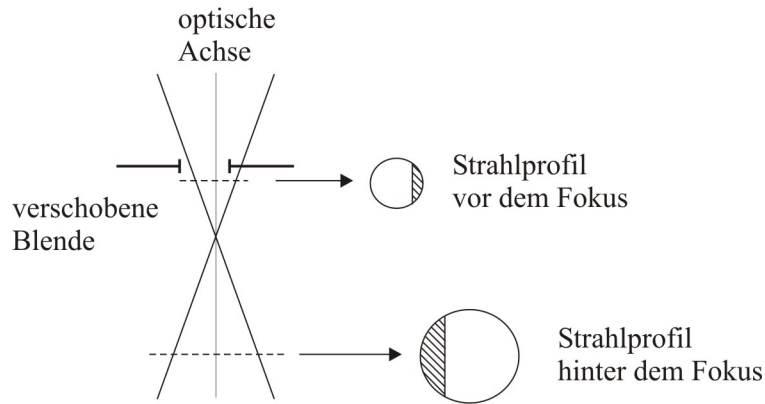


Abbildung 21: Skizze zur Blendenjustage im Strahlfokus. Dargestellt ist die Situation für eine sich nicht im Strahlfokus befindende, seitlich gegen die optische Achse verschobene Blende. Die schraffierten Flächen kennzeichnen den durch die Blende geklippten Strahlanteil vor und hinter dem Fokus.

In ein Raumfiltermodul integriert, kann die 300- $\mu\text{m}$ -Lochblende durch ein Gewinde entlang der optischen Achse justiert werden sowie durch zwei Federgelenke in der dazu senkrechten Ebene.

Für ihre exakte Positionierung entlang der optischen Achse wird der divergente Strahl hinter der Lochblende auf einer Strahlprofilkamera beobachtet, während die Lochblende durch eines der Federgelenke seitlich verschoben wird. Schneidet dabei der Lochblendenrand den Strahl nicht im Fokus, so sieht man, wie vom Strahlprofil während des Verschiebeprozesses Stück für Stück etwas "abgeschnitten" wird (siehe Abb. 21). Erst wenn die Lochblende genau im Strahlfokus positioniert ist und dann seitlich verschoben wird, ist ein abruptes Verschwinden des Strahls auf der Strahlprofilkamera zu beobachten.

Hinter der Lochblende wird der divergente Lichtstrahl dann durch einen weiteren identischen Achromaten, der durch zwei ineinander verschraubbare Tubusstücke entlang der optischen Achse verschoben werden kann, mit Hilfe eines Keilplatten-Interferometers erneut kollimiert.

Ein zweites - ebenfalls dem Ersten identisches - Objektiv fokussiert den Lichtstrahl schließlich auf den Fasereingang des für die Detektion zur Verfügung stehenden SPCM (PerkinElmer SPCM-AQR-14FC, Dunkelzählrate: 100 Ereignisse/s, Detektionseffizienz bei 852 nm: 42 %).

Bei der SPCM-Faser handelt es sich um eine Multi-Moden-Faser mit einem Kernradius von  $w_{\text{Faser}} = 50 \mu\text{m}$  und einer numerischen Apertur von 0,29. Somit kann

theoretisch die gesamte, vom ersten Objektiv eingesammelte Fluoreszenz in die Faser eingekoppelt werden. Da die direkt vor dem Fasereingang befindlichen Optiken starr miteinander verbunden sind, kann die Einkopplung des Fluoreszenzlichts in die Faser nicht durch die sonst übliche Methode des *beam walking* gewährleistet werden, was bedeutet, dass das Faserende selbst auf einem Fünf-Achsen-Positionierer (Thorlabs K6X) beweglich gehaltert werden muss. Die im Testaufbau experimentell bestimmte Einkopplungseffizienz beträgt  $\geq 95\%$ . Das SPCM selbst wird beim Testaufbau nicht verwendet, da es ein sehr empfindliches, leicht zu beschädigendes und teures Instrument ist.

Für die spektrale Filterung wird unmittelbar vor der Fasereinkopplung ein Bandpass-Interferenzfilter (Semrock FF01-832/37-25) eingebracht. Dieser weist laut Hersteller bei 852 nm eine Transmission von mindestens 93 % auf und unterdrückt einfallendes Licht von 780 nm Wellenlänge um den Faktor  $10^7$  und Licht bei 1064 nm um den Faktor  $10^6$ . Die Verwendung dieses Interferenzfilters ist eine das SPCM schützende Sicherheitsmaßnahme, denn das Rb-Kühllicht bei 780 nm sollte während der Fluoreszenzmessung durch mechanische Schnellverschlüsse vollständig unterdrückt sein. Die fokussierten Strahlen der gekreuzten Dipolfalle bei 1064 nm verlaufen in der zur Fluoreszenzdetektionsachse senkrechten Ebene und sollten daher ebenfalls keine Beiträge zum in das Detektionssystem gelangenden Streulicht liefern.

Zusätzlich existieren im Aufbau vor und hinter der Lochblende zwei elliptische, 3,5 mm dicke Planspiegel (22,4 mm  $\times$  31,5 mm, Oberflächenqualität  $\lambda/10$ ), die für die Führung des Fluoreszenzstrahls entlang der zur Verfügung stehenden freien Flächen auf dem optischen Tisch des Gesamtexperiments notwendig sind. Diese sind auf spezielle Umlenkspiegeleinsätze aufgeklebt und in zum gewählten Tubussystem gehörende Umlenkwürfel verbaut. Die Justage der beiden Spiegel erfolgt jeweils mit Hilfe zweier Festkörpergelenke und über direktes Drehen des Umlenkspiegeleinsatzes im Umlenkwürfelgehäuse.

Damit das eingesammelte Fluoreszenzlicht nach der Fokussierung durch den ersten Achromaten nicht an dem ersten Umlenkspiegel abgeschnitten wird, muss gewährleistet sein, dass der Radius des Fluoreszenzlichtstrahls am Ort des Spiegels hinreichend klein ist. Aus diesem Grund wird der Umlenkspiegel 5 cm über dem optischen Tisch befestigt, wo der Fluoreszenzstrahlradius ca. 8 mm beträgt. Dies definiert die Höhe der optischen Achse für den gesamten dahinter folgenden Teil des Fluoreszenzdetektionssystems. Der Fluoreszenzstrahlradius am Ort des zweiten Umlenkspiegels beträgt dann ebenfalls ca. 8 mm.

Abbildung 22 zeigt eine Fotografie des Testaufbaus. Die Bezeichnungen der opti-

## 5. Fluoreszenzdetektion einzelner Cs-Atome

---

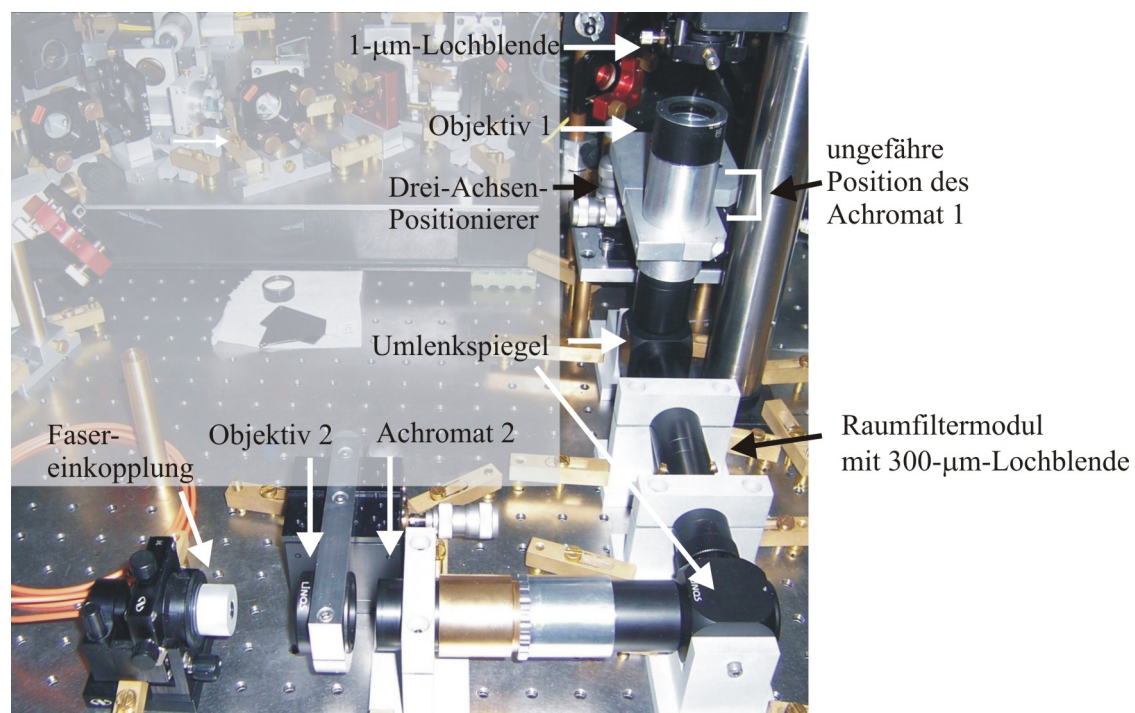


Abbildung 22: Fotografie vom Testaufbau des Abbildungssystems zur Fluoreszenzdetektion einzelner Cs-Atome.

schen Elemente entsprechen denen in Abbildung 20.

## 6 Einbau in das Gesamtexperiment und erste Ergebnisse

Nachdem der Testaufbau des Fluoreszenzdetektionssystems abgeschlossen ist, wird dieses nach einer Modifikation der auf die SPCM-Faser kollimierenden Optik in das Gesamtexperiment integriert und kann erste Ergebnisse zum Cs-Einzelatommachweis liefern.

Da, wie bereits erwähnt, die fluoreszierenden Cs-Atome in der MOT keine kohärente Lichtquelle darstellen, fehlt am Experiment im Gegensatz zur Situation beim Testaufbau die Möglichkeit der Objektivjustage auf die Keilplatten-Interferogramme. Daher wird das Objektiv, der theoretischen Vorhersage für den Abstand Glaszelle-Objektivtubusrand entsprechend, 7,8 mm unter der Glaszelle angebracht. Im Vertrauen auf die Vorjustage im Testaufbau werden dahinter die über die Tubusstücke miteinander verbundenen Elemente bis einschließlich der 300- $\mu\text{m}$ -Lochblende aufgebaut. Anschließend wird die Fluoreszenz der Cs-MOT mit einer auf die Lochblende scharf gestellten Kamera beobachtet, während die Position des Objektivs dahingehend optimiert wird, dass die Cs-MOT-Fluoreszenz möglichst mittig die Lochblende passiert und maximale Intensität aufweist. Hierzu zeigt Abbildung 23 ausgewählte Aufnahmen der Cs-MOT-Fluoreszenz ohne und mit eingesetzter Lochblende, welche die qualitative Beurteilung der Effizienz des räumlichen Filterns erlauben. Soweit man dies mit Hilfe der genutzten Kamera beurteilen kann, wird zumindest das Gros des in das Detektionssystem eindringenden Streulichtes erfolgreich durch die 300- $\mu\text{m}$ -Lochblende unterdrückt.

Für eine genaue Objektivjustage auf die Cs-MOT ist das Kamerasignal jedoch nicht optimal geeignet und so besteht die Gefahr, dass der Fluoreszenzstrahl - z.B. auf Grund eines möglichen seitlichen Objektivversatzes gegen seine Optimalposition - nicht mehr exakt entlang der optischen Achse des Detektionssystems propagiert. Dies hätte vor allem negative Auswirkungen auf die Effizienz der Fluoreszenzeinkopplung in die SPCM-Faser, zumal die numerischen Aperturen des einkoppelnden Objektivs und der Faser mit  $NA = NA_{\text{Faser}} = 0,29$  genau gleich sind. Daraus resultiert der Entschluss, die Fasereinkopplung kurzfristig umzugestalten.

Hierzu wird nun ein asphärisches Linsendoublett (Thorlabs, C230260P-B) gewählt, welches den hinter der 300- $\mu\text{m}$ -Lochblende divergenten Fluoreszenzstrahl direkt auf den Fasereingang fokussieren soll. Eine maßstabsgetreue Skizze des Linsendoubletts und die dazugehörigen Maße können Abbildung 24 entnommen werden. Insgesamt erlaubt das gewählte Linsendoublett eine (3,4):1-Abbildung des durch die Lochblende propagierenden Fluoreszenzlichtes auf die SPCM-Faser. Die numerische Apertur des Linsendoubletts

## 6. Einbau in das Gesamtexperiment und erste Ergebnisse

---

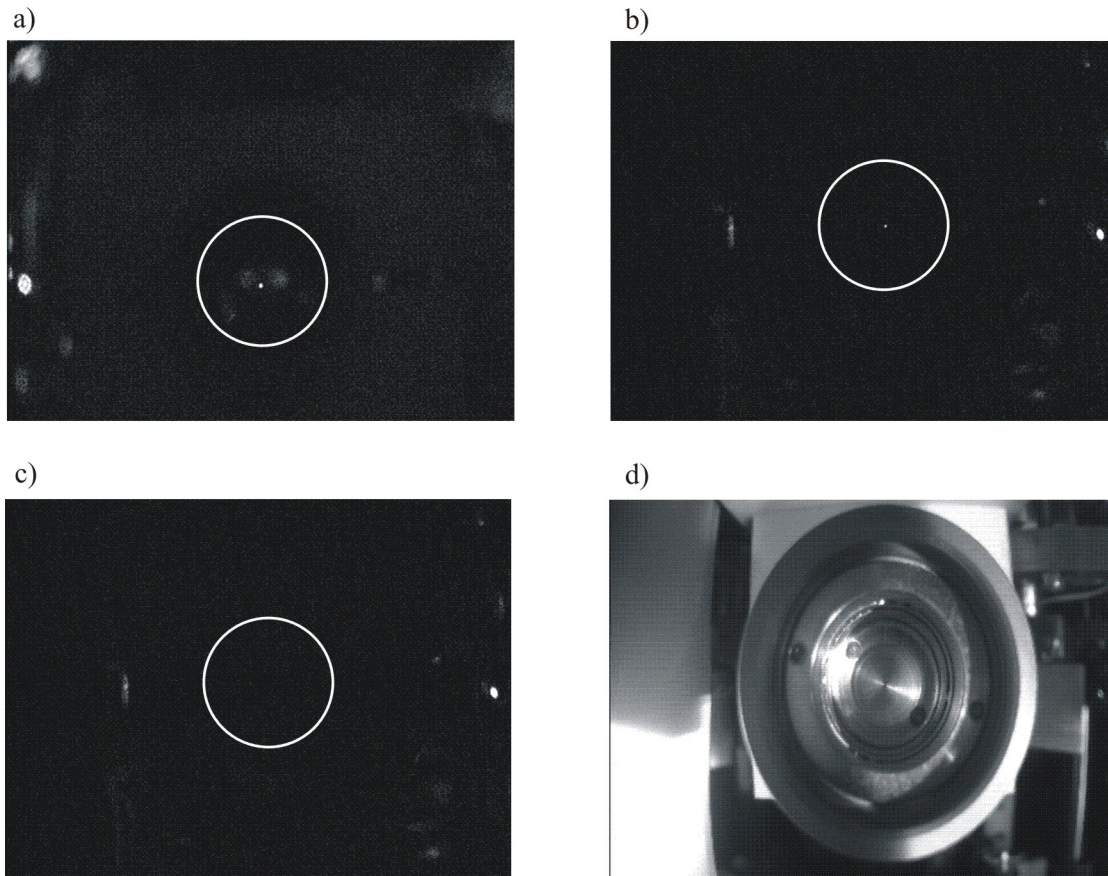


Abbildung 23: Aufnahmen der Cs-MOT-Fluoreszenz entlang der optischen Achse hinter der Raumfilterposition (300- $\mu\text{m}$ -Lochblende). a) Ohne das Einsetzen der 300- $\mu\text{m}$ -Lochblende ist neben der Cs-MOT-Fluoreszenz von den Reflexen der MOT-Strahlen an den Glaszellenwänden stammendes Streulicht zu erkennen. b) Dieses verschwindet, soweit man es anhand dieser Aufnahmen beurteilen kann, nach dem Einbringen der Lochblende in den Fokus des Fluoreszenzlichtes. Die jetzt noch am Rand der Aufnahme vorhandenen Reflexe stammen von den Komponenten außerhalb des Tubussystems, welches während der Fluoreszenzbeobachtung mit der Kamera noch unverschlossen ist. Die Tatsache, dass das Fluoreszenzsignal schwächer ist als auf Bild a), ist darauf zurückzuführen, dass Bild a) bei einem kleineren Magnetfeldgradienten der Cs-MOT, d. h. mit mehr Cs-Atomen in der MOT, aufgenommen wurde. c) Nach dem Ausschalten des MOT-Magnetfeldes verschwindet die MOT-Fluoreszenz, es scheinen keine weiteren Lichtkomponenten durch die eingesetzte, in d) sichtbare Lochblende zu dringen.

auf der der Lochblende zugewandten Seite beträgt  $NA_{\text{Achr.}}^{\text{LD}} = 0,15$  und ist somit um den Faktor 2,5 größer als die numerische Apertur  $NA_{\text{Achr.}} = 0,06$  des Fluoreszenzstrahls an dieser Stelle. Ähnliches gilt auch für die numerische Apertur  $NA_{\text{Faser}}^{\text{LD}} = 0,55$



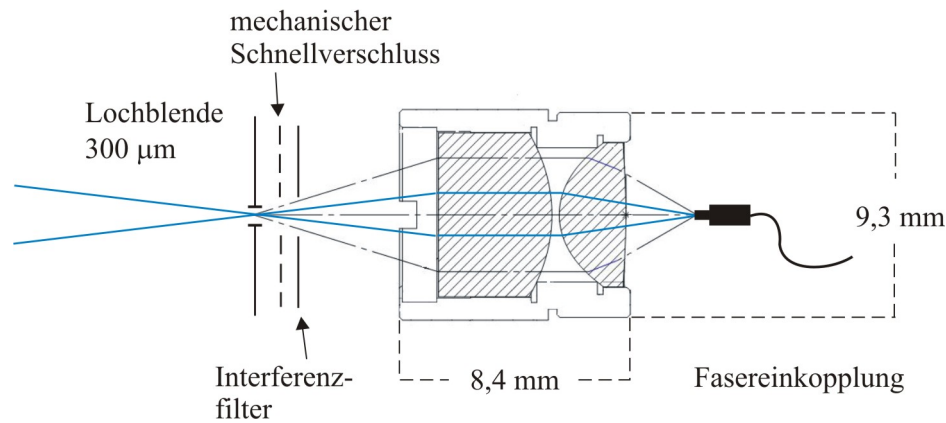


Abbildung 24: Skizze der neuen Fasereinkopplung mit Hilfe eines asphärischen Linsendubletts. Die Brennweite der der Lochblende zugewandten asphärischen Linse beträgt 4,5 mm, die Brennweite der der Fasereinkopplung zugewandten Linse ist 15,3 mm.

des Linsendubletts auf der der SPCM-Faser zugewandten Seite. Beides macht die Fasereinkopplung auf einen möglichen leichten Versatz des Fluoreszenzstrahls gegen die optische Achse weniger empfindlich.

Vor dem Einbau des Linsendubletts in das Tubussystem wird neben dem Interferenzfilter ein schmaler mechanischer Schnellverschluss hinter der 300- $\mu\text{m}$ -Lochblende in der Nähe des Fluoreszenzstrahlfokus angebracht (siehe ebenfalls Abb. 24). Dieser soll z. B. während des Betriebes der Rb-MOT - ähnlich wie der Interferenzfilter - das SPCM vor dem Einfall von Rb-Kühllicht in den Detektor schützen.

Da zu diesem Zeitpunkt noch keine Garantie dafür vorliegt, dass in das Fluoreszenzdetektionssystem keine größeren Lichtmengen eindringen, die das SPCM beschädigen könnten, wird nach sorgfältiger Abdeckung der Fasereinkopplung vor Streulicht die am anderen Ende der Faser austretende Cs-MOT-Fluoreszenz auf eine APD (engl.: *avalanche photodiode*) fokussiert. Die dabei aufgenommene, über zehn Datensätze gemittelte Ladekurve der Cs-MOT ist in Abbildung 25 zu sehen. Die Anzahl der nach etwa 30 s in die MOT geladenen Cs-Atome lässt sich grob auf einige Hundert schätzen.

Bevor man schließlich die Detektion der Cs-MOT-Fluoreszenz mit dem SPCM wagt, werden die Beiträge der Cs-MOT-Strahlen zum Detektorsignal einzeln überprüft. Den größten Beitrag liefert dabei die Reflexion des entlang der  $x'$ -Achse (siehe Abb. 12) nach unten verlaufenden Cs-MOT-Strahls an der Glaszellenwand. Insgesamt liegen die Beiträge des Streulichtes zum Detektorsignal mit 40000 Photonen/s jedoch unterhalb des auf 95000 Photonen/s geschätzten Beitrages durch die Fluoreszenz eines einzelnen

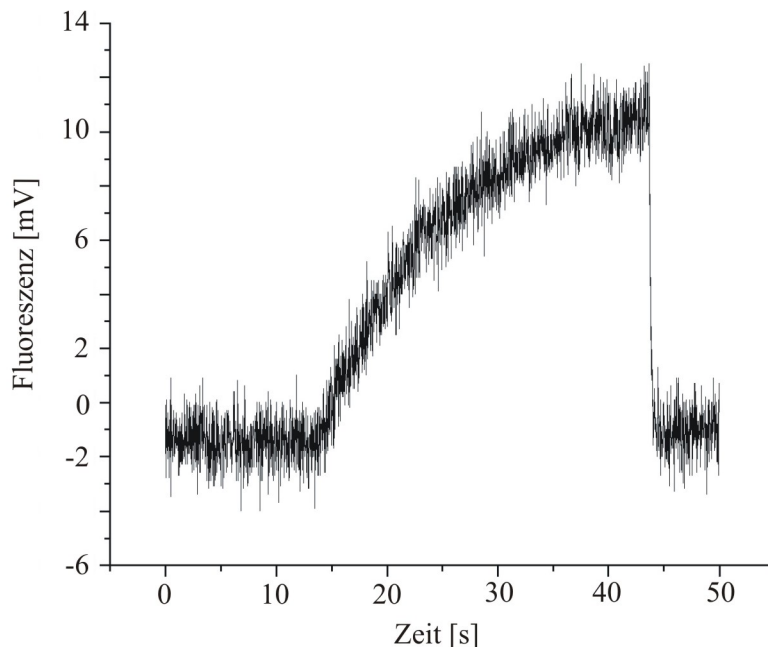


Abbildung 25: Über zehn Datensätze gemittelte Ladekurve der Cs-MOT, aufgenommen mit dem im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebauten Detektionssystem mit Hilfe einer APD. Die Anzahl der in die MOT geladenen Cs-Atome wird grob auf einige Hundert geschätzt.

Cs-Atoms und stellen daher kein wesentliches Problem dar.

Nach der Überprüfung der Streulichtbeiträge wird zwecks Aufnahme der Cs-MOT-Fluoreszenz der Magnetfeldgradient auf ca. 250 G/cm eingestellt, um sicherzustellen, dass nur wenige Cs-Atome in die MOT geladen werden. Dann wird der Schnellverschluss für das Cs-Rückpumplicht geöffnet und die Fluoreszenz der ladenden Cs-MOT beobachtet. Abbildung 26 zeigt beispielhaft eine der aufgenommenen Cs-MOT-Ladekurven. Die Hinzunahme des Rückpumplichtes findet hier nach etwa 1 s statt, worauf das erste Cs-Atom nach etwa 5 s in die MOT geladen wird. Die dazugehörige Zunahme des Fluoreszenzsignals beträgt ca. 1,2 mV, was einer Photonenzählrate von etwa 10000 Photonen/s entspricht. Nach etwa 12 Sekunden wird das zweite Cs-Atom geladen usw. bis nach dem Einfangen von insgesamt sechs Atomen das Rückpumplicht wieder ausgeschaltet wird und die Cs-Atome aus dem Kühlkreislauf "herausfallen" (siehe Kapitel 3.1.3).

Mit der Beobachtung der äquidistanten Stufenförmigkeit der Fluoreszenzsignale, die das Laden einzelner Cs-Atome in die MOT deutlich erkennen lassen [39], ist das Ziel dieser Diplomarbeit, ein auf Fluoreszenzdetektion basierendes System für den Nachweis

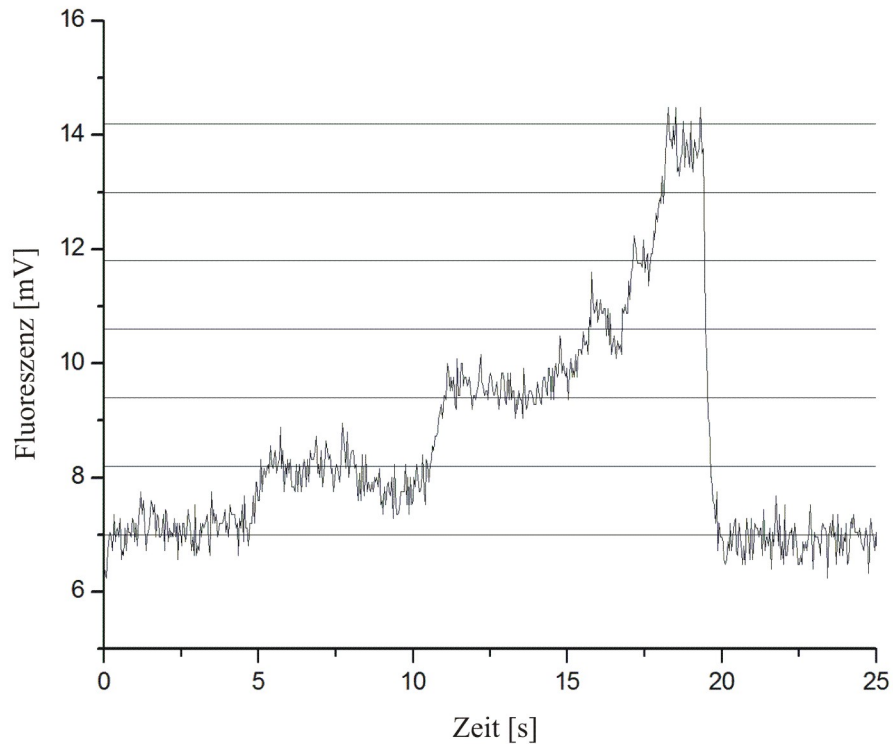


Abbildung 26: Das beim Laden der Cs-MOT mit dem im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebauten Detektionssystem aufgenommene Fluoreszenzsignal. Aus der äquidistanten Stufenförmigkeit des Signals ist das Laden einzelner Atome in die MOT erkennbar. Der Magnetfeldgradient beträgt hier ca. 250 G/cm. Der am aufnehmenden Oszillographen eingestellte Offset beträgt für die gesamte Ladekurve etwa 2,5 mV.

einzelner Cs-Atome aufzubauen, erreicht.

Da die für ein einzelnes Cs-Atom aus der maximalen Photonenstreurrate, aus der numerischen Apertur des Fluoreszenz sammelnden Objektivs, aus der Transmission des gesamten Detektionssystems und aus der Nachweiseffizienz des SPCM geschätzte Photonenzählrate ca. um den Faktor 9 größer ist als die derzeit beobachtete, gilt es in Zukunft, die Qualität der Ladekurven insbesondere durch Justageoptimierung von Objektiv und Linsendoublett zu verbessern.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Die im Rahmen dieser Diplomarbeit erlangten und hier vorgestellten Ergebnisse tragen wesentlich zum Erreichen des Experimentziels, dem Einbringen eines einzelnen Cs-Atoms in ein Rb-Bose-Einstein-Kondensat, bei.

So wurde für den Einsatz am in Kapitel 4 beschriebenen Gesamtexperiment ein Rb-Rückpump-Diodenlaser mit neuem Gehäusedesign aufgebaut, um den entsprechenden älteren Diodenlaser, welcher das tägliche Experimentieren durch häufige Modensprünge signifikant behinderte, zu ersetzen. Der neu aufgebaute Diodenlaser weist eine gute Frequenzstabilität auf und ist auf äußere akustische oder mechanische Störungen wenig empfindlich.

Für den zukünftigen Nachweis der einzelnen Cs-Atome im Rb-Bose-Einstein-Kondensat, dessen theoretische Grundlagen in Kapitel 2 kurz zusammengefasst wurden, konnte ein auf Fluoreszenzdetektion basierendes Abbildungssystem realisiert werden (Kapitel 5 und 6). Dabei gehörten die sorgfältige Analyse der Anforderungen an das Abbildungssystem und dessen an die experimentellen Bedingungen angepasstes Design genauso zu den zu bewältigenden Aufgaben, wie die theoretische Simulation der optischen Eigenschaften von ausgewählten Komponenten sowie die Verifikation dieser theoretischen Vorhersagen im experimentellen Test. Vor dem endgültigen Einbau des Fluoreszenzdetektionssystems in das Gesamtexperiment wurde dieses separat aufgebaut und vorjustiert. Mit einer abgeänderten Kollimationsoptik konnte so nach dem Einbau des Fluoreszenzdetektionssystems in das Gesamtexperiment schließlich die typische stufenförmige Ladekurve einer nur wenige Atome einfangenden Cs-MOT aufgenommen werden. Damit wurde auch der experimentelle Beweis erbracht, dass das entworfene und realisierte Detektionssystem für den Nachweis einzelner Cs-Atome sehr gut geeignet ist.

Gleichzeitig erhielt man mit der Aufnahme der stufenförmigen Ladekurve auch die ungefähre Laderate der Cs-Atome bei den gegenwärtig für die Cs-Einzelatom-MOT gewählten Betriebsparametern. An solchen mit dem Fluoreszenzdetektionssystem aufgenommenen Ladekurven kann man sich nun orientieren, um die in Kapitel 3 den Betriebsparametern einer klassischen MOT gegenübergestellten Betriebsparameter für die Einzelatom-MOT hinsichtlich der gewünschten Cs-Laderate zu optimieren.

Sobald die kontrollierte Präparation eines einzelnen Cs-Atoms in der MOT und der Transport des Rb-Kondensats aus der magnetischen QUIC-Falle in die in Kapitel 3 charakterisierte gekreuzte Dipolfalle gelungen sein wird, muss ein Weg zur räumlichen Überlagerung des Cs-Atoms mit dem Rb-BEC gefunden werden. Dazu sind ebenfalls

---

in Kapitel 3 zwei Möglichkeiten für den Aufbau einer speziesselktiven Dipolfalle für Cs diskutiert worden. Die dabei dargelegten Informationen sollen vor allem der Entscheidungsfindung bezüglich der Wahl der Dipolfallenart dienen und als Orientierung bei der Wahl der Strahlparameter.

Mit Hilfe des im Rahmen dieser Diplomarbeit aufgebauten Fluoreszenzdetektionssystems und mit Hilfe der am Experiment bereits vorhandenen orts aufgelösten Absorptionsabbildung soll schließlich nach der Realisierung der räumlichen Überlagerung die Wechselwirkung eines einzelnen Cs-Atoms mit einem Rb-BEC untersucht werden können. So gilt es z. B. herauszufinden, ob das einzelne Cs-Atom in das Rb-BEC eindringen und welche Anregungen es dort verursachen kann oder ob es - je nach internem Zustand - auf Grund einer evtl. bestehenden repulsiven Wechselwirkung aus dem Kondensat herausgedrückt werden wird. Interessant wäre es auch zu untersuchen, ob die in [40] theoretisch vorhergesagte Kühlung eines Cs-Atoms unter die Kondensattemperatur experimentell verifizierbar ist.

Um die Wechselwirkung zwischen dem einzelnen Cs-Atom und dem Rb-BEC auch gezielt verändern zu können, möchte man sich zukünftig der Feshbachresonanzen, d. h. in unserem Fall der Abhängigkeit der Rb-Cs-Streulänge von einem äußeren homogenen Magnetfeld, bedienen. Zur Erzeugung dieses Magnetfeldes soll der Stromfluss durch eine der bisher in Antihelmholz-Konfiguration geschalteten Quadrupolspulen umgekehrt werden. Die Feshbachresonanzen der Rb-Cs-Streuung sind für ausgewählte interne Zustände der Atome in homogenen Magnetfeldern bis zu 300 G bereits vermessen und in [41] publiziert worden. Diese Messungen sollen auch am bestehenden Experiment durchgeführt und bei Bedarf auch erweitert werden können, da das vorhandene Spulensystem die Erzeugung von homogenen Magnetfeldern mit einer Feldstärke von bis zu 1000 G erlaubt [12].

## Literatur

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 5221 (1995)
- [2] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 22 (1995)
- [3] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch und I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415**, (2002)
- [4] I. Bloch, *Ultracold quantum gases in optical lattices*, Nature Physics **1**, (2005)
- [5] M. Karski, L. Förster, J. M. Choi, W. Alt, A. Widera und D. Meschede, *Nearest-neighbor detection of atoms in a 1D optical lattice by fluorescence imaging*, Phys. Rev. Lett. **102**, 053001 (2009)
- [6] D. Schrader, S. Kuhr, W. Alt, M. Mueller, V. Gomer und D. Meschede, *An optical conveyor belt for single neutral atoms*, Appl. Phys. B **73**, 819 (2001)
- [7] M. Haas, V. Leung, D. Frese, D. Haubrich, S. John, C. Weber, A. Rauschenbeutel und D. Meschede, *Species-selective microwave cooling of a mixture of rubidium and caesium atoms*, New Journal of Physics **9**, 147 (2007)
- [8] C. J. Pethick, H. Smith, *Bose-Einstein-Condensation in Dilute Gases*, Cambridge University Press (2002)
- [9] A. Griffin, D. W. Snoke, S. Stringari, *Bose-Einstein Condensation*, Cambridge University Press (1995)
- [10] W. Ketterle, D. S. Durfee und D. M. Stamper-Kurn, *Making, probing and understanding Bose-Einstein-Condensates*, arXiv:cond-mat/9904034v2 5 Apr 1999
- [11] L. D. Landau, E. M. Lifschitz, *Statistische Physik Teil 1*, Akademie-Verlag Berlin (1987)
- [12] M. Haas, *Sympathetisches Kühlen in einer Rubidium-Cäsium-Mischung: Erzeugung ultrakalter Cäsiumatome*, Dissertation, Bonn (2007)

- 
- [13] D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>
- [14] D. A. Steck, *Cesium D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.pdf>
- [15] H. J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer (1999)
- [16] V. S. Letokhov, *Laser Control of Atoms and Molecules*, Oxford University Press (2007)
- [17] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 23 (1987)
- [18] T. Mayer-Kuckuk, *Atomphysik*, B.G. Teubner Stuttgart (1997)
- [19] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser*, B.G. Teubner Stuttgart-Leipzig (1999)
- [20] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 11 (1989)
- [21] S. Kuhr, *A controlled quantum system of individual neutral atoms*, Dissertation, Bonn (2003)
- [22] R. Grimm, M. Weidemüller und J. B. Ovchinnikov, *Optical Dipole Traps for Neutral Atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, (2000)
- [23] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin und A. Cable, *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*, Phys. Rev. Lett. **57**, 3 (1986)
- [24] L. J. LeBlanc und J. H. Thywissen, *Species-specific optical lattices*, Phys. Rev. A **75**, 053612 (2007)
- [25] Y. B. Ovchinnikov, I. Manek, A. I. Sidorov, G. Wasik und R. Grimm, *Gravito-optical dipole trap based on a conical hollow beam*, Europhys. Lett. **43**, 5 (1998)
- [26] S. Franke-Arnold, J. Leach, M. J. Padgett, V. E. Lembessis, D. Ellinas, A. J. Wright, J. M. Girkin, P. Öhberg und A. S. Arnold, *Optical ferris wheel for ultracold atoms*, Optics Express **15**, 14 (2007)
- [27] O. von der Lüche, *Angewandte Optik*, Vorlesungsskript, Universität Freiburg
- [28] D. Frese, *Bose-Einstein Condensation of Rubidium: Towards Ultracold Binary Bosonic Mixtures*, Dissertation, Bonn (2005)

- [29] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer, 5. Auflage (2007)
- [30] C. Wieman und T. W. Hänsch, *Doppler-Free Laser Polarization Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **36**, 20 (1976)
- [31] H. F. Hess, *Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen*, Phys. Rev. B **34**, 5 (1986)
- [32] W. Alt, *Optical control of single neutral atoms*, Dissertation, Bonn (2004)
- [33] M. V. R. K. Murty, *The Use of a Single Plane Parallel Plate as a Lateral Shearing Interferometer with a Visible Gas Laser Source*, Appl. Opt. **3**, 4 (1964)
- [34] J. B. Song, Y. W. Lee, I. W. Lee und Y.-H. Lee, *Simple phase-shifting method in a wedge-plate lateral-shearing interferometer*, Appl. Opt. **43**, 20 (2004)
- [35] Lambda Research, OSLO Optics Software, *Optics Reference*, Release 6.1
- [36] Lambda Research, OSLO Optics Software, *Program Reference*, Release 6.3
- [37] P. Das, *Lasers and Optical Engineering*, Springer (1991)
- [38] E. Hecht, *Optik*, Addison-Wesley (1989)
- [39] Z. Hu und H. J. Kimble, *Observation of a single atom in a magneto-optical trap*, Opt. Lett. **19**, 22 (1994)
- [40] A. Griessner, A. J. Daley, S. R. Clark, D. Jaksch und P. Zoller, *Dark-State Cooling of Atoms by Superfluid Immersion*, Phys. Rev. Lett. **97**, 220403 (2006)
- [41] K. Pilch, A. D. Lange, A. Prantner, G. Kerner, F. Ferlaino, H.-C. Nägerl und R. Grimm, *Observation of interspecies Feshbach resonances in an ultracold Rb-Cs mixture*, Phys. Rev. A **79**, 042718 (2009)



## Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen Menschen danken, die mich während meiner Diplomarbeitszeit am IAP begleitet haben.

Für die Möglichkeit, meine Diplomarbeit am Bonner Experiment für Bose-Bose-Mischungen anfertigen zu können, möchte ich mich herzlich bei Prof. Dr. Meschede bedanken.

Ein besonderer Dank gilt dem Team des Experimentes - Shincy John, Nicolas Spethmann, Claudia Weber und Dr. Artur Widera - für die umfassende Betreuung und tatkräftige Unterstützung innerhalb des vergangenen Jahres. Für viele wertvolle Hinweise und Tipps möchte ich auch Dr. Wolfgang Alt meinen Dank aussprechen, von dessen Erfahrung im Aufbau optischer Systeme ich profitieren durfte. Insgesamt habe ich in der Arbeitsgruppe rund um Prof. Dr. Meschede viel Engagement und Hilfe erfahren.

Für die freundliche Übernahme der Korrekturen möchte ich mich herzlich bei Prof. Dr. K. Buse bedanken.