

Entwicklung eines neuartigen, laserbasierten,
photonischen Wellenleiters für ultrakalte Atome

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Department Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Stefan Vorrath
aus Lüneburg

Hamburg
2008

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. Klaus Sengstock Prof. Dr. Andreas Hemmerich
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. Klaus Sengstock Prof. Dr. Werner Neuhauser
Datum der Disputation:	11. Dezember 2008
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Prof. Dr. Ernst Heumann
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. Robert Klanner
Dekan der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften:	Prof. Dr. Arno Frühwald

Zusammenfassung

Die Atomoptik hat sich auf dem Gebiet der ultrakalten Quantengase in den letzten Jahren als eine vollkommen eigenständige Disziplin etablieren können und damit zu fundamental neuen Erkenntnissen auf dem Gebiet atomoptischer Systeme geführt. Dabei richtet sich das Augenmerk im Rahmen aktueller Experimente verstärkt auf stark wechselwirkende, nichtlineare Systeme. Das im atomoptischen Sinne stark korrelierte, nichtlineare System besteht aus einem kalten, atomaren Quantengas und einem optischen Lichtfeld, welche in dieser Kombination in ein vorzugsweise eindimensionales Medium eingebettet sind.

Im Rahmen dieser Arbeit ist es erstmals gelungen, einen zweidimensionalen, photonischen Kristall in Form einer photonischen *band gap* Faser als neuartiges, nichtlineares Medium für atomoptische Experimente einzusetzen. Es konnte erstmals gezeigt werden, dass mit diesem System kalte Atome mit hohem Fluss und hoher Dichte optisch in der Faser über makroskopische Strecken hinweg geführt werden können.

Um dieses System studieren zu können, wurde ein neues Experiment zur Erzeugung kalter, optisch geführter Atome aufgebaut. Dieses umfasst ein komplexes, umfangreiches System aus Laserquellen, Optik und Elektronik zur Erzeugung, Manipulation und Detektion kalter, atomarer Rb - Ensembles sowie weitere Elemente zum Einsatz photonischer Fasern als Materiewellenleiter. Der Schwerpunkt der Untersuchung lag insbesondere auf der Charakterisierung des atomaren Flusses durch die photonische Faser. Es konnte gezeigt werden, dass die Dynamik der Atome und die Parameterabhängigkeit des Flusses sowohl mit einem im Rahmen der Arbeit entwickelten, numerischen Modell als auch mit anderen theoretischen Vorhersagen innerhalb der experimentellen Charakteristik gut übereinstimmen.

Möchte man dieses System als Injektor für andere Quantengasexperimente oder als atomoptisches Interferometer einsetzen, so ist man an einem kontinuierlichen, kohärenten Atomfluss interessiert.

Im Rahmen der Untersuchungen konnte demonstriert werden, dass dieser kontinuierliche Betrieb durch eine zusätzliche Dipolfalle vor der Faser realisiert werden kann. Bei geeigneter Wahl der Dipolfallengeometrie kann die Falle als Reservoir kalter Atome verstanden werden. Dieses führt zu einem Atomfluss, der deutlich länger aufrecht erhalten werden kann als in einem gepulsten System.

Weiterhin ist der Frage nachgegangen worden, welche experimentellen Möglichkeiten die nahezu perfekte Eindimensionalität dieses Systems, bestehend aus kalten, eingeschlossenen Atomen hoher Dichte, bietet. Es konnte in einer Analyse gezeigt werden, dass aufgrund der erzeugten Atomdichten und der energetischen Verteilung der Atome in der Faser der Einstieg in die kohärente Atomoptik möglich ist. Damit konnte mit diesem Experiment der Weg in Richtung eines neuartigen, kohärenten Materiewellenleiters geebnet werden.

Ebenso besteht experimentell die Möglichkeit, mit dem stark wechselwirkenden, photonischen System neue Akzente im Bereich der nichtlinearen Optik zu setzen. Zum einen werden aufgrund der hohen Nichtlinearität der Faser Vierwellenmischprozesse beobachtbar. Zum anderen eröffnet die Durchstimmbbarkeit der Wechselwirkung die Möglichkeit, in das photonische Regime extremer Repulsion vorzustoßen. Dieses kann möglicherweise zu abgebremstem respektive gestopptem Licht und damit zur Erzeugung eines fermionisierten, photonischen Kristalls in Form eines Tonks - Girardeau - Gases führen, wie es in einer theoretischen Arbeit vorgeschlagen wurde.

Abstract

In the field of ultracold quantum gases atom optics has been established as a completely new discipline in the last years. This led to fundamentally new results in the field of research of atom optical systems. In modern experiments especially strongly interacting nonlinear systems are of great interest. Such a strongly correlated system consists of a cold atomic quantum gas and a light field both embedded into a nonlinear medium.

This thesis documents for the first time that a two-dimensional photonic crystal fiber can be used as a novel nonlinear medium for atom optical experiments. It shows that cold atoms can be guided optically through this fiber with high efficiency and density.

In order to study this system a new experiment for creating cold optically guided atoms has been built up. This complex experimental setup consists of high-stable laser sources, optics and electronics for generating, manipulating and detecting cold atomic rubidium ensembles as well as further elements for implementing photonic band gap fibers as matter wave guides. One focal point of the thesis has been the detailed investigation of the atomic flux through the fiber. This analysis demonstrates that the experimental parameters governing the atomic flux are in a good agreement with a self-developed numerical model as well as with other theoretical predictions.

For applying this system as injector for other quantum gas experiments or for atom interferometry, a continuous, coherent atomic flux is necessary.

Studies demonstrate that such a regime can be reached by using an additional dipole trap in front of the fiber. By properly chosen trap parameters this trap can be used as a reservoir of cold atoms. With this optical setup the atomic flux can be kept up significantly longer than in a pulsed guiding system.

Further the experimental possibilities of this nearly one-dimensional, cold, dense and tightly embedded atomic system are of great interest. The analysis shows that because of the generated atomic density and the energetic distribution of the atoms in the fiber potential a coherent atom optics is feasible with this system. So this experiment paves the way towards a novel, coherent matter wave guide. By exploiting the strongly photonic interaction in the fiber other physical regimes especially in the field of nonlinear optics can be reached. This includes for example the studies of four-wave-mixing processes in the photonic band gap fiber. In a recent theoretical paper it has been suggested to use the tunability of the atom-light-interaction to reach a photonic regime of extremely strong repulsion. This possibly leads to decelerated or even stopped light forming a so-called Tonks-Girardeau gas.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Photonische Kristallfasern	9
2.1	Einführung in die Physik photonischer <i>band gap</i> Fasern	9
2.1.1	Mathematische Beschreibung und Modellierung	11
2.1.2	Berechnung der Bandlücke für den eindimensionalen Fall	17
2.1.3	Berechnung der Eigenmoden der <i>band gap</i> Faser	20
2.2	Experimentelle Untersuchungen der photonischen Faser	21
2.2.1	Vermessung des Modenprofils	21
2.2.2	Evakuierung der Faser	24
3	Simulation zur Atomleitung	25
3.1	Modellierung der atomaren Bewegung	26
3.1.1	Bestimmung der Atomzahl N_{guide}	26
3.1.2	Bestimmung der Flugzeit Δt	33
3.2	Atomleitung in der Faserfalle	34
3.3	Atomleitung mit stark elongierter Dipolfalle	41
4	Der experimentelle Aufbau	45
4.1	Das Vakuumsystem	45
4.2	Das Lasersystem für ^{85}Rb	47
4.3	Die magnetooptische Falle	49
4.3.1	Die 2D - MOT und die <i>bright</i> MOT	51
4.3.2	Die <i>dark spot</i> MOT	56
4.3.3	Die <i>dark spot</i> Melasse	59
4.4	Diagnostetechnik vor der Faser	60
4.4.1	Absorptive Detektion	61
4.4.2	Bestimmung der charakteristischen Fallenparameter	62
5	Die optischen Dipolfallen	65
5.1	Die optische Dipolkraft	66
5.2	Die optische Faserfalle	71
5.2.1	Aufbau und Justage der Faserfalle	71
5.2.2	Charakterisierung der Faserfalle	73

5.3	Das kombinierte System: Faserfalle und Hilfsfalle	78
5.3.1	Aufbau und Justage der Zusatzfalle	78
5.3.2	Charakterisierung der Zusatzfalle	80
5.3.3	Charakterisierung des Umladeprozesses	81
5.3.4	Heizprozesse in der Faserfalle	84
6	Detektion der fasergeführten Atome	87
6.1	Anforderungen an das Detektionssystem	87
6.1.1	Aufbau und Charakteristika	87
6.2	Kalibrierung des Detektionssystems	89
6.2.1	Analyse der atomaren Empfindlichkeit	92
6.3	Bildaufnahme und Bildanalyse	94
6.3.1	Bestimmung des minimal detektierbaren Flusses	96
7	Atomleitung in der photonischen <i>band gap</i> Faser	99
7.1	Einführung	99
7.1.1	Untersuchung der Wechselwirkungszeit und des Absorptionsprozesses der Atome im Detektionsstrahl	100
7.2	Charakterisierung des photonischen Atomleiters	101
7.2.1	Weitere Ergebnisse der Untersuchungen	107
7.3	Quantitative Analyse des atomaren Transports	108
7.3.1	Vergleich mit dem analytischen Modell	108
7.3.2	Vergleich mit dem numerischen Modell	111
7.3.3	Schlußfolgerungen	113
7.4	Der quasi - kontinuierliche Atomleiter: Faserfalle mit Hilfsfalle	113
7.4.1	Schlußfolgerungen	115
8	Absorptionsspektroskopie in der <i>band gap</i> Faser	117
8.1	Das Detektionsprinzip	117
8.2	Bestimmung der zu erwartenden Signalstärke	121
8.3	Anforderungen an das Detektionssystem	125
8.4	Neuartige Physik mit photonischen <i>band gap</i> Fasern	127
8.4.1	Nichtlineare Optik in einem stark wechselwirkenden System	127
8.4.2	Transverales Kühlen im photonischen System	132
9	Zusammenfassung und Ausblick	137
A	Das Lasersystem	139
B	Modellierung der Bewegung der Atome in der Faser	143
C	Untersuchungen zur Adiabaticität der atomaren Transferdynamik in die Faser	147
D	Überlegungen zum Vakuum in der Faser	151

Kapitel 1

Einleitung

Zweifelsohne zählt die Quantenoptik zu einem der momentan spannendsten Arbeitsgebiete der modernen Physik. Ein regelrechter Boom auf diesem Gebiet folgte der erfolgreichen Realisierung der von Bose und Einstein vorhergesagten Bose - Einstein - Kondensation im Jahre 1995 [1, 2, 3]. Die Untersuchung dieser kalten Quantensysteme führte in den Folgejahren weltweit zu einer Vielzahl von Experimenten, deren wissenschaftliche Ergebnisse zu einem tieferen Verständnis atomarer Quantengase und generell atomarer Systeme beitragen konnten. Gegenstand aktueller Forschung sind neben reinen Bose - Einstein - Kondensaten mehr und mehr komplexe Mischsysteme, Fermi - Systeme und ultrakalte Moleküle.

Parallel zu dieser Entwicklung konnte sich die Atomoptik, die zunächst ein Teilgebiet der Quantenoptik war, als eigenständige Disziplin etablieren. Bei diesem Entwicklungsprozess spielte vor allem die Atominterferometrie eine entscheidende Rolle. Vorausgegangen waren diesem Prozess die Realisierung eines Interferometers für Elektronen in der Arbeitsgruppe um J. A. Suddeth [4] im Jahre 1954 sowie 1974 der Bau eines gitterbasierten Interferometers für Neutronen [5]. Aufgrund der im Vergleich zu Elektronen und Neutronen wesentlich kleineren *de - Broglie* - Wellenlänge $\lambda_{dB} = h/p$ bestand das Hauptproblem bei der Konstruktion von Interferometern für Atome darin, Gitterelemente mit entsprechenden Spaltbreiten herzustellen. Dieses gelang erst durch die Entwicklung mikrostrukturierter Materialien und führte in den Folgejahren zu einer Vielzahl neuer atomoptischer Experimente [6, 7, 8], insbesondere Experimente zur Ramsey - Spektroskopie [9] sowie Präzisionsmessungen zur Bestimmung der Gravitationskonstanten g [10, 11] und des atomaren Photonenrückstoßes [12].

Dabei ist ein wesentliches Ziel der Atomoptik, bereits aus der klassischen Optik bekannte optische Systeme auf Materiewellen zu übertragen. Eine detaillierte Übersicht über die historische Entwicklung der Atomoptik vor allem mit thermischen Atomen findet sich bei [13, 14].

Gegenwärtig geht es vermehrt darum, atomoptische Experimente mit ultrakalten Ensembles zu präparieren und zu untersuchen. Dazu werden die aus der Quantenoptik bekannten Konzepte der Laserkühlung mit neuesten Entwicklungen im Bereich integrierter, miniaturisierter, magnetischer Systeme kombiniert. Dieser Ansatz ermöglicht

es, magnetische Mikrofallen zu realisieren, in denen sowohl die Erzeugung von Bose - Einstein - Kondensaten als auch der kontrollierte und kohärente, atomare Transport über makroskopische Distanzen möglich sind [15, 16, 17, 18, 19, 20, 21]. Auf der Grundlage dieser Technik konnte bereits eine Vielzahl atomoptischer Elemente wie zum Beispiel magnetische Wellenleiter [22, 23, 24], Atominterferometer [25, 26, 27, 28] sowie atomoptische Strahlteiler [29, 30] konstruiert werden. Sehr detaillierte Übersichtsartikel zur Entwicklung der Atomoptik mit kalten und ultrakalten Atomen in mikrostrukturierten Umgebungen finden sich in [31, 32, 33].

Ein großer Vorteil der mikrostrukturierten Systeme gegenüber den konventionellen Systemen besteht insbesondere darin, dass die atomaren Ensembles aufgrund der wesentlich stärkeren Potentiale Grundzustandswellenfunktionen von nur einigen 10 – 100nm aufweisen und damit eine sehr genaue Lokalisierung und Adressierung einzelner Atome möglich wird. Einen vorläufigen Höhepunkt dieser Entwicklung bildete die Erzeugung eines Bose - Einstein - Kondensats in solch einer mikrostrukturierten Falle [34, 35, 36]. Weitere Experimente zur Untersuchung des kontrollierten Transports von Kondensaten an mikrostrukturierten Oberflächen folgten [37, 38]. Eine weitere, große Stärke der integrierten, atomoptischen Systeme liegt in der hohen Kompatibilität mit anderen integrierten, magnetischen oder auch mikrooptischen Elementen.

Ein besonders interessantes und vielversprechendes System stellen demgegenüber eindimensionale, optische Dipolfallen dar, die in optischen Hohlfasern generiert und als Materiewellenleiter, Injektoren und Atominterferometer eingesetzt werden können. Der Vorteil rein optischer Elemente im Vergleich zu magnetischen Systemen besteht in der großen Flexibilität, der Unabhängigkeit des optischen Potentials vom atomaren, magnetischen Zustand sowie der extrem hohen Homogenität der erzeugten Potentiale. Insbesondere tritt in optisch erzeugten Systemen keine Oberflächenfragmentierung, wie sie in magnetischen Wellenleitern beobachtet worden ist, auf [39, 40].

Der Einsatz einer optischen Faser als Element zum Bau eines Materiewellenleiters ist erst durch die Entwicklung optischer Hohlfasern ermöglicht worden und wurde erstmals von V. S. Letikhov und unabhängig von P. Zoller vorgeschlagen [41, 42]. Die Idee besteht darin, das Laserlicht in die Hohlfaser einzukoppeln und die so generierte Fasermode zu benutzen, um die Atome durch die Faser zu transportieren. Ein Atomleiter, der auf solch einer optisch generierten Dipolfalle beruht, stellt damit ein sehr attraktives Medium dar, um atomare Ensembles über makroskopische Strecken kontrolliert zu führen. Zudem eröffnet das System aufgrund des starken radialen Einschlusses der Atome in der Fasermode die Generierung von Materiewellen sehr geringer transversaler Energie mit den Optionen, daraus effiziente Atominterferometer sowie atomlithographische Systeme zu entwickeln.

Prinzipiell lassen sich mit einfachen Kapillarfaseren oder Röhrcchen Atomleiter in zwei unterschiedlichen Konfigurationen realisieren. Im ersten Szenario wird die Dipolfalle in der Faser mit Hilfe eines Lichtstrahls (Laserfrequenz ω_{Laser}) erzeugt, der im Allgemeinen einige 100nm oberhalb der Resonanzwellenlänge (Resonanzfrequenz ω_{Atom}) liegt. In dieser sogenannten rotverstimmten Dipolfalle oszilliert klassisch gesehen aufgrund der Bedingung $\omega_{Laser} < \omega_{Atom}$ das induzierte, atomare Dipolmoment in Phase mit der Lasermode. Daraus folgt, dass das Atom im Intensitätsmaximum der Dipolfalle geführt

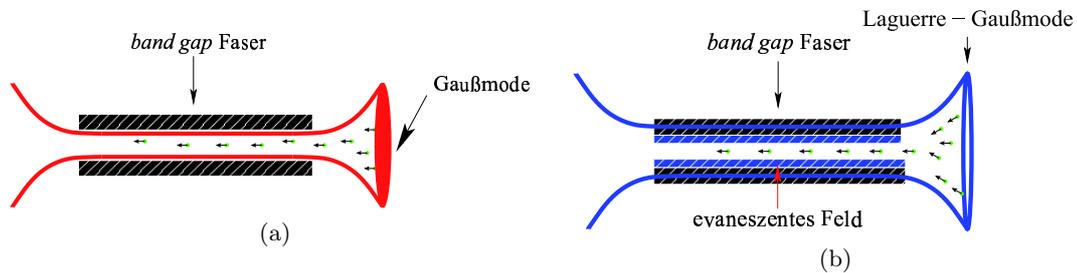


Abbildung 1.1: Prinzipielle Ansätze bei der Realisierung eines Atomleiters. In a) werden die Atome im Intensitätsmaximum geführt, in b) im Intensitätsminimum des blauverstimmen, evaneszenten Feldes.

wird. Dieser Fall ist in der linken Grafik in Abbildung 1.1 dargestellt. Verschiebt man die Wellenlänge des Lasers hingegen in die entgegengesetzte Richtung, so erhält man die Bedingung $\omega_{\text{Laser}} > \omega_{\text{Atom}}$. In diesem Falle oszilliert das Atom gegenphasig zum Lichtfeld und orientiert sich deshalb in Richtung des Intensitätsminimums. Diese blauverstimmete Dipolfalle kann mit Hilfe eines in den Mantel der Faser eingekoppelten Laserstrahls verwirklicht werden. Das in den Kern hineinragende, evaneszente Feld führt dann zu einem radialen Einschluss für die Atome (vgl. erneut Abb. 1.1, rechte Grafik). Beide Atomleitersysteme wurden in den letzten Jahren erfolgreich realisiert.

E. Cornell realisierte 1995 als Erster einen rein optischen Materiewellenleiter mit thermischen Rubidiumatomen in einer rotverstimten Fasermode [43]. Wenig später gelang in unterschiedlichen Konfigurationen auch die experimentelle Verwirklichung eines auf einen blauverstimten Laserstrahl beruhenden Atomleiters, sowohl mit thermischen [44, 45, 46] als auch mit lasergekühlten Atomen [47, 48, 49]. Dabei traten bei beiden Wellenleiterkonfigurationen jedoch massive physikalische Schwierigkeiten auf, die die Effizienz limitieren und dazu führen, dass derartige Systeme bisher nicht standardmäßig eingesetzt werden können. Obwohl im blauverstimten Falle aufgrund der geringen Streuraten zwar höhere atomare Flüsse erzielt werden konnten, zeigten die Untersuchungen in Hannover [47, 48], dass die verwendeten Wellenleiter bei der Einkopplung höherer Moden nicht *single mode* betrieben werden können, was zwangsläufig zu Speckelmustern in der Führungsmode führt. Im Falle des rotverstimten Wellenleiters hatte man es vor allem mit durch Anregung induzierten Heizprozessen und mit dem stark verlustbehafteten Führen des Dipolfallenlichtes zu tun, was die Länge der Faser vor allem für kalte Atome extrem limitiert [50].

Möchte man kalte oder sogar ultrakalte Atome wie Kondensate durch optische Hohlfasern leiten, benötigt man neuartige Hohlfasern mit speziellen Eigenschaften. Hohe Homogenität des Potentials mit hohem radialem Einschluss und verlustfreier Transport über längere Distanzen sind notwendige Voraussetzungen.

Mit der Entwicklung photonischer Materialien und photonischer Kristalle in den letzten zehn Jahren sind vielversprechende, neuartige Wellenleiter entstanden, die den Weg zu neuartigen physikalischen Anwendungen, insbesondere zu effizienteren Atomleitersyste-

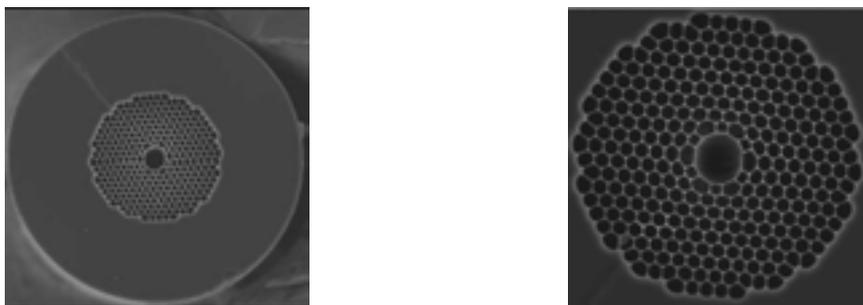


Abbildung 1.2: SEM - Aufnahme der verwendeten photonischen *band gap* Faser. Entnommen aus [55].

men ermöglichen sollen. In der Gruppe um P. Russell ist dieser Typ Faser entwickelt und systematisch untersucht worden [51, 52, 53]. Ein einführender Artikel zu photonischen Fasern findet sich bei [54].

Das Besondere der Faser ist der mikrostrukturierte Mantel, der typischerweise aus einem zweidimensionalen, hexagonalen Gitter aus Luftlöchern und Glas, dem sogenannten photonischen Kristall, besteht. In Abbildung 1.2 sind zwei SEM - Aufnahmen des Querschnitts der im Experiment verwendeten Faser mit Hohlkanal (Durchmesser $12\mu\text{m}$) und der periodischen Struktur zu sehen. Diese Struktur führt für Photonen ganz analog wie für Elektronen in Festkörpern zu Bandlücken in der Dispersionsrelation für jene Wellenvektoren, die in dieser photonischen Kristallebene liegen. Die Lage der Bandlücke wird dabei durch das Verhältnis von Lochabstand zu Lochdurchmesser bestimmt, sodass Bandlücken unterschiedlicher Breite und in unterschiedlichen Frequenzregimes realisiert werden können [56, 57]. Durch Einschluss eines Defektes in der Faser, in diesem Falle eines luftgefüllten Kerns kann die Propagation des eingekoppelten Lichts auf diesen Raumbereich beschränkt und sogar ein Einmodenbetrieb in der photonischen Faser mit Dämpfungseigenschaften, die mit konventionellen *single mode* Fasern vergleichbar sind ($< 30\text{dB/km}$), erzielt werden [58, 59].

Der Vorschlag, das Lichtfeld solch einer photonischen Faser zu nutzen, um damit einen Atomleiter für kalte Atome zu realisieren, wurde zum ersten Mal im Jahre 2000 publiziert [60]. Motiviert wird diese Idee durch den besonderen Führungsmechanismus des eingekoppelten Lichts. Dieser verspricht die Erzeugung sehr homogener Dipolpotentiale und eröffnet damit aufgrund des starken radialen Einschlusses die Möglichkeit, Seitenband - Kühlung in der Faser einzusetzen [61, 62]. In dem hier vorliegenden System sind die Raman - Seitenband - Kühlung [63, 64] respektive die Kühlung durch Erzeugung elektromagnetisch induzierter Transparenz die vielversprechendsten Methoden [65].

Damit stellt die photonische Kristallfaser ein attraktives Medium zur Erzeugung kohärenter Materiewellen dar. Es eignet sich zudem als Injektor für andere Experimente und eröffnet die Möglichkeit, atominterferometrische Systeme wie zum Beispiel Strahlteiler auf photonischer Basis zu modellieren.

Da das Licht auch bei sehr geringen Kerndurchmessern aufgrund der stark unterdrückten, nichtlinearen Prozesse verlustfrei und damit mit hoher Intensität geführt

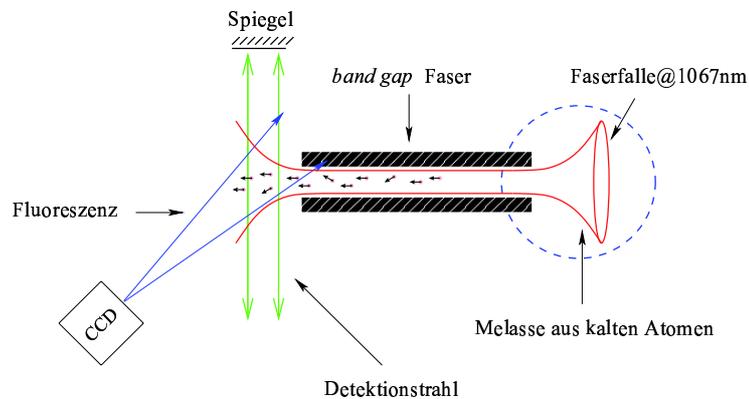


Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau des Atomleiterexperiments.

werden kann, eignet sich das photonische System in besonderem Maße zur ungestörten Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie. Effekte dieser Art konnten bereits in einer Reihe von Experimenten beobachtet werden [66, 67, 68, 69, 70]. Eine Übersicht über die experimentellen Möglichkeiten, nichtlineare Physik in photonischen Medien zu untersuchen, findet sich bei [71, 72, 73].

Dass das in der Faser generierte Lichtfeld zum Transport von Materie geeignet ist, konnte bereits 2002 mit Polystyrol - Kügelchen demonstriert werden, die über eine größere Distanz erfolgreich transportiert werden konnten [74], 2007 gelang es dann, thermische Rubidiumatome durch einen photonischen Wellenleiter zu führen [75]. Das Führen kalter Atome konnte bis dahin allerdings nicht demonstriert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit ist es zum ersten Mal weltweit gelungen, einen Atomleiter für kalte Atome auf der Grundlage einer photonischen *band gap* Faser zu konstruieren. Der prinzipielle Aufbau des Atomleiterexperiments ist in Abbildung 1.3 schematisch dargestellt. Als Quelle dient eine MOT kalter ^{85}Rb - Atome, die vor der Faser positioniert und aus der heraus die in der Faser generierte, optische Dipolfalle, die im Folgenden als Faserfalle bezeichnet wird, geladen wird. Die Faserfalle selbst wird mit Hilfe eines Ytterbium Faserlasers erzeugt. Nach Durchlaufen der Faser wird die Fluoreszenz der Atome detektiert und auf eine hochempfindliche CCD - Kamera abgebildet. Die Detektion der optisch geführten Atome hat sich dabei vor dem Hintergrund sehr schwacher Fluoreszenzsignale als äußerst schwierig herausgestellt, da nur eine geringe Anzahl von Atomen, im Mittel etwa einige 100, durch die nur einige Mikrometer breite Faser gelangen. Deshalb ist ein Großteil der Arbeit in die Optimierung des Signal - Rausch - Verhältnisses geflossen, mit dem Ergebnis, dass im Experiment Atomflüsse von einigen 100/s nachweisbar sind. Das Eingangssignal konnte durch den Aufbau einer *dark spot* MOT und die Optimierung des Umladeprozesses in die Faserfalle erheblich verbessert werden. Durch die Komprimierung der atomaren Wolke auf eine Dichte von bis zu $1.5 \times 10^{11}/\text{cm}^3$ konnte die Teilchenzahl in der Dipolfalle um einen Faktor 5 auf bis zu 2.5×10^6 erhöht werden. Dadurch ist es möglich, atomare Flüsse durch die *band gap* Faser von bis zu $10^5/\text{s}$ zu realisieren. Dieses entspricht Dichten von bis zu $6.4 \times 10^{11}/\text{cm}^3$

und stellt damit eines der dichtesten, nahezu eindimensionalen, lasergekühlten, atomaren Medien weltweit dar. Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

In **zweiten Kapitel** stehen die Eigenschaften und die Physik photonischer *band gap* Fasern im Zentrum der Diskussion. Zunächst werden allgemeine Eigenschaften photonischer Fasern respektive photonischer Kristalle beschrieben. Daran schließt sich eine theoretische Charakterisierung dieser physikalischen Eigenschaften an, im Mittelpunkt der Ausführungen stehen dabei die Beschreibung und Charakterisierung photonischer Bandlücken im zweidimensionalen photonischen Kristall und ihre Konsequenzen für das Licht, welches in einen kristallinen Defekt eingekoppelt wird. Dieses wird am Beispiel eines eindimensionalen photonischen Kristalls näher erläutert. Insbesondere wird gezeigt, dass die dort beschriebene Berechnung mit Hilfsmitteln der Festkörperphysik durchgeführt werden kann und damit der Beschreibung von Bandlücken in Festkörpern sehr ähnlich ist.

Im letzten Abschnitt werden Voruntersuchungen zur verwendeten *band gap* Faser zusammengefasst sowie das mechanische wie optische Design vorgestellt.

Im attraktiven Potential der Faserfalle bewegen sich die Atome im klassischen Bild auf elliptischen Trajektorien um die Faserachse. Dazu werden sie zunächst mittels Melassenkühlung (vgl. Abb. 1.3) in die Faserdipolfalle umgeladen und laufen dann in die Faser ein. Der Prozeß des Einsaugens in den Faserkern kann semiklassisch modelliert werden. Das selbstentwickelte Modell und die Simulationsergebnisse dazu werden im **dritten Kapitel** vorgestellt.

Als Ergebnis erhält man eine Abschätzung für den maximal möglichen, atomaren Fluss zum Zeitpunkt $t = 0$. Dieser kann zu einem quasi - kontinuierlichen System erweitert werden, wenn man eine zusätzliche, nahverstimzte Dipolfalle mit größerem Strahlradius, die in diesem Kontext als Hilfsdipolfalle bezeichnet wird, einstrahlt und den Umladeprozess in die Faserfalle optimiert.

Im **vierten Kapitel** wird der experimentelle Aufbau sowie seine Charakteristika vorgestellt. Insbesondere wird gezeigt, wie die notwendige Komprimierung der atomaren Wolke vor der Faser durch den Aufbau einer *dark spot* MOT erzielt werden kann.

Die in der Faser generierte Dipolfalle ist das Kernelement des Experiments. Im **fünften Kapitel** stehen der Aufbau und die Justage sowie die Untersuchungen der Ladeparameter im Vordergrund. Es wird untersucht, wie die simulierte, nahverstimzte Hilfsdipolfalle mit der Faserfalle kombiniert werden kann und welche Eigenschaften dieses kombinierte System besitzt. Im **sechsten Kapitel** werden das implementierte Detektionssystem zum Nachweis der fasergeführten Atome beschrieben sowie die atomare Empfindlichkeit des Systems bestimmt.

Im Rahmen der Arbeit ist erstmals ein Atomleiter für kalte Atome, basierend auf einer photonischen Kristallfaser untersucht worden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen befinden sich im **siebten Kapitel** dieser Arbeit.

Neben der Detektion der Atome hinter der Faser ist es ebenfalls möglich, die Atome absorptiv in der Faser zu detektieren. Im Rahmen der Arbeit wurden erste Pläne für ein entsprechendes System erarbeitet, mit dessen Hilfe auch Kühlverfahren im Faserpotential sowie die Besetzung des Oszillatorniveaus untersucht werden können. Die Idee und die Charakteristika dieses Systems werden im **achten Kapitel** vorgestellt.

Im **neunten Kapitel** werden die erzielten Ergebnisse zusammengefasst sowie mögliche, experimentelle Optionen an diesem neuartigen System diskutiert. In den Anhängen befinden sich schließlich eine detaillierte Darstellung des aufgebauten Lasersystems (Anhang **A**), eine mathematische Modellierung der Quantenzustände in der Faser (Anhang **B**), Überlegungen zur Adiabaticität der atomaren Transferdynamik in die Faser (Anhang **C**) sowie eine Analyse der Vakuumbedingungen in der photonischen *band gap* Faser (Anhang **D**).

Kapitel 2

Photonische Kristallfasern

Im folgenden Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit notwendigen theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis der Physik photonischer Kristallfasern nötig sind, zusammengestellt. Es wird gezeigt, wie mit festkörpertheoretischen Mitteln die Bandlücken in einem photonischen Kristall im allgemeinen Fall berechnet werden können. Anhand eines vereinfachten, eindimensionalen Modells des photonischen Kristalls wird dieses Verfahren schließlich illustriert. Abschließend werden die experimentellen Ergebnisse der Untersuchung zur verwendeten Faser vorgestellt.

2.1 Einführung in die Physik photonischer *band gap* Fasern

Bei normalen Lichtwellenleitern wie Stufenfasern hat man es mit einer homogenen Materialverteilung zu tun. Diese Homogenität ist dafür verantwortlich, dass die Lichtpropagation in solch einer Faser ausschließlich durch die Unterschiede in den Brechungsindizes der verwendeten Materialien beschrieben werden kann. Als Lösung erhält man die charakteristischen Eigenmoden der Faser [76].

Einen vollkommen neuen Lichtleitertyp bilden demgegenüber photonische Kristallfasern. Sie wurden vor etwa zehn Jahren in der Gruppe von P. Russell entwickelt und basieren auf einer periodischen Mikrostrukturierung des Brechungsindex [52, 54]. Durch diese Entwicklung konnten die Anwendungsmöglichkeiten von Lichtwellenleitern wesentlich erweitert werden. Lag zunächst die Anwendung photonischer Fasern im Führen von hochintensivem Licht, der Erzeugung von Superkontinua und vielen weiteren optischen Anwendungen, so eröffnete sich durch die Entwicklung von photonischen Hohlkernfasern mit geringer Dämpfung die Möglichkeit, nichtlineare, optische Prozesse durch gezieltes Einbringen von Gasen in den Kern zu studieren [71, 72, 73].

In Abbildung 2.1 sind SEM - Aufnahmen verschiedener, photonischer Fasertypen zu sehen. Für das Atomleiterexperiment sind vor allem die photonischen Hohlfasern (siehe Abb. 2.1, Grafiken G-I) von Bedeutung, deren Physik im Folgenden näher betrachtet wird. Zunächst erkennt man, dass photonische Lichtwellenleiter im Gegensatz zu konventionellen Lichtwellenleitern eine periodische, in der Größenordnung der Wel-

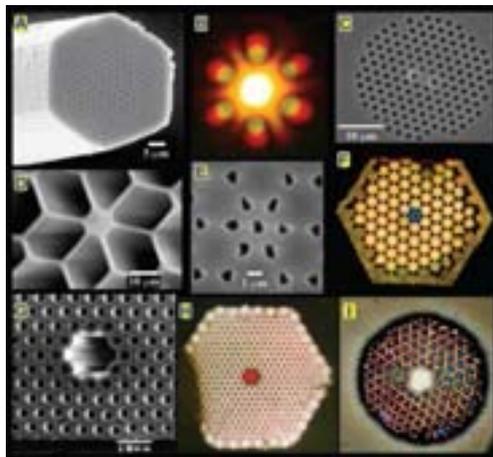


Abbildung 2.1: SEM - Aufnahmen von verschiedenen photonischen Kristallfasertypen, entnommen aus [54].

lenlänge des Lichts liegende, dielektrische Mikrostrukturierung aufweisen. Die Periodizität der Dielektrizität führt analog zu periodischen Potentialen in der Festkörperphysik zu Bandlücken in der Dispersionsrelation, sodass es nahe liegt, solche photonischen Bandlücken in Analogie zur Festkörpertheorie zu berechnen und zu charakterisieren. Die Existenz solcher photonischer Bänder in der Dispersionsrelation impliziert Restriktionen an die möglichen Frequenzen des im Kristall propagierenden Lichtes. Wellenvektoren k_{\parallel} , welche in der Kristallebene liegen, können nur Werte annehmen, die innerhalb der Brillouin - Zone liegen. Die Existenz der Bandlücke zwischen den Bändern lässt sich dann mit Hilfe des elektromagnetischen Variationstheorems und der dielektrischen Periodizität erklären.

In den nächsten beiden Abschnitten werden die dazu notwendigen theoretischen Grundlagen für ein- und zweidimensionale photonische Strukturen vorgestellt.

Dotiert man eine photonische Kristallfaser im Zentrum mit einem dielektrischen Defekt höherer oder niedrigerer Dielektrizität, so bleibt die Bandlücke im Außenbereich des Kristalls erhalten. Es entsteht ein defekt - induzierter Zustand, der nur als eine evaneszente, exponentiell abfallende Feldverteilung im Kristall existieren kann. Im Ergebnis erhält man eine durch den photonischen Kristall induzierte und auf die Defektstelle begrenzte, stark lokalisierte Feldverteilung, ähnlich wie in einer *cavity*. Da entlang der Faserachse aufgrund fehlender Randbedingungen an die Propagationskonstante k_z keine Restriktionen gestellt werden, ist die Defektmode in dieser Raumrichtung unbeschränkt [77].

Da die dielektrische Struktur die Position und Ausdehnung der Bandlücke vollständig bestimmt, ist es mit den heutigen technischen Mitteln möglich, die Fasern den experimentellen Erfordernissen individuell anzupassen.

Um Atomleiterexperimente mit einer photonischen Faser durchführen zu können, sind einige wichtige Eigenschaften notwendig.

Die verwendete Faser muss als Dotierung einen luftgefüllten Hohlkern besitzen, in dem

die Atome im Vakuum geleitet werden können. Die Bandlücke der Faser muss dabei in einem Bereich liegen, der mit kommerziell erhältlichen Laserquellen zu erreichen ist. Zudem ist ein *single mode* Betrieb der Faser für die Erzeugung eines stationären, konservativen Dipolpotential im Faserkern eine notwendige Bedingung. Darüber hinaus muss die Faser von ausreichender, mechanischer Stabilität sein, damit der Einbau und die Justage in der Vakuumkammer möglich sind.

Wie bereits erläutert, ist die Herstellung komplexer, mikrostrukturierter Fasern trotz entsprechender Technologie aufwendig, sodass nur wenige Firmen weltweit in der Lage sind, photonische Faser herzustellen. Prinzipiell erzeugt man solch eine Struktur, indem man ein Bündel von Glaskapillaren und Glasstäben zu einer hexagonalen Vorform von einigen Zentimetern Durchmesser zusammenfügt und dann erhitzt. Durch gleichmäßigen, mechanischen Zug der Struktur wird dann der gewünschte Durchmesser erreicht. Dieser liegt im Allgemeinen bei einigen $10\mu\text{m}$.

Bei der dänischen Firma *Crystal Fibre A/S* werden photonische *band gap* Fasern kommerziell vertrieben. Die Faser, die für dieses Experiment bei *Crystal Fibre* gekauft und untersucht wurde, besitzt die Typenbezeichnung AIR – 12 – 1060 und weist die oben skizzierten Eigenschaften auf, die für ein Atomleiterexperiment mit kalten Atomen von Bedeutung sind. Vor dem Einbau in die Vakuumkammer wurden allerdings einige Voruntersuchungen durchgeführt, um die Tauglichkeit der Faser zu untersuchen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen zusammen mit den optischen wie mechanischen Eigenschaften sind Gegenstand des dritten Abschnitts dieses Kapitels.

2.1.1 Mathematische Beschreibung und Modellierung

Im Folgenden wird das Problem der Berechnung photonischer Bandlücken für den allgemeinen dreidimensionalen Fall mit Mitteln der Elektrodynamik und Festkörpertheorie modelliert. Die Darstellung orientiert sich dabei weitestgehend an dem Buch von J. Joannopoulos et al. [77]. Es wird sich zeigen, dass sich die Physik durch eine hermitesche Eigenwertgleichung beschreiben lässt, die zu jedem Wellenvektor \mathbf{k} der Brillouin - Zone einen diskreten Satz an Eigenfrequenzen $\omega_n(\mathbf{k})$ und Eigenfunktionen $\mathbf{H}_n^{\mathbf{k}}$ respektive $\mathbf{E}_n^{\mathbf{k}}$ liefert. Aus diesen Informationen lassen sich die Bandstruktur der Faser in Form der Dispersionsrelation angeben sowie die möglichen magnetischen wie elektrischen Eigenmoden berechnen.

Den Ausgangspunkt der Beschreibung bilden die makroskopischen Maxwell - Gleichungen für die magnetischen und elektrischen Felder $\{\mathbf{E}, \mathbf{H}\}$ sowie der elektrischen Verschiebungsdichte und der magnetischen Induktion $\{\mathbf{D}, \mathbf{B}\}$.

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = 4\pi\rho \quad \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (2.2)$$

Mit ρ wird die freie Ladungsdichte bezeichnet, mit \mathbf{j} die freie Stromdichte. Unter Vernachlässigung nichtlinearer Effekte, welches bei schwachen Feldstärken gerechtfertigt ist und unter der Annahme, dass das Material verlustfrei, neutral und isotrop ist, hängen \mathbf{D}

und \mathbf{E} respektive \mathbf{H} und \mathbf{B} linear voneinander ab. Die Tensoren der Dielektrizität $\epsilon(\mathbf{r})$ und der Permeabilität $\mu(\mathbf{r})$ vereinfachen sich unter den oben skizzierten Annahmen zu skalaren Größen, und man erhält als Ergebnis $\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r})$ respektive $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}(\mathbf{r})$, wobei $\mu(\mathbf{r}) \approx 1$ gilt, da das Material im Allgemeinen unmagnetisch ist. Die Maxwell - Gleichungen nehmen dann folgende Gestalt an:

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \frac{\epsilon(\mathbf{r})}{c} \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (2.4)$$

Man sieht an dieser Darstellung, dass die Eigenschaften der Faser allein in der Dielektrizität $\epsilon(\mathbf{r})$ zu finden sind, sie alleine wird die Gestalt der Eigenzustände respektive Moden bestimmen. Da man auf der Suche nach stationären, harmonischen Eigenlösungen der photonischen Faser ist, ist es zweckmäßig, folgenden Separationsansatz zu wählen:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{i\omega t} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{i\omega t} \quad (2.6)$$

Der Lösungsansatz bedeutet keine Einschränkung in der Lösungsvielfalt, da der im Allgemeinen unendlich dimensionale Lösungsraum durch die harmonischen Lösungen aufgespannt wird.

Setzt man diese Lösungsansätze in die Maxwell - Gleichungen ein, so erhält man gemäß der vorausgesetzten Eigenschaften die Quellen - und Senkenfreiheit von $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ und $\mathbf{D}(\mathbf{r})$, also

$$\nabla \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.7)$$

$$\nabla \mathbf{D}(\mathbf{r}) = 0. \quad (2.8)$$

Aus den beiden hinteren Gleichungen erhält man dagegen

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) - \frac{i\omega}{c} \epsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \frac{i\omega}{c} \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.10)$$

Diese beiden Gleichungen lassen sich einfach entkoppeln. Man erhält als Ergebnis eine Mastergleichung für $\mathbf{H}(\mathbf{r})$.

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.11)$$

Definiert man $\Theta(\mathbf{r}) := \nabla \times \left(\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \right)$ so erkennt, dass es sich bei Gleichung (2.11) um ein Eigenwertproblem für das magnetisches Feld mit den Frequenzen ω als Eigenwerte handelt. Zudem folgt aus der Eigenschaft $\Theta(\mathbf{r}) = \Theta(\mathbf{r})^\dagger$ die Hermitizität des Operators.

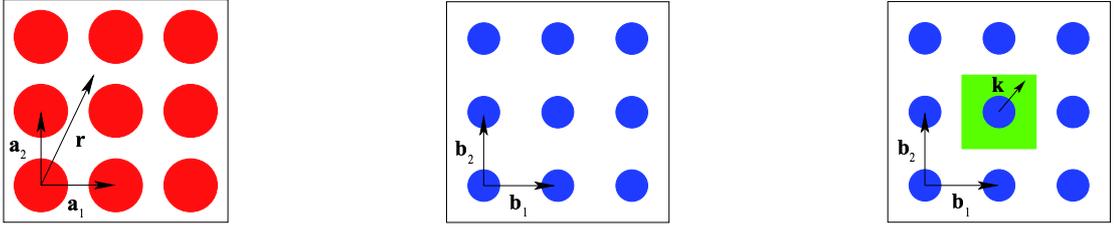


Abbildung 2.2: Illustration eines quadratischen, zweidimensionalen, photonischen Gitters. Im linken Bild sieht man das Gitter, im mittleren das reziproke Gitter, im rechten das reziproke Gitter mit der ersten Brillouin - Zone.

Diese impliziert die Existenz reeller Eigenwerte und die Orthogonalität der harmonischen Lösungen. Das elektrische Feld erhält man, indem man die Lösung für $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ in Gleichung (2.10) einsetzt:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \left(\frac{-ic}{\omega\epsilon(\mathbf{r})} \right) \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (2.12)$$

Zusammen mit den Bedingung (2.7) und (2.8) werden die Lösungen schließlich eindeutig festgelegt.

Die Mastergleichung in der Form (2.11) kann wesentlich vereinfacht werden, indem die Symmetrien des photonischen Kristalls ausgenutzt werden. In Abbildung 2.2 ist die Gittergeometrie eines einfachen zweidimensionalen photonischen Kristalls dargestellt. Man erkennt, dass aufgrund der diskreten Translationssymmetrie für jeden beliebig gewählten Startvektor \mathbf{r} und für jeden Gitterpunkt \mathbf{G} , der sich als Linearkombination der Basisvektoren bilden läßt, $\mathbf{R} = \sum_i n_i \mathbf{a}_i$, n_i ganzzahlig, folgendes gilt:

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \epsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R}). \quad (2.13)$$

Die diskrete Translationssymmetrie kann nun genutzt werden, um mit Hilfe des Bloch'schen Theorems nach Lösungen der Form

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \quad (2.14)$$

zu suchen. Dabei handelt es sich bei $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ um die gitterperiodische Funktion, also $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R})$, welche den in (2.14) definierten Blochzustand charakterisiert und die Gitterperiodizität von $\epsilon(\mathbf{r})$ widerspiegelt. Setzt man diesen Ansatz in die Mastergleichung (2.11) ein, so erhält man erneut eine Eigenwertgleichung, dieses Mal für die gitterperiodische Funktion:

$$\Theta_{\mathbf{k}} \mathbf{u}_{\mathbf{k},n}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega_n(\mathbf{k})}{c} \right)^2 \mathbf{u}_{\mathbf{k},n}(\mathbf{r}) \quad (2.15)$$

mit $\Theta_{\mathbf{k}} := (i\mathbf{k} + \nabla) \times \left(\frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} (i\mathbf{k} + \nabla \times) \right)$. Dieser Gleichung entnimmt man, dass es zu jedem \mathbf{k} einen Satz diskreter Frequenzen $\omega_n(\mathbf{k})$ mit dazugehörigen Blochzuständen gibt, wie

sie zum Beispiel auch für die Eigenzustände eines Elektrons in einem Festkörperkristall auftreten. Die \mathbf{k} -Vektoren sind dabei beliebige, diskrete Punkte im reziproken Gitter (siehe Abb. 2.2, mittleres Bild), wobei die Gitterpunkte \mathbf{G} als Linearkombinationen der Basisvektoren darstellbar sind. Es gilt also analog zum Gitter der Zusammenhang $\mathbf{G} = \sum_i n_i \mathbf{b}_i$, mit ganzzahligen n_i . Wegen der Eigenschaft $e^{i\mathbf{G}\mathbf{R}} = 1$ kann man sich allerdings auf die erste Brillouin - Zone im reziproken Gitter beschränken.

Die Gleichung (2.15) läßt sich nun numerisch lösen. Dazu formuliert man das Problem so um, dass ein algebraischer Ansatz möglich wird. Dazu entwickelt man die Dielektrizität $\epsilon(\mathbf{r})$ und den Blochzustand als Summe ebener Wellen:

$$\epsilon^{-1}(\mathbf{r}) = \sum_{\tilde{\mathbf{G}}} f_{\tilde{\mathbf{G}}} e^{i\tilde{\mathbf{G}}\mathbf{r}} \quad (2.16)$$

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \underbrace{\left(\sum_{\mathbf{G}, \lambda} h_{\mathbf{G}, \lambda} \mathbf{e}_{\lambda} e^{i\mathbf{G}\mathbf{r}} \right)}_{\mathbf{u}_{\mathbf{k}, n}(\mathbf{r})} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}. \quad (2.17)$$

\mathbf{e}_{λ} bezeichnet dabei den Polarisationsvektor. Da sich die Gittervektoren $\{\mathbf{R}\}$ und die reziproken Gittervektoren $\{\mathbf{G}\}$ nur um ein Vielfaches von 2π unterscheiden, kann die Integration - wie oben geschehen - durch eine Summe ersetzt werden, wobei sich die Summe in beiden Fällen nur über die reziproken Gittervektoren erstreckt. Setzt man diese Entwicklungen in Gleichung (2.11), so erhält man folgende Matrix:

$$\sum_{\tilde{\mathbf{G}}, \tilde{\lambda}} \Theta^{\mathbf{k}}(\mathbf{G}, \tilde{\mathbf{G}}, \lambda, \tilde{\lambda}) h_{\mathbf{G}, \lambda} = \left(\frac{\omega_n(\mathbf{k})}{c} \right)^2 h_{\mathbf{G}, \lambda} \quad \text{mit den Matrixelementen} \quad (2.18)$$

$$\Theta^{\mathbf{k}}(\mathbf{G}, \tilde{\mathbf{G}}, \lambda, \tilde{\lambda}) := (\mathbf{k} + \mathbf{G} \times \mathbf{e}_{\lambda}) \cdot \left((\mathbf{k} + \tilde{\mathbf{G}}) \times \mathbf{e}_{\tilde{\lambda}} \right) \tilde{\epsilon}^{-1}(\mathbf{G}, \tilde{\mathbf{G}}) \quad (2.19)$$

Man liest ab, dass zu jedem Wellenvektor \mathbf{k} der Brillouin - Zone ein Satz von Gleichungen existiert, wobei die Koeffizienten sich stets um einen Gittervektor unterscheiden. Das Lösen der Gleichung führt dann zu einem Satz diskreter Eigenfrequenzen, deren Genauigkeit und Anzahl von der Anzahl der betrachteten Gittervektoren abhängt. Ein Beispiel solcher einer Rechnung findet sich im Abschnitt 2.1.2 dieses Kapitels für den Spezialfall eines eindimensionalen Kristalls.

Das Variationstheorem

Auch ohne die direkte Berechnung der Bandstruktur der photonischen Faser kann die Existenz einer Bandlücke qualitativ verstanden werden. Dazu kann man das Variationstheorem verwenden. Das Energiefunktional lautet in diesem Fall:

$$E_{Var}(\mathbf{H}) = \frac{\langle \mathbf{H}, \Theta \mathbf{H} \rangle}{2 \langle \mathbf{H}, \mathbf{H} \rangle} \quad (2.20)$$

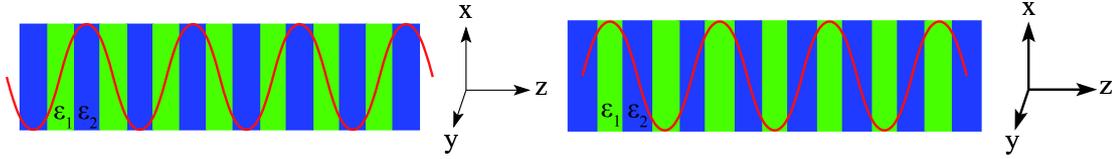


Abbildung 2.3: Qualitative Beschreibung der Bandlücke. Durch die unterschiedliche Energiedeposition im Kristall haben die beiden Moden trotz gleicher Wellenlänge eine unterschiedliche Energie.

Die Berechnung des Skalarproduktes läßt sich mit Hilfe der Produktintegration umformulieren zu:

$$E_{Var}(\mathbf{H}) = \left(\frac{1}{2 \langle \mathbf{H}, \mathbf{H} \rangle} \right) \int d\mathbf{r} \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \left| \frac{\omega}{c} \mathbf{D} \right|^2 \quad (2.21)$$

Man kann zeigen, dass die Eigenmoden der Faser das obige Energiefunktional unter Beibehaltung der Orthogonalität zu den energisch niedrigeren Moden minimieren. Dabei erkennt man anhand von Gleichung (2.21), dass diese Energieminimierung räumlich zu erklären ist. Die Mode mit der kleinsten Frequenz deponiert demnach die meiste Energie in Bereichen höchster Dielektrizität. Die nächst höhere Mode besitzt aufgrund der $\tilde{\mathbf{k}}$ -Entartung zwar den gleichen Wellenvektor \mathbf{k} aus der Brillouin-Zone, allerdings eine höhere Energiedeposition in einem Gebiet niedrigerer Dielektrizität, hervorgerufen durch eine andere Richtung oder einen anderen Betrag des Wellenvektors. Auch sie muss als Eigenmode der Faser das Energiefunktional minimieren, allerdings auf dem zur Grundmode orthogonalen Unterraum. Anhand eines eindimensionalen Kristalls in Abbildung 2.3 ist der Zusammenhang veranschaulicht. Der Kristall besitzt die Gitterkonstante a und besteht aus Schichten gleicher Dicke mit alternierender Dielektrizität. Die blauen Streifen besitzen dabei die höhere Dielektrizität, die grünen die niedrigere. Das Feld propagiert entlang der z -Achse und ist in diesem Falle entlang der x -Achse polarisiert. Die Bandlücke entsteht in diesem Falle am Rande der Brillouin-Zone, $-\pi/a \leq k \leq \pi/a$, an der die Wellenlänge gerade $2a$ beträgt. Für diese Wellenlänge macht sich die Gitterperiodizität des Kristalls bemerkbar. Es kommt zur Ausbildung von stehenden Wellen, die ihre Energie unterschiedlich im Kristall deponieren können und demzufolge gemäß dem Variationstheorem aus Gleichung (2.21) einen Frequenzabstand besitzen, der mit der Differenz zwischen den beiden Dielektrizitäten skaliert.

Wichtige Symmetrien und Defektmoden in einem zweidimensionalen, photonischen Kristall

Neben den Translationssymmetrien kann ein photonischer Kristall über weitere Symmetrien verfügen. Wichtige Symmetrien sind die Spiegelsymmetrie an einer Ebene, die Rotationssymmetrie um eine Achse und die zeitliche Inversionssymmetrie, die stets gilt. Besitzt der Kristall eine der Symmetrien, kommutiert der dazugehörige Operator \mathcal{O} mit dem Gitteroperator $\Theta_{\mathbf{k}}$, d.h es gilt $[\mathcal{O}, \Theta_{\mathbf{k}}] = 0$. Daraus folgt, dass der aus der Sym-

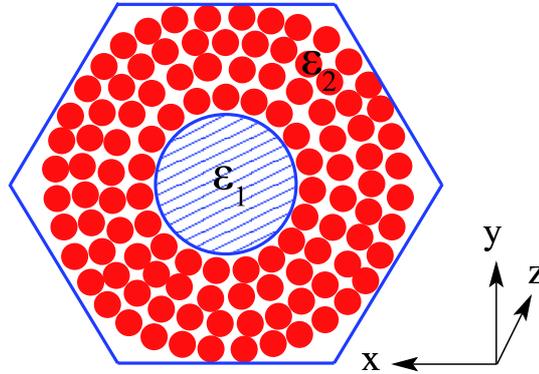


Abbildung 2.4: Zweidimensionaler Kristall mit Defektstelle. Dieser Defekt kann zur Lokalisierung einer Mode außerhalb der Bandlücke ausgenutzt werden.

metrieoperation \mathcal{S} hervorgegangene Zustand ebenfalls ein Blochzustand mit derselben Frequenz ist, wobei der neue \mathbf{k} - Vektor aus der Symmetrieoperation hervorgeht. Es gilt allgemein der Zusammenhang

$$\omega_n(\mathbf{k}) = \omega_n(\mathcal{S}\mathbf{k}) \quad (2.22)$$

Mit Hilfe von Symmetrien kann eine Klassifizierung der Eigenmoden der Faser vorgenommen werden. Eine sehr hilfreiche Einteilung dieser Moden erreicht man für den wichtigen Fall, dass die Propagation des Lichts nur in der Gitterebene stattfindet, also $k_z = 0$ gilt. Betrachtet man nun die Spiegelung M_z an einer beliebigen Ebene senkrecht zur z - Achse, so folgt, dass die Symmetrieoperation das System sowohl im Ortsraum als auch im \mathbf{k} - Raum in sich selbst überführt, demnach also $M_z\mathbf{r} = \mathbf{r}$ und $M_z\mathbf{k}_{\parallel} = \mathbf{k}_{\parallel}$ gilt. Da der Spiegeloperator \mathcal{O}_{M_z} , definiert durch den Ausdruck

$$\mathcal{O}_{M_z}\mathbf{f}(\mathbf{r}) = M_z\mathbf{f}(M_z\mathbf{r}), \quad (2.23)$$

die Eigenwerte ± 1 besitzt und zudem die Kommutatoreigenschaft $[\Theta, \mathcal{O}_{M_z}]$ erfüllt, folgt durch Anwenden von \mathcal{O}_{M_z} auf $\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ die Gleichung

$$\mathcal{O}_{M_z}\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = M_z\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(M_z\mathbf{r}) = M_z\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \pm\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}). \quad (2.24)$$

Für das elektrische Feld gilt analog

$$\mathcal{O}_{M_z}\mathbf{E}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \pm\mathbf{E}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}). \quad (2.25)$$

Da sich das magnetische Feld wie ein Pseudovektor und das elektrische Feld wie ein Vektor unter Einwirkung von M_z transformieren, folgt, dass die Moden durch die Einführung zweier Polarisationszustände, bezeichnet als TM und TE, klassifiziert werden können. Im TM - Zustand besitzt das elektrische Feld nur eine Komponente in z -Richtung (H_x, H_y, E_z), im TE - Zustand hingegen ist das Feld vollständig in der xy -Ebene polarisiert (E_x, E_y, H_z). Die Bandlücken können für die beiden Polarisierungen sehr verschieden aussehen. Im Allgemeinen ist man allerdings daran interessiert, eine

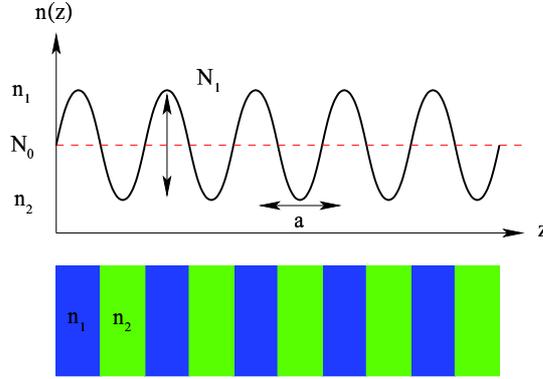


Abbildung 2.5: Modellsystem eines eindimensionalen photonischen Kristalls mit Gitterkonstanten a und den Brechungsindizes n_1 und n_2 . Die Variation des Brechungsindex wird mit Hilfe einer Sinusfunktion approximiert.

komplette Bandlücke für beide Polarisationszustände zu besitzen. Diese wird durch die Geometrie der Kristallstruktur, die Füllung zwischen den Löchern sowie durch die Lochdurchmesser bestimmt und muss in aufwendigen Simulationen berechnet werden. Für die Atomleitung von besonderem Interesse sind durch einen Defekt dotierte zweidimensionale Kristalle, wie in Abbildung 2.4 beispielhaft zu sehen. Strahlt man Licht in den Defekt solch eines Kristalls mit einer Frequenz aus der Bandlücke ein, so handelt es sich bei der Feldverteilung nicht mehr um eine Eigenmode des Kristalls, da ja die Frequenz kein Eigenwert der Gleichung (2.15) ist. Deshalb muss die Mode exponentiell zu den Rändern des Defektes abklingen. Formal wird der radial oszillierende Teil durch einen exponentiell gedämpften Term mit realer Dämpfungskonstante κ ersetzt:

$$\mathbf{H}_{k_z, k_{\parallel}}^{def.}(\rho, z) = e^{-\kappa\rho} e^{ik_z z} \mathbf{u}_{k_z, k_{\parallel}}(\rho). \quad (2.26)$$

Dieser bewirkt einen *cavity* - artigen Einschluss der Feldverteilung und somit eine Lokalisierung der Mode in radialer Richtung. Wenn man mit solch einer Defektmode einen Atomleiter realisieren möchte, wählt man als Defektstelle einen evakuierten Hohlkanal.

2.1.2 Berechnung der Bandlücke für den eindimensionalen Fall

Um ein Verständnis davon zu bekommen, wie man prinzipiell Bandlücken in einem Kristall bestimmt, wird in diesem Abschnitt der einfachste Fall diskutiert. Als Modellsystem wird ein endlich ausgedehnter, eindimensionaler, photonischer Kristall mit einer äquidistanten Abfolge von Schichten wechselnder Dielektrizität betrachtet [76]. Abbildung 2.5 veranschaulicht die Situation. Die magnetische Feldverteilung kann in folgender Form dargestellt werden:

$$\mathbf{H}_{n, k_z, k_{\parallel}}(\rho, z) = e^{ik_{\parallel}\rho} e^{ik_z z} \mathbf{u}_{n, k_z, k_{\parallel}}(z) \quad (2.27)$$

Zudem wird die Einschränkung gemacht, dass das Licht nur entlang der z - Achse propagiert, also $\mathbf{k}_{\parallel} = 0$ gilt. Damit kann man ohne wesentliche Einschränkung der All-

gemeinheit eine entlang einer Achse polarisierte Welle annehmen. Anstatt mit der Mastergleichung für das magnetische Feld zu starten, wird hier die Helmholtz - Gleichung für das elektrische Feld verwendet. Sie lautet mit $E(z) = e^{ik_z z} u_{n,k_z}(z)$

$$\left(\frac{1}{n^2(z)} \frac{d^2}{dz^2} + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \right) E(z) = 0 \quad (2.28)$$

Die Modulation des Brechungsindex $n(z)$ wird im Hilfe einer Sinusfunktion modelliert, welcher mit der Dielektrizität über $n(z) = \sqrt{\epsilon(z)}$ zusammenhängt.

$$n(z) = N_0 + N_1 \sin(Gz), \quad N_0 := \frac{n_1 + n_2}{2}, \quad N_1 = \frac{n_1 - n_2}{2} \quad (2.29)$$

wobei mit $G = 2\pi/a$ der reziproke Gittervektor und mit a die Gitterkonstante bezeichnet wird. $n(z)$ und $E(z)$ werden nun in Form einer Fourierreihe entwickelt, wobei für den Brechungsindex die Darstellung aus Gleichung (2.16) verwendet wird:

$$E(z) = \sum_q c_q e^{iqz} \quad (2.30)$$

$$n^{-2}(z) \simeq n_0^{-2} + \sum_{G, G \neq 0} \frac{2n_G}{n_0^3} e^{iGz} \quad (2.31)$$

Wegen des sinusförmigen Ansatzes kann man sich bei der Entwicklung des Brechungsindex auf $G = 0, \pm 2\pi/a$ beschränken. Setzt man beide Ansätze in die Helmholtz - Gleichung ein, erhält man nach Umsortieren folgendes Gleichungssystem für die Entwicklungskoeffizienten c_j :

$$n_0^{-2}(k - G)^2 c_{k-G} + \sum_{\tilde{G}, \tilde{G} \neq G} \frac{2n_{\tilde{G}-G}}{n_0^3} (k - \tilde{G})^2 c_{k-\tilde{G}} = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 c_{k-G} \quad (2.32)$$

Die k -Werte sind jetzt aus der ersten Brillouin - Zone zu nehmen, wobei G und \tilde{G} reziproke Gittervektoren sind. Die Anzahl der Gittervektoren bestimmt die Dimension der Matrix und damit die Anzahl der Eigenwerte $\omega_n(k)$. Da die Variation des Brechungsindex im photonischen Kristall sinusförmig modelliert worden ist, erhält man Tridiagonalmatrizen. Dieses erkennt man daran, dass nur Entwicklungskoeffizienten auftreten, die sich um einen Gittervektor unterscheiden. Bereits zwei Gittervektoren reichen aus, um die ersten beiden Bandlücken richtig zu berechnen. Modelliert man hingegen den Kristall durch eine Stufenfunktion, so ist die Matrix nicht schwach besetzt, und es müssen entsprechend mehr Gittervektoren mitgenommen werden. Das so formulierte Problem läßt sich numerisch durch Diagonalisierung der Matrix für ein beliebiges aber festes k lösen. Die Lösungen der ersten vier Bänder sind quantitativ in Abbildung 2.6 dargestellt. Aufgetragen sind die k -Vektoren der ersten Brillouin - Zone gegen die normierte Kreisfrequenz ω/ω_0 bei $\lambda = 1067\text{nm}$. Im oberen Bild sieht man die Situation für ein völlig homogenes Medium mit $\epsilon_1 = 1.44$. In den beiden darauffolgenden Bildern sieht man das Auftreten der Bandlücke am Rande der Zone, wobei der Effekt durch eine Vergrößerung

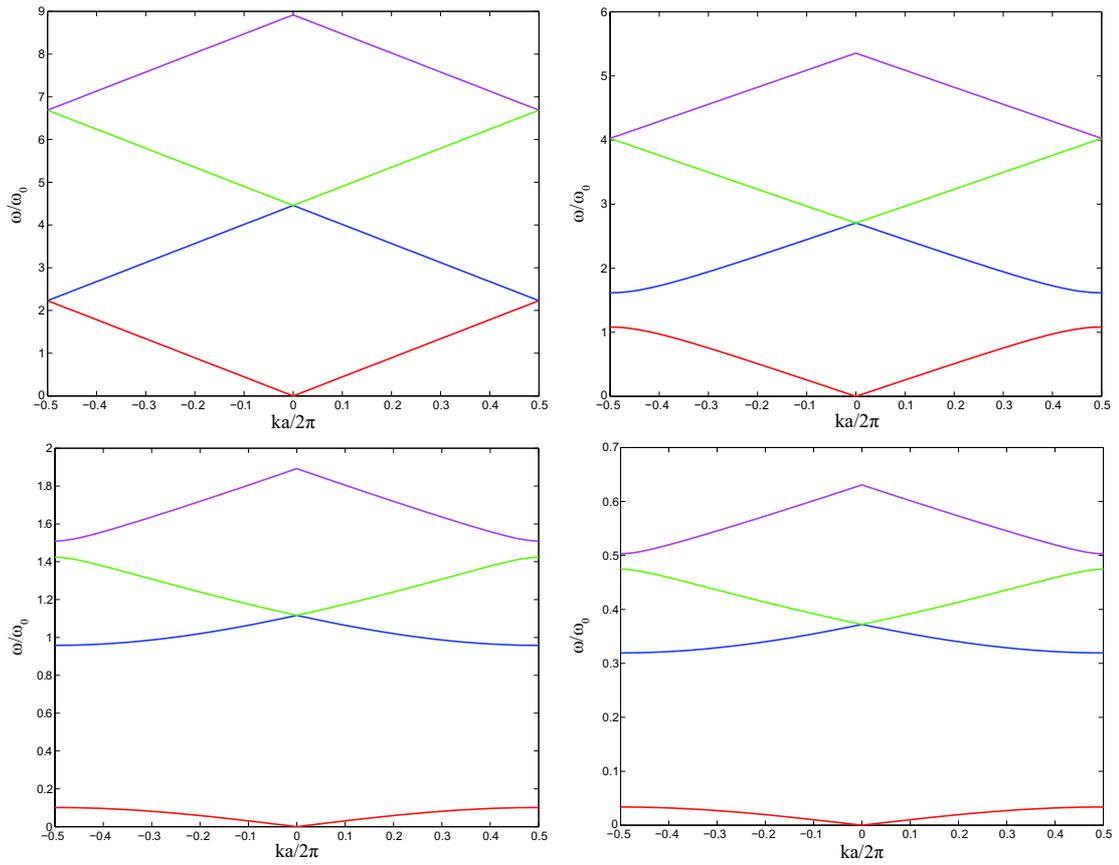


Abbildung 2.6: Bandlücken eines eindimensionalen Kristalls bei verschiedenen Parametern (ϵ_2, a), links oben: $\epsilon_2 = 1.44$, $a = 200\text{nm}$, rechts oben: $\epsilon_2 = 6.0$, $a = 200\text{nm}$ links unten: $\epsilon_2 = 13$, $a = 200\text{nm}$, rechts unten: $\epsilon_2 = 13$, $a = 600\text{nm}$.

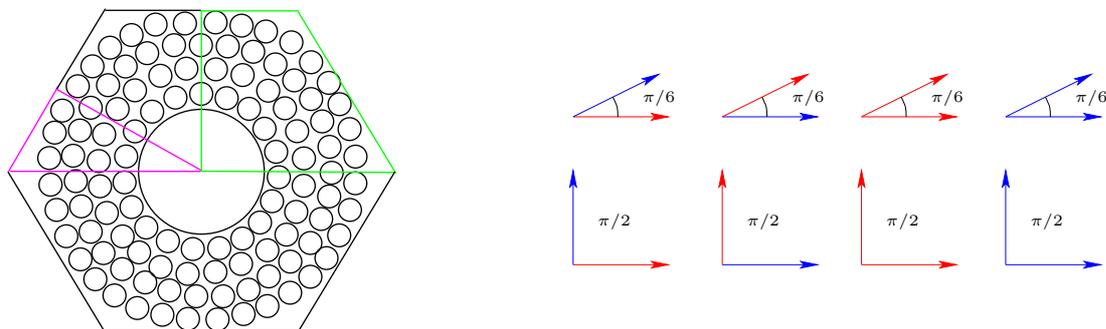


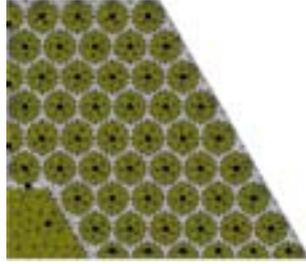
Abbildung 2.7: Gruppentheoretische Klassifizierung der Moden in einem hexagonalen photonischen Kristall. Im linken Bild sind die beiden Symmetriezellen im Kristall dargestellt, im rechten Bild die sich daraus ergebenden Fälle für das elektrische Transversalfeld. Der rote Pfeil bedeutet parallele Ausrichtung, der blaue Pfeil senkrechte Ausrichtung zum Zellenrand.

der Differenz der Dielektrizitäten verstärkt wird. Im rechten oberen Bild ist die Situation für $\epsilon_2 = 6$, im linken unteren für $\epsilon_2 = 13$ dargestellt. In allen drei Fällen beträgt die Gitterkonstante $a = 200\text{nm}$. Im rechten unteren Bild wurden $\epsilon_2 = 13$ und $a = 600\text{nm}$ gewählt. Man sieht, dass sich dadurch die Bandlücke zu größeren Wellenlängen also zu kleineren Frequenzen verschiebt, welches direkt aus der Stehwellenbedingung $\lambda = 2a$ am Rande der Brillouin - Zone folgt.

2.1.3 Berechnung der Eigenmoden der *band gap* Faser

Neben der Berechnung der Bandlücken sind die Eigenmoden der verwendeten Faser von großer Bedeutung. Für das Atomleiterexperiment relevant ist in diesem Kontext vor allem die Existenz einer Mode mit einem Intensitätsmaximum in Zentrum des Hohlkerns sowie die Stabilität dieser Mode entlang der Faserachse über makroskopische Längen. Um diesen Fragen nachzugehen sind im Rahmen der am Projekt durchgeführten Diplomarbeit von P. Moraczewski die Fasergeometrie simuliert und die Intensitätsverteilungen berechnet worden. Dabei stützen sich die Berechnungen auf dem vom Konrad - Zuse - Institut in Berlin zur Verfügung gestellten Finite - Elemente - Programm *JCMwave*. Um die Feldverteilung der *band gap* Faser zu bestimmen, wird ein Minimalgebiet im hexagonalen Gitter definiert. Dabei wird das Gebiet so festgelegt, dass der Kristall unter den charakteristischen Spiegel - respektive Rotationssymmetrieeoperationen invariant bleibt. Im Falle der Hexagonalstruktur der *band gap* Faser erhält man mit Hilfe der Gruppentheorie eine Klassifizierung der zu erwartenden Eigenmoden. Die Klassifizierung unterscheidet dabei acht Modenklassen, vier nicht entartete und vier jeweils zweifach entartete. Dabei spiegeln die entarteten Moden die volle Symmetrie des Kristalls erst in Kombination wider [78, 79]. Durch die Festlegung von Randbedingungen

AIR – 12 – 1060	
Material	Silizium
Kerndurchmesser	$12 \pm 1 \mu\text{m}$
<i>cladding</i> Durchmesser	$130 \pm 5 \mu\text{m}$
Gesamtdurchmesser	$250 \pm 10 \mu\text{m}$
Zentralwellenlänge	$\lambda = 1030 \text{nm}$
Bandlücke	$\pm 50 \text{nm}$
optische Abschwächung@980 – 1080nm	$\sim 0.1 \text{dB/m}$
gemessene $NA@1067 \text{nm}$ ¹	~ 0.07



(a)

(b)

Abbildung 2.8: a) Simulation der Fasergeometrie und Visualisierung des Triangulierungsverfahrens. b) Kenndaten der photonischen Faser. Die numerische Apertur ist gemessen worden, die restlichen Daten dem Datenblatt der Herstellers entnommen [55].

für das elektrische Transversalfeld $\mathbf{E}_t(r, \phi)$ auf den Zellenrändern in der Form

$$\begin{aligned} \text{Kurzschluss auf dem Rand } V = 0: \quad \mathbf{E}_t(r, \phi) \mathbf{e}_r &= 0 \\ \text{Potentialdifferenz auf dem Rand } V \neq 0: \quad \mathbf{E}_t(r, \phi) \mathbf{e}_\phi &= 0 \end{aligned} \quad (2.33)$$

erhält man die Klassifizierung in Abbildung 2.7. Dargestellt sind die beiden möglichen Symmetriezellen und die elektrische Feldkonfiguration auf den Rändern dieser Zellen. Die roten Pfeile bedeuten, dass das elektrische Feld parallel zum Zellenrand orientiert ist, die blauen Pfeile deuten die senkrechte Richtung zum Zellenrand an. Um die Grundmode mit Intensitätsmaximum zu finden, muss demzufolge auf der Viertelzelle mit gemischten Randbedingungen nach Lösungen gesucht werden. Dieses Gebiet wird nun mit Hilfe der Methode der finiten Elemente trianguliert (vgl. Abb. 2.8). Die Lösung wird dann aus den auf den Dreiecken definierten Ansatzfunktionen errechnet, wobei sowohl die Stetigkeitsbedingungen auf den Dreiecksrändern als auch die oben definierten Randbedingungen berücksichtigt werden. Die Ergebnisse zeigen, dass sich eine stabile Grundmode in der Faser ausbildet, welche über 90% ihrer Intensität im Hohlkern konzentriert und damit kaum Dämpfung zeigt. Weitere Details finden sich bei [80].

2.2 Experimentelle Untersuchungen der photonischen Faser

2.2.1 Vermessung des Modenprofils

Wie oben bereits beschrieben, muss die verwendete Faser für ein Atomleiterexperiment einige Eigenschaften erfüllen. Die im Rahmen dieses Experimentes ausgewählte Faser wird von der dänischen Firma *Crystal Fibre A/S* vertrieben. Die relevanten technischen

¹Die numerische Apertur ist mit der Formel $NA := \sin(\theta_A)$ bestimmt worden, wobei θ_A den halbe Öffnungswinkel bezeichnet. Der Wert der Herstellers liegt bei etwa $0.1@1064 \text{nm}$.

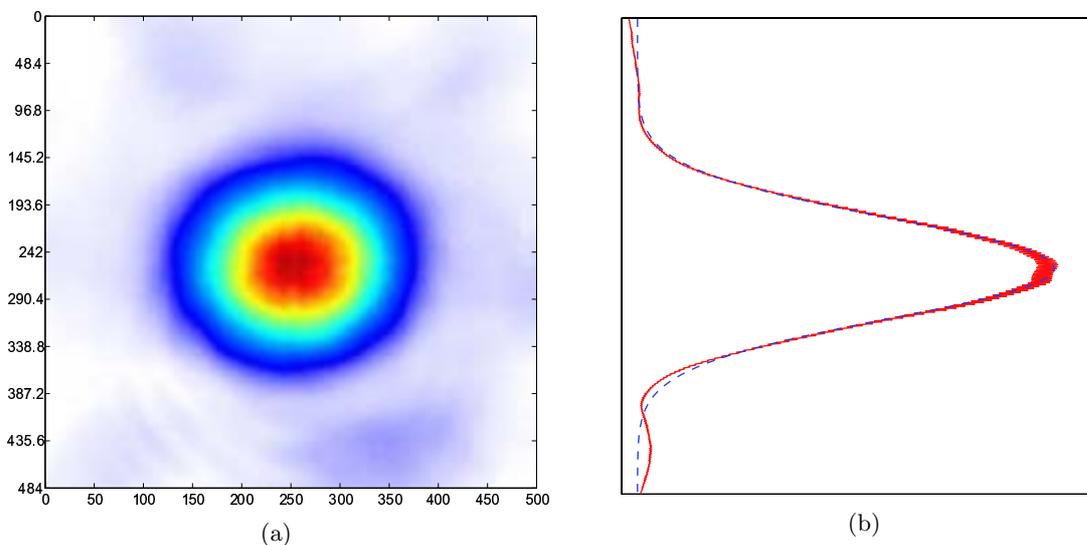


Abbildung 2.9: Intensitätsprofil a) und Spaltensummenverteilung b) der in der Faser erzeugten Grundmode.

Daten sind der Grafik 2.8 zu entnehmen. Die Faser weist eine sehr hohe mechanische Stabilität auf, zudem besitzt sie eine Bandlücke, für die kommerziell erhältliche Laserquellen existieren. Die Einkopplung des Lichts in den Kern erfolgt im eingebauten Zustand, d.h. in der Vakuumkammer. Dazu wurde eine Asphäre² ausreichender, numerischer Apertur ausgewählt. Die Justage der Asphäre bei geöffneter Kammer ist aufwendig aber notwendig, da für einen Abstand von etwa 130mm von der Faserspitze zum Glasfenster keine Asphäre mit ausreichender numerischer Apertur existiert und zudem eine großbrennweitige, achromatische Linse einen zu großen Linsenfehler bei der Erzeugung eines Strahlradius von etwa $5\mu\text{m}$ aufweist.

Um die Faser zusammen mit der Linse in die Kammer einzubauen, ist ein vakuumtauglicher, unmagnetischer Edstahlhalter konstruiert worden. Dieser gewährleistet zum einen hohe mechanische Stabilität, zum anderen schirmt er mit den Zwischenwänden den Detektionsbereich hinter der Faser von den Melassenatomen vor der Faser ab. Die Linse selbst wird in einem Hohlzylinder befestigt. Um damit eine Lichteinkopplung hoher Effizienz zu erzielen, ist die Achse der Linsenhalterung mit einer Genauigkeit von etwa $1\mu\text{m}$ auf die Achse der Faser zentriert. Die Faser selbst ist nicht weiter fixiert, sondern liegt in einer schmalen Rinne. Da die Kunststoffummantelung vor dem Einbau in die Vakuumkammer entfernt wurde, fehlt der Faser die mechanische Stabilität. Zudem verbiegt mechanischer Zug das Faserende und verschlechtert damit die Einkopplungseffizienz. Durch manuelles Verschieben der Linse im Halter kann der Fokus relativ gut voreingestellt werden. Die Feinjustage erfolgt dann mit Hilfe zweier vor der Kammer aufgestellter Spiegelhalter hoher Stabilität. Durch Iteration der Justage aller Freiheits-

²Thorlabs 350220-C

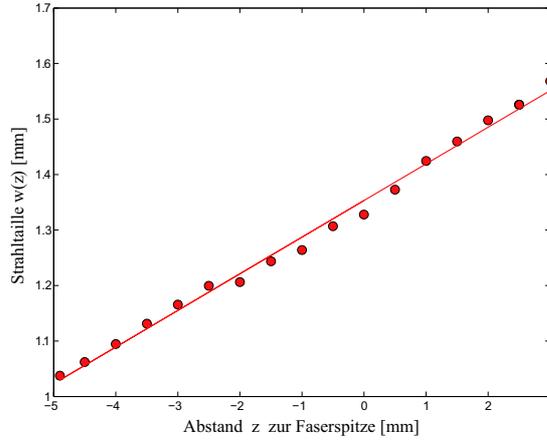


Abbildung 2.10: Vermessung des Strahlradius der *band gap* Faser. Der Fit liefert einen Wert von $w_0 = 5.13\mu\text{m}$.

grade erreicht man schließlich eine Einkoppleffizienz in den Kern von etwa 80%. Diese sorgt zum einen für starke Potentiale (einige 10mK) im Faserkern, zum zweiten wird dadurch das nicht unwesentliche Streulicht des nicht eingekoppelten Lichtes minimiert. Ein wichtiger Parameter für die späteren Analysen des Fallenpotentials ist der Modendurchmesser der Feldverteilung. Um diesen zu vermessen, wurde ein kollimierter, gaußförmiger Strahl in die photonische Faser eingekoppelt. Das Modenprofil wurde dann hinter der Faser in verschiedenen Abständen mit einer CCD - Kamera aufgenommen. Durch einen Fit an die Spaltensummenverteilung der Bilder läßt sich schließlich der radiale Durchmesser $w(z)$ bestimmen. Abbildung 2.9 zeigt exemplarisch einen Fit am Orte $z \approx 15.6\text{mm}$ sowie das dazugehörige Intensitätsprofil der Fasergrundmode im Fernbereich. Man erkennt, dass diese Grundmode neben dem gaußförmigen Zentralmaximum sechs Nebenmaxima besitzt, welche die Hexagonalsymmetrie der Faser widerspiegeln. Das Hauptmaximum ist in seiner Intensität um mindestens einen Faktor 20 stärker als die Nebenmaxima und weist eine perfekte gaußförmige Intensitätsverteilung auf. Die Untersuchungen haben weiterhin gezeigt, dass die Grundmode eine hohe Formstabilität gegenüber mechanischer Verbiegung besitzt, was einen perfekten *single mode* Betrieb impliziert. In Abbildung 2.10 ist das Ergebnis der Strahltaillenvermessung zu sehen. Passt man den Zusammenhang $w(z) = \lambda/\pi w_0 z$ an die Messpunkte, erhält man als Strahlradius den Wert

$$w_0 = (5.13 \pm 0.05) \mu\text{m}. \quad (2.34)$$

Dieser stimmt sehr gut mit dem halben Kerndurchmesser der Faser überein. Um die Intensitätsstabilität der Fasergrundmode unter experimentellen Bedingungen zu untersuchen, sind mit einer schnellen Photodiode die Intensitätsschwankungen der Mode im komplett eingebauten Zustand gemessen worden. Dazu wurde das Photodiodensignal mit einem Spektrumanalysator aufgenommen. Die Analyse des Frequenzspektrums

ergab, dass die Stabilität des Ytterbium Faserlasers³ und der eingebauten Mechanik Lebensdauern von einigen Sekunden zulassen und damit keinen limitierenden Faktor für den Atomfluss bedeuten. Eine detailliertere Analyse der Stabilitätsuntersuchung findet sich in Kapitel 5.3.3.

2.2.2 Evakuierung der Faser

Die Vakuumbedingungen in der Faser sind für das Atomleiterexperiment von fundamentaler Bedeutung. Um die Stoßrate mit Hintergrundgasatomen in der Faser zu unterdrücken, muss man fordern, dass die mittlere freie Weglänge für ein fasergeführtes Atom mindestens so lang wie die Faser ist. Der dazu notwendige Druck liegt bei etwa 7.6×10^{-4} mbar [81]. Mit Hilfe einer Modellrechnung kann die erforderliche Zeit errechnet werden, bis dieser kritische Druck p_{krit} in der Faser erreicht wird. Beschrieben wird die Änderung des Drucks durch den Exponentialansatz

$$\dot{p} = -\frac{S_{eff}}{V}p + \frac{Q}{V} \quad (2.35)$$

S_{eff} ($[S_{eff}] = 1/s$) bezeichnet die effektive Pumprate, mit der die Faser evakuiert wird. Sie setzt sich aus der Pumprate S der Ionengetterpumpe und dem Leitwert C der Faser zusammen (siehe auch Anhang D). Q ($[Q] = \text{mbar l/s}$) bezeichnet die Ausgasrate der Faser. Setzt man $\dot{p} = 0$, so erhält man den minimal erreichbaren Druck in der Faser. Für diesen gilt der Zusammenhang

$$p_{min} = \frac{Q}{S_{eff}}. \quad (2.36)$$

Dieser liegt bei einer Ausgasrate von $Q = 4.9 \times 10^{-13}$ mbar l/s und einer effektiven Pumprate von 9.5×10^{-9} 1/s bei 5.1×10^{-5} mbar. Nimmt man als Startdruck Normaldruck an, so erreicht man sowohl den kritischen Druck als auch den Minimaldruck nach wenigen Minuten. Die mittlere, freie Weglänge liegt für p_{min} bei etwa 1.3m. Daraus folgt, dass der erreichbare Druck in der Faser keinen limitierenden Faktor für die Lebensdauer der Atome darstellt.

³IPG Photonics YLM-20-SC

Kapitel 3

Simulationen zur Atomleitung

Wie bereits in der Einleitung skizziert, wird das Atomleiterexperiment mit kalten ^{85}Rb -Atomen durchgeführt. In diesem Temperaturbereich kann die atomare Bewegung vor der Faser noch klassisch beschrieben werden. Quantenmechanische Betrachtungen werden allerdings notwendig, wenn man die Besetzung der Oszillatorniveaus im Potential betrachten möchte. Das Potential, welches durch das Laserfeld induziert wird, ist zudem anharmonisch, nur für sehr kalte Atome ist die harmonische Approximation gerechtfertigt. Dabei stellt sich zunächst einmal die Frage, ob die in der optischen Melasse heruntergekühlten Atome durch das attraktive Potential und ohne weitere transversale Kühlung in der Faserfalle in den Kern gezogen werden und ob darüber hinaus mit einem signifikanten atomaren Fluss zu rechnen ist. Da die radiale und axiale Bewegung im anharmonischen Fall nicht entkoppelt sind und für die Energie E der Atome stets $E > 0$ gilt, ist es denkbar, dass der Energiegewinn der Atome beim Einlaufen in den Faserkern zu einem hohen Anteil auf die radiale Komponente verteilt wird und das Atom die Falle wieder verläßt. Man kann also erwarten, dass nur die Atome einlaufen werden, die auf einer achsennahe Trajektorie auf den Faserkern zulaufen. Abbildung 3.1 veranschaulicht die Situation. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird das mathematische Modell zur Abschätzung des maximal möglichen atomaren Flusses vorgestellt und diskutiert. Mit Hilfe einer quantenmechanischen Betrachtung der im Faserpotential besetzten Oszilla-

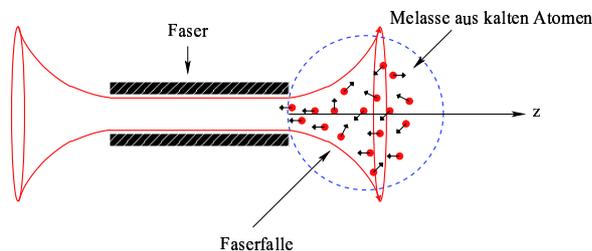


Abbildung 3.1: Einfaches Modell der atomaren Bewegung vor der Faser. Dargestellt sind die Faser, die in der Faser generierte, divergent austretende Faserdipolfalle und die kalten Atome aus der optischen Melasse.

torniveaus und der Annahme eines adiabatischen Transfers in die Faser hinein können die Trajektorien berechnet werden. Die Flussabschätzungen werden dann im zweiten Abschnitt für verschiedene, experimentell relevante Parameterregimes vorgestellt.

Um zu prüfen, ob ein kontinuierlicher Atomleiter realisiert werden kann, wird im weiteren Verlauf ein kombiniertes System, bestehend aus Faserfalle und einer nahverstimmten Hilfsfalle simuliert. Die Idee bei diesem kombinierten System besteht darin, der Faserfalle auch nach Abschalten der Melasse permanent Atome aus der Hilfsfalle nachzuliefern und so den Strom durch die Faser aufrechtzuerhalten. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Abschnitt 3.3 zu finden.

3.1 Modellierung der atomaren Bewegung

Mit Hilfe des theoretischen Modells zur Charakterisierung der atomaren Bewegung im Dipolfallenpotential, das in diesem Kapitel schrittweise entwickelt wird, ist man in der Lage, den mittleren atomaren Fluss Φ für verschiedene Parameterregimes zu berechnen. Der Fluss wird dazu wie folgt definiert:

$$\Phi = \frac{N_{guide}}{\Delta t} \quad (3.1)$$

Dabei bezeichnet Δt die $1/e$ - Zeit. Sie ist ein Maß für Entleerungszeit der Dipolfalle und somit für die Zeitskala, auf der der Schwerpunkt der atomaren Wolke in die Faser gezogen wird. N_{guide} bezeichnet demzufolge die Anzahl der sich in der atomaren Wolke befindenden Atome. Der atomare Fluss Φ hängt sehr empfindlich von den Fallenparametern, also der Temperatur und der Fallentiefe ab. Sowohl Δt als auch N_{guide} sind unbekannte Größen, im folgenden Abschnitt werden sie deshalb schrittweise hergeleitet.

3.1.1 Bestimmung der Atomzahl N_{guide}

Die in diesem Experiment erzielbaren Temperaturen liegen typischerweise im Bereich von $10 - 40 \mu\text{K}$, sodass sich die atomare Bewegung noch klassisch modellieren läßt. Dieses läßt sich zum Beispiel an de - Broglie - Wellenlänge $\lambda_{dB} = h/\sqrt{2mk_B T}$ erkennen, die typischerweise einen Wert von einigen 10nm besitzt.

Mit der Lagrange - Funktion $\mathcal{L} = T - U$ aus der klassischen Mechanik lassen sich die Bewegungsgleichungen für die Bewegung eines Atoms berechnen. Sie lautet in generalisierten Koordinaten q_i, \dot{q}_i [82]:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i}, \quad i \in \{1 \dots N\} \quad (3.2)$$

Dazu ist es zweckmäßig, die Bewegung in Zylinderkoordinaten zu formulieren. Sind die Verstimmungen gegenüber den beiden D - Linien groß im Vergleich zu den Hyperfeinstrukturaufspaltungen der angeregten Niveaus, d.h. $\Delta_i = |\omega_L - \omega_{D_i}| \gg \Delta_{HFS}$, $i = 1, 2$, so hat man es mit einem effektiven Dreiniveaumatom zu tun, und das Potential läßt sich

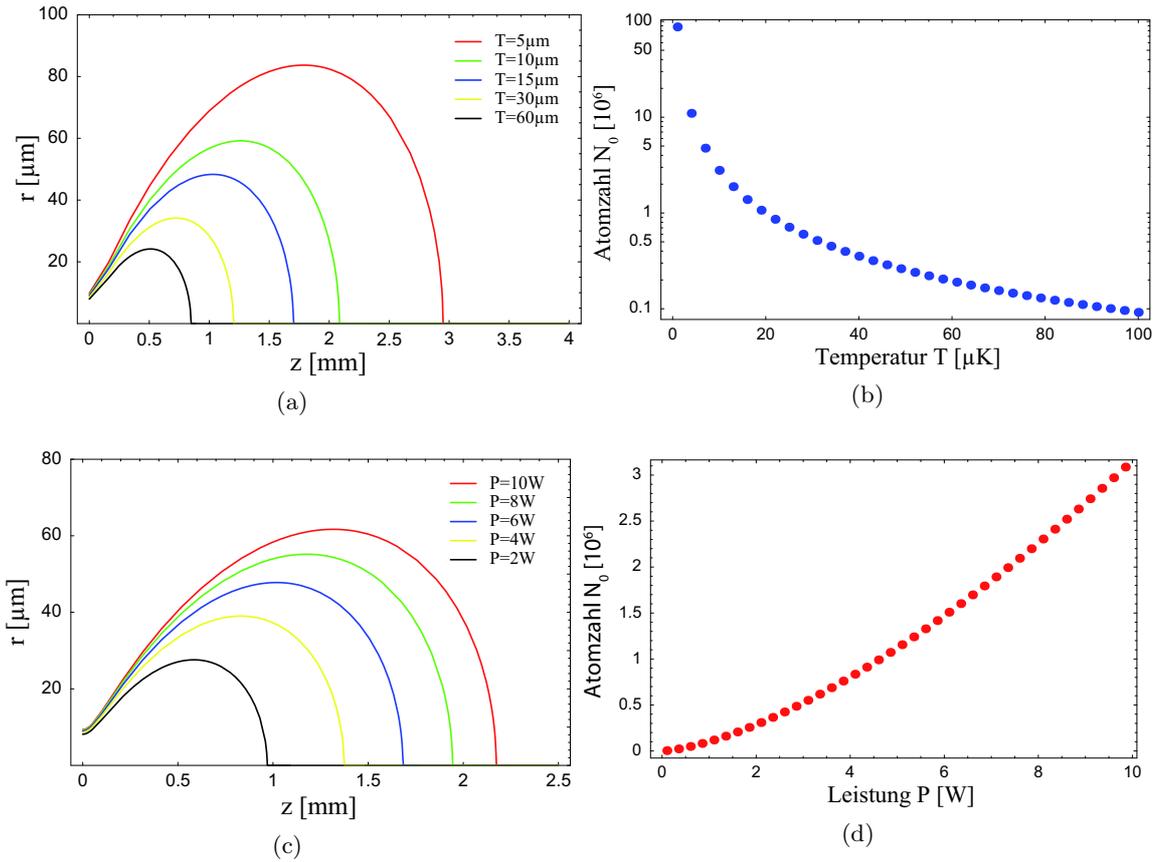


Abbildung 3.2: Einfangcharakteristik der Faserfalle. Oben: Darstellung der Einhüllenden $|r_{cap}(z)|$ (links) und der Teilchenzahl N_{cap} (rechts) in Abhängigkeit von der Temperatur bei einer Laserleistung von 2.3W . Unten: Darstellung von $|r_{cap}(z)|$ (links) und N_{cap} (rechts) in Abhängigkeit von der Laserleistung bei einer Modelltemperatur von $16\mu\text{K}$.

in der Form

$$U_{out}(r, z) = \underbrace{\frac{\pi c^2 \gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{1 - \mathcal{P}g_F m_F}{\omega_L - \omega_{D_1}} + \frac{2 + \mathcal{P}g_F m_F}{\omega_L - \omega_{D_2}} \right)}_{=: U_1} I(r, z) \quad (3.3)$$

darstellen, wobei \mathcal{P} die Polarisation des Lichtes ($\mathcal{P} = 0, \pm 1$ für π^0 bzw. σ^\pm) bezeichnet und für $I(r, z)$ das gaußförmige Intensitätsprofil der Grundmode der Faser einzusetzen ist [83]. Es lautet bekanntlich mit w_0 als Strahlradius und $z_R := \pi w_0^2 / \lambda$ als Rayleigh - Länge:

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} e^{-\frac{2r^2}{w(z)}}, \text{ mit } w(z) := w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.4)$$

Im Folgenden wird nur linear polarisiertes Licht betrachtet, also $\mathcal{P} = 0$. Da sich das Potential in der Faser von dem außerhalb der Faser unterscheidet, ist es notwendig, die Bewegungsgleichungen für beide Bereiche getrennt zu formulieren. Im Innenbereich erstreckt sich der Fokus über die gesamte Faserlänge. Folglich fällt dort die z - Abhängigkeit heraus, und man erhält

$$U_{in}(r) = U_1 I(r, 0) \quad (3.5)$$

Zusammen mit dem Ausdruck für die kinetische Energie

$$T(\dot{r}, \dot{z}, \dot{\phi}) = \frac{1}{2} m (\dot{r}^2 + \dot{z}^2 + r^2 \dot{\phi}^2) \quad (3.6)$$

erhält man dann folgende Bewegungsgleichungen für den Außenbereich $z > 0$

$$\begin{aligned} \ddot{r} &= -\frac{8PU_1}{\pi m w^4(z)} r e^{-\frac{2r^2}{w(z)}} + r \dot{\phi}^2 \\ \ddot{z} &= -\frac{4PU_1}{m \pi w^3(z)} \left(1 - \frac{2r^2}{w^2(z)} \right) e^{-\frac{2r^2}{w(z)}} \\ m r^2 \dot{\phi} &= \text{const.} = l \end{aligned} \quad (3.7)$$

respektive für den Innenbereich $z \leq 0$:

$$\begin{aligned} \ddot{r} &= -\frac{8PU_1}{\pi m w_0^4} r e^{-\frac{2r^2}{w_0}} + r \dot{\phi}^2 \\ \ddot{z} &= 0 \\ m r^2 \dot{\phi} &= \text{const.} = l \end{aligned} \quad (3.8)$$

Die Gleichungen können gelöst werden, sobald die Startwerte im Außenbereich der Falle, also $\{r_0, z_0, \phi_0, v_{r_0}, v_{z_0}, l\}$ bekannt sind, wobei die Definitionen $v_{r_0} := \dot{r}_0$ und $v_{z_0} := \dot{z}_0$ gelten.

Die winkelartige Geschwindigkeit v_ϕ erhält man, indem man den Zusammenhang $v_\phi(t) = \frac{l}{m r(t)}$ ausnutzt. Die Startwerte und damit die atomare Bewegung hängen empfindlich

von der Fallengeometrie, d.h. von der Leistung und von der Temperatur ab. Es ist zweckmäßig, zunächst die aus der optischen Melasse (vgl. Abb. 3.1) geladene Anzahl der Atome zu bestimmen, um einen Überblick über das Einfangverhalten der Faserfalle zu bekommen. Das entsprechende Einfangvolumen kann aus der Dichteverteilung der Melasse und dem Einfangbereich der Faserfalle, der mit Hilfe des Ansatz $|U_{out}(r, z)| = k_B T$ abgeschätzt werden kann, berechnet werden. Man erhält folgenden Zusammenhang für die Einhüllende $|r_{cap}(z)|$ dieses Volumens:

$$|r_{cap}(z)| = \sqrt{\frac{w^2(z)}{2} \left(\ln \frac{2P |U_1|}{k_B T \pi w^2(z)} \right)} \quad (3.9)$$

Integriert man diesen Ausdruck in der Form

$$V_{cap} := \int_z \pi |r_{cap}(z)|^2 dz, \quad (3.10)$$

so erhält man zunächst eine Abschätzung für das Einfangvolumen der Faserdipolfalle. Da die Ausdehnung der Dipolfalle im Bereich von einigen $100\mu\text{m}$ liegt und damit klein im Vergleich zur Ausdehnung der Melasse ist, kann man ohne wesentliche Einschränkung von einer homogenen Dichteverteilung n_{Mel} ausgehen. Man erhält dann folgenden Ausdruck

$$N_{cap} = n_{Mel} V_{cap}. \quad (3.11)$$

Mit N_{cap} wird die maximale Anzahl der aus der Melasse geladenen Atome bezeichnet. In Abbildung 3.2 ist die Einfangcharakteristik der Faserfalle in Abhängigkeit von der Laserleistung (obere Bildreihe) respektive der Temperatur (untere Bildreihe) dargestellt. Als Modellparameter wurde eine Laserleistung von 2.3W und eine Temperatur von $16\mu\text{K}$ gewählt. Aufgetragen ist die gemäß Gleichung (3.9) bestimmte Einhüllende $|r_{cap}(z)|$. Anschaulich bedeutet dieser Zusammenhang, dass jedes Melassenatom, welches einen radialen Abstand $r(z)$ besitzt, der kleiner als $|r_{cap}(z)|$ ist, aufgrund seines energetischen Zustands von der Dipolfalle eingefangen werden kann.

Vergleicht nun man die simulierten Teilchenzahlen mit der gemessenen (vgl. Abb. 5.7), so stimmen die beiden Größen bis auf einen Faktor 2 überein. Das bedeutet, dass mit den verwendeten Modellparametern die experimentelle Situation richtig wiedergegeben werden kann und darüber hinaus die Parameter auch für die Berechnung des atomaren Flusses in Betracht kommen.

Um herauszufinden, wie sich diese Atome energetisch in der Falle verteilen, kann man die Boltzmann - Verteilung verwenden. Findet der Einlauf der Atome zudem unter adiabatischen Bedingungen statt, was bedeutet, dass das einzelne Atom den energetischen Quantenzustand E_n beibehält, ist es möglich, die Quantenzustände im Innenbereich der Faser zu berechnen und dann die Ergebnisse auf den Außenbereich der Falle zu übertragen. Mit diesem Ansatz ist es schließlich möglich, die maximal geführte Atomzahl N_{guide} zu bestimmen. Diese Überlegungen gelten wie bereits betont nur für einen adiabatischen Transfer. Dazu muss die Änderung der Fallenfrequenz gegenüber dem Quadrat der Fallenfrequenz im betrachteten Quantenzustand klein sein, $|\dot{\omega}/\omega^2| \ll 1$

[84]. Eine genauere Analyse zum adiabatischen Transfer für diese Fallengeometrie findet sich in Anhang C.

Harmonische Näherung des Faserpotentials

Im Innenbereich bewegen sich die Atome in einem zylindersymmetrischen Potential. Man kann das Faserpotential durch eine harmonische Funktion nähern, wenn folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\frac{k_B T}{|U_0|} \ll 1 \text{ mit } U_0 := 2PU_1/\pi w_0^2 \quad (3.12)$$

Im Experiment ist die Bedingung erfüllt, sodass sich das Potential durch ein harmonisches Oszillatorpotential approximieren lässt [83]. Man erhält dann den Ausdruck

$$U_{in}(r) \simeq U_0 + \frac{1}{2}m\omega_{r0}^2 r^2 \text{ mit } \omega_{r0} = \sqrt{\frac{4|U_0|}{w_0^2 m}} \quad (3.13)$$

Die Energieniveaus E_n , die die Atome in diesem Potential annehmen, können berechnet werden, indem die Schrödingergleichung für einen zylindersymmetrischen, harmonischen Oszillator gelöst wird [82]. In Anhang B findet sich eine Herleitung dieser Lösungen.

Ganz analog zum eindimensionalen Fall erhält man Eigenwerte der Form $E_n = (n + 1)\hbar\omega_r$. Da die z -Komponente des Drehimpulses L_z im klassischen Bild eine Erhaltungsgröße ist, ergibt sich zusätzlich eine Quantisierungsbedingung m_n für diese Drehimpulskomponente der Form $m_n = -n, -n + 2, \dots, n - 2, n$, sodass die Lösungen die Form $|\Psi_{nm_n}(r)\rangle$ besitzen. Mit Hilfe der Energieeigenwerte lässt sich nun die Boltzmann-Verteilung aufstellen, sie lautet

$$dn_i = \frac{g_i}{Z} e^{-\frac{E_i}{k_B T}} \text{ mit } Z = \sum_{i=0}^{n_{max}} g_i e^{-\frac{E_i}{k_B T}}. \quad (3.14)$$

Z bezeichnet dabei die Zustandssumme des Ensembles, g_i den Entartungsgrad ($g_i = i + 1$), dn_i den relativen Anteil der Population im Zustand i und n_{max} die maximale Quantenzahl. Man kann jetzt

$$\langle r \rangle = \langle \Psi_{nm_n}(r) | r | \Psi_{nm_n}(r) \rangle \stackrel{!}{\leq} w_0 \quad (3.15)$$

fordern, um n_{max} zu bestimmen. Die Forderung besagt, dass die radiale Aufenthaltswahrscheinlichkeit über den Modenradius nicht hinausgehen darf. Um die energetische Quantenzahl n_{max} zu maximieren, wird für die Abschätzung zusätzlich die magnetische Quantenzahl m_n null gesetzt. Klassisch führt ein Drehimpuls $m_n \neq 0$ zu einer elliptischen Bahn in der Projektionsebene senkrecht zur Faserachse, ein Drehimpuls von null zu einer Schwingung. In quantenmechanischer Betrachtungsweise hat man es mit einer radialen Wahrscheinlichkeitsdichte zu tun, die in einem Intervall $[r_{min}, r_{max}]$ von null verschieden ist. Im Spezialfall $m_n = 0$ ist $r_{min} = 0$. Setzt man das so definierte, minimale m_n in Gleichung (3.15) ein, gewinnt man eine maximale Quantenzahl n_{max} , mit

der dann die Boltzmann - Verteilung als Funktion der Temperatur im Innenbereich der Faser berechnet werden kann. Über den Zusammenhang

$$\langle n \rangle = \sum_{j=0}^{n_{max}} j \frac{N_j}{N} = \sum_{j=0}^{n_{max}} j \, dn_j \quad (3.16)$$

läßt sich nun der Mittelwert $\langle n \rangle$ bestimmen. Dieser Wert liegt bei typischen, experimentellen Temperaturen $T < 50\mu\text{K}$ bei 10 – 20 und kann dazu verwendet werden, die Ausdehnung der dazu gehörenden, radialen Wellenfunktion im Außenbereich abzuschätzen. Dieses ist wie bereits skizziert unter adiabatischer Zustandsänderung gerechtfertigt. Die Berechnung der radialen Ausdehnung für den Zustand $\langle n \rangle$ erhält man, wenn man den klassischen Wendepunkt über den Zusammenhang

$$|U_{out}(r, z)| \stackrel{!}{=} |U_{out}(0, z)| - \langle n \rangle \hbar \omega_r(z), \quad \text{für } z \in [0, z_{max}] \quad (3.17)$$

ermittelt. Man erhält erneut ein Volumen, dieses Mal für die Atome, die aufgrund ihres energetischen Zustands in der Faser propagieren können. Gleichung (3.17) beschreibt ganz analog zu Gleichung (3.9) die Einhüllende dieses Volumens, die im Folgenden mit $r^{max}(z)$ bezeichnet wird. Die z - Koordinate wird durch die Reichweite z_{max} des Potentials limitiert. Eine Abschätzung für z_{max} erhält man, indem man das Potential auf der Achse der kinetischen Energie gleichsetzt, also folgenden Zusammenhang aufstellt:

$$|U_{out}(0, z)| \stackrel{!}{=} k_B T. \quad (3.18)$$

Diese Forderung entspricht klassisch gesehen dem Wendepunkt in axialer Richtung. Außerdem benötigt man eine Darstellung für die radiale Fallenfrequenz $\omega_r(z)$ im Außenraum. Dazu nimmt man an, dass für jeden Startwert r_j in der Falle die Bedingung $|r_j| \leq w(z)$ erfüllt ist. Diese Annahme wird sich später bei der Berechnung der Trajektorien als richtig herausstellen. Wenn man wie oben die e - Funktion bis zum quadratischen Glied entwickelt, bekommt man den gewünschten Ausdruck für die Frequenzabhängigkeit im Außenbereich:

$$\omega_r(z) = \sqrt{w_0^2 \frac{4|U_0|}{m w^4(z)}} \quad (3.19)$$

Mit Hilfe der Zusammenhänge aus Gleichung (3.17) und (3.19) läßt sich die Einhüllende $r^{max}(z)$ berechnen. Damit ist man der Bestimmung der Anzahl N_{guide} schon recht nahe. Man diskretisiert nun die Einhüllende $r^{max}(z_j)$ bis z_{max} und gewinnt damit die Startwerte, die zur Berechnung der Trajektorie notwendig sind:

$$r_0 = r_j^{max} := r^{max}(z_j) \quad \dot{r}_0 = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (3.20)$$

$$z_0 = z_j \quad \dot{z}_0 = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad j = 0, 1, 2, \dots \quad (3.21)$$

$$\phi_0 = \frac{\pi}{4} \quad l_j = m r_j \dot{r}_0 \quad (3.22)$$

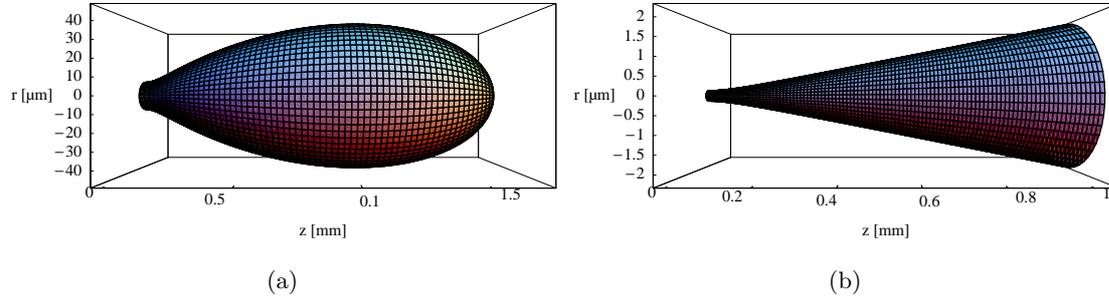


Abbildung 3.3: Vergleich zwischen dem Einfangvolumen V_{cap} der Faserfalle a) und dem eigentlichen Startvolumen V_{guide} für die Atome b) bei einer Fallentiefe von $U_0 = 8.3\text{mK}$ und einer Melassentemperatur von $T = 16\mu\text{K}$.

Das Volumen V_{guide} , welches als Startgebiet für die Atome in Frage kommt, kann berechnet werden, indem das Rotationsvolumen mit Hilfe der Einhüllenden $r^{max}(z)$ als Integranden bestimmt wird. Man erhält

$$V_{guide} = \int_{z_{jmin}}^{z_{jmax}} \pi |r^{max}(z)|^2 dz. \quad (3.23)$$

In Abbildung 3.3 ist exemplarisch ein Vergleich zwischen dem Einfangvolumen V_{cap} und dem für die Atomleitung relevanten Volumen V_{guide} bei einer Fallentiefe von $U_0 = 8.3\text{mK}$ und einer Temperatur von $T = 16\mu\text{K}$ gezeigt. Anhand der rechten Grafik erkennt man sehr deutlich, dass sich die maximale, radiale Ausdehnung des Startvolumens im Wesentlichen auf den Faserkern beschränkt und damit die Annahme $|r_j| \leq w(z)$ für relevante, experimentelle Parameter erfüllt ist. Um nun den atomaren Schwerpunkt in diesem Volumen zu berechnen, muss die Dichteverteilung $n(\mathbf{r})$ bekannt sein. In harmonischer Näherung hat man es in der Dipolfalle mit einer gaußförmigen Dichteverteilung zu tun. Diese läßt sich in der Form

$$n(r, z) = n_{Dip} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_r^2}} e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \quad (3.24)$$

mit n_{Dip} als zentraler Dichte darstellen. σ_z und σ_r müssen nun in sinnvoller Weise abgeschätzt werden. Im Falle von σ_z kann dieses über die Reichweite z_{max} des Potentials in der Form

$$\sigma_z := z_{max} \quad (3.25)$$

erfolgen. Für σ_r wird entsprechend die Einhüllende der Startvolumens benutzt, also

$$\sigma_r := r^{max}(z) \quad (3.26)$$

In Abbildung 3.4 ist die sich daraus berechnete, atomare Dichte bei einer Fallentiefe von 8.3mK und einer Temperatur von $T = 16\mu\text{K}$ dargestellt. Daraus läßt sich nun die

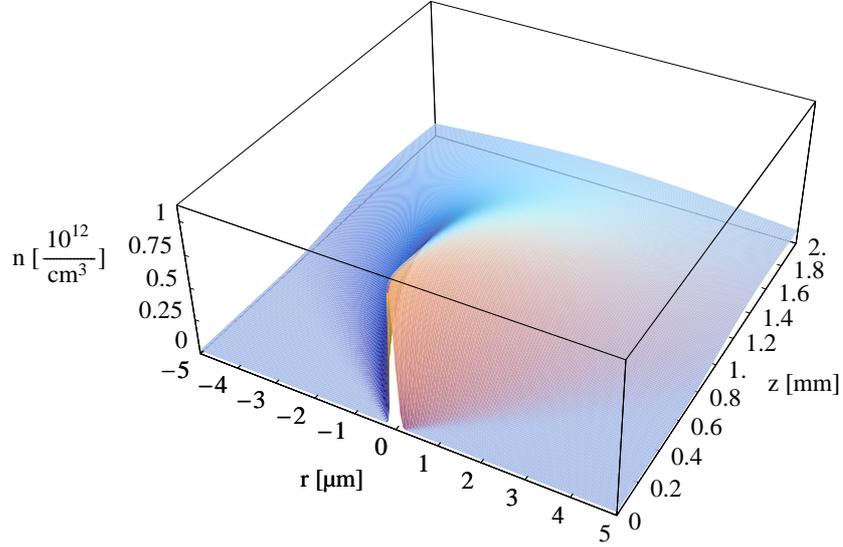


Abbildung 3.4: Simulierte Dichteverteilung im Dipolpotential vor der Faser bei einer Fallentiefe von 8.3mK und einer Temperatur von 16 μ K.

Teilchenzahl bestimmen. Mit Hilfe der Abkürzungen $z_{crit} = z_{j_{max}}$ und $r_{crit} := r^{max}(z_{crit})$ ergibt sich der Ausdruck

$$N_{guide} = \int_0^{2\pi} \int_0^{r_{crit}} \int_0^{z_{crit}} r n(r, z) d\phi dr dz. \quad (3.27)$$

3.1.2 Bestimmung der Flugzeit Δt

Um die Flugzeit bis zum Fasereingang zu bestimmen, müssen die Schwerpunktskoordinaten im Startvolumen berechnet werden. Diese werden wie folgt definiert:

$$Z_s := \frac{\int_V z n(r, z) d^3\mathbf{r}}{\int_V n(r, z) d^3\mathbf{r}} \quad (3.28)$$

$$R_s := \frac{\int_V r n(r, z) d^3\mathbf{r}}{\int_V n(r, z) d^3\mathbf{r}} \quad (3.29)$$

Setzt man die Ausdrücke für Z_s und R_s erneut in die Bewegungsgleichungen (3.7) ein, erhält man die Schwerpunktsbewegung und damit die Transferzeit Δt . Zusammen mit

wichtige Modellparameter	
$\bar{n}_{Melasse}$	$2 \times 10^{11} / \text{cm}^3$
n_{Dip}	$1.1 \times 10^{12} / \text{cm}^3$
Wellenlänge λ_{Dip}	1067nm
m_n	0
Strahlradius w_0	$5.13 \mu\text{m}$

Tabelle 3.1: Zusammenstellung wichtiger Modellparameter.

der abgeschätzten Teilchenzahl des atomaren Ensembles in der Falle gewinnt man einen Ausdruck für den atomaren Fluss.

3.2 Atomleitung in der Faserfalle

Auf der Grundlage des entwickelten Modells werden jetzt Atomflüsse für verschiedene Parameterbereiche errechnet und diskutiert. Die Zusammenhänge werden dabei für experimentell relevante Regimes illustriert. In Tabelle 3.1 sind zunächst wichtige Parameter zusammengestellt. Dabei bezeichnet m_n die Drehimpulsquantenzahl, für die die maximale Ausdehnung der radialen Wellenfunktion im Faserkern berechnet wird.

Berechnung der Bahnkurven

Man beginnt zunächst mit der Berechnung der Boltzmann - Verteilung, um eine Abschätzung für den maximal möglichen Zustand n_{max} zu bekommen. Dazu wird die Drehimpulsquantenzahl m_n null gesetzt. Aus dieser Verteilung errechnet man den Erwartungswert der Boltzmann-Verteilung $\langle n \rangle$ im Faserpotential. In Abbildung 3.5 wird diese Berechnung illustriert. Gezeigt wird die Boltzmann - Verteilung (Bild b)) zusammen mit der radialen Wahrscheinlichkeitsdichte $\langle \Psi_{5400,0} | r | \Psi_{5400,0} \rangle$ des maximal möglichen Zustands (Bild a)) bei einer Modelltemperatur von $40 \mu\text{K}$ und einer Falltiefe von 8.3mK . Die beiden Grafiken unten zeigen bei denselben Parameter den gemäß Gleichung (3.16) berechneten Erwartungswert der Boltzmann - Verteilung, also $\langle \Psi_{13,m_n} | r | \Psi_{13,m_n} \rangle$, für die beiden Drehimpulszustände $m_n = 13$ und $m_n = 1$. Anhand der Größenordnung der Quantenzahlen erkennt man, dass die Bewegung in der Faser bei weiterführenden Berechnungen auf jeden Fall quantenmechanisch zu betrachten ist.

Mit Hilfe des Erwartungswerts $\langle n \rangle$ wird nun das eigentliche Raumgebiet V_{guide} der Startwerte berechnet. Für die Anfangswerte $\{r_0, z_0, v_{r_0}, v_{z_0}, l\} \in V_{guide}$ lassen sich dann die Bewegungsgleichungen (3.7) und (3.8) lösen. Als Ergebnis erhält man spiralförmige Trajektorien, wobei die radiale Bewegung die eigentlich interessante ist. In Abbildung 3.6 ist die Schwerpunktsbewegung bei einer Falltiefe von 8.3mK und einer Temperatur von $16 \mu\text{K}$ zu sehen. Dargestellt ist der Radialanteil der Bewegung vor und in

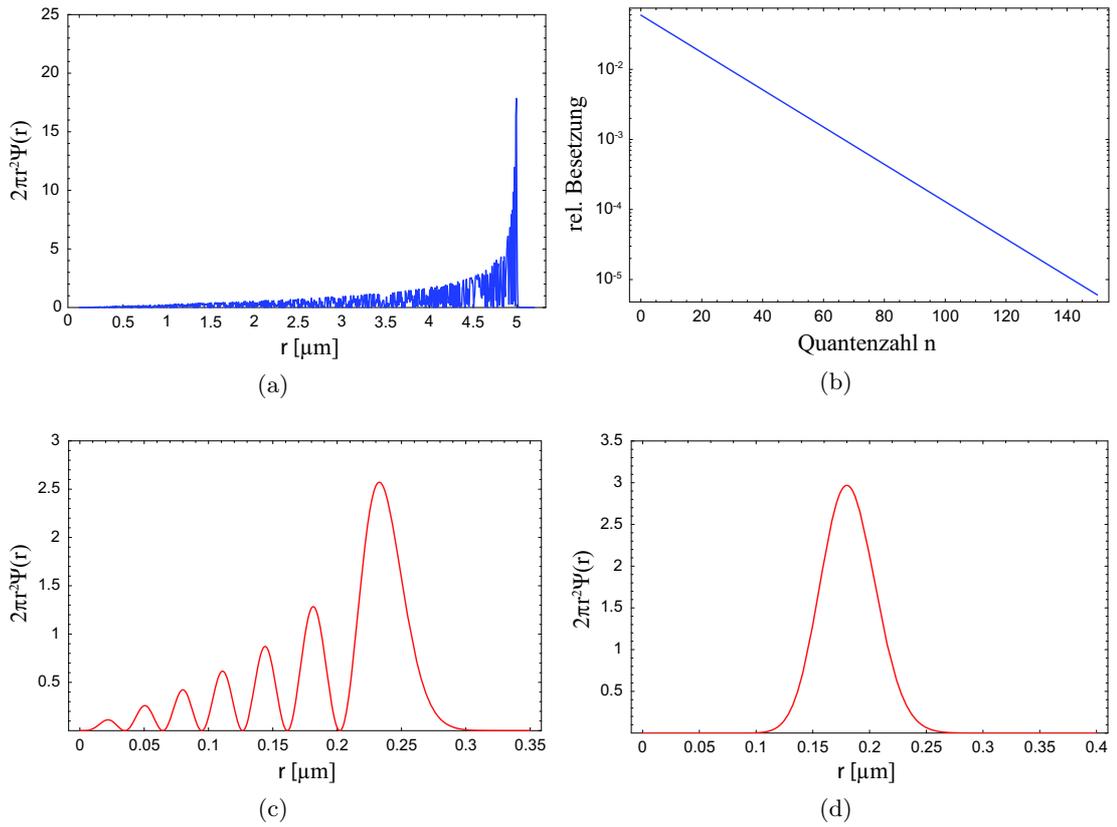
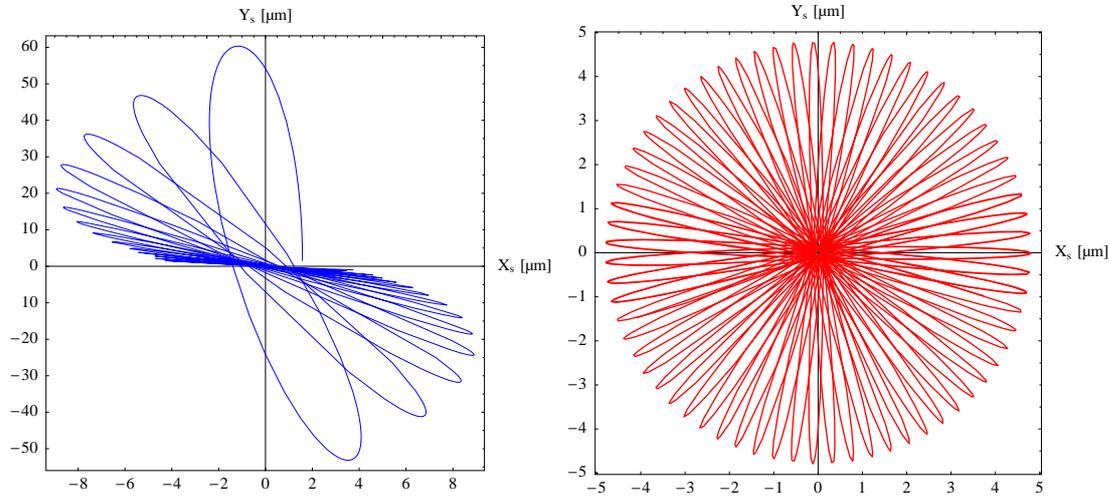


Abbildung 3.5: a) Radiale Wahrscheinlichkeitsdichte $\langle \Psi_{5400,0} | r | \Psi_{5400,0} \rangle$ für den maximal möglichen Zustand bei $U_0 = 8.3\text{mK}$ und $T = 40\mu\text{K}$. b) Boltzmann - Verteilung bei $T = 40\mu\text{K}$. c) Radiale Wahrscheinlichkeitsdichte für den maximal gestreckten Zustand $\langle \Psi_{13,13} | r | \Psi_{13,13} \rangle$ respektive den minimal gestreckten Zustand $\langle \Psi_{13,1} | r | \Psi_{13,1} \rangle$ (Bild d)) bei $U_0 = 8.3\text{mK}$ und $T = 40\mu\text{K}$ im Innenbereich des Faserpotentials.



(a) Radiale Schwerpunktsbewegung bis zum Fasereintritt (b) Radiale Schwerpunktsbewegung in der Faser nach einer Flugzeit von $\Delta t = 1.5\text{ms}$.

Abbildung 3.6: Darstellung der radialen Bahnkurve des Schwerpunktes bei einer Fallentiefe von 8.3mK und einer Temperatur von $16\mu\text{K}$.

der Faser. Man erkennt auf dem linken oberen Bild, wie sich der radiale Abstand des Schwerpunktes beim Eintreten in den Fokus verringert, bis er schließlich im Faserkern in der Größenordnung der Fasermode liegt. Aufgrund des Bahndrehimpulses besitzen die Atome im Zentrum keine Aufenthaltswahrscheinlichkeit und oszillieren deshalb um die Faserachse herum. Wegen der hohen radialen Fallenfrequenz ist zudem bereits nach einer Flugzeit von 1.5ms die gesamte Schwingungsebene ausgefüllt.

Zentrale Ergebnisse der Simulationsrechnung

In Abbildung 3.7 sind die drei Geschwindigkeitskomponenten $v_r(t)$, $v_\phi(t)$ und $v_z(t)$ sowie die axiale Koordinate $z(t)$ der Schwerpunktsbewegung bis zum Fasereintritt gezeigt. Die axiale Geschwindigkeit liegt typischerweise bei $1 - 2\text{m/s}$. Da die Änderung der axialen Schwerpunktskoordinate Z_s im Bereich weniger Millimeter liegt, liegt die Transferzeit Δt ebenfalls im Bereich von wenigen Millisekunden. Es zeigt sich damit, dass die hier simulierte Transferzeit mit der gemessenen Lebensdauer, also der $1/e$ -Zeit der Faserfalle, identifiziert werden kann, da die beiden Zeitskalen recht gut übereinstimmen (vgl. auch Kap. 5.2.2).

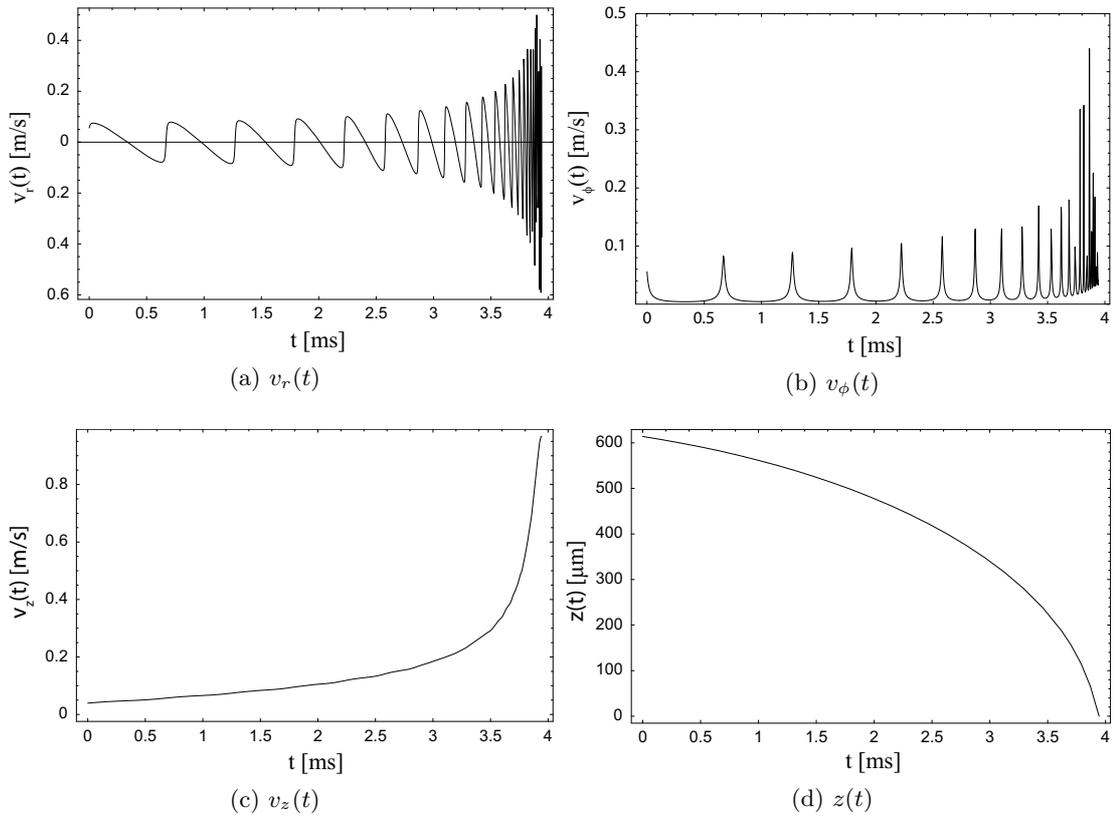


Abbildung 3.7: Schwerpunktsbewegung vor der Faser. Dargestellt sind die drei Geschwindigkeitskomponenten sowie die axiale Koordinate als Funktion der Zeit bei einer Temperatur von $T = 16\mu\text{K}$ und einer Falltiefe von $U_0 = 8.3\text{mK}$.

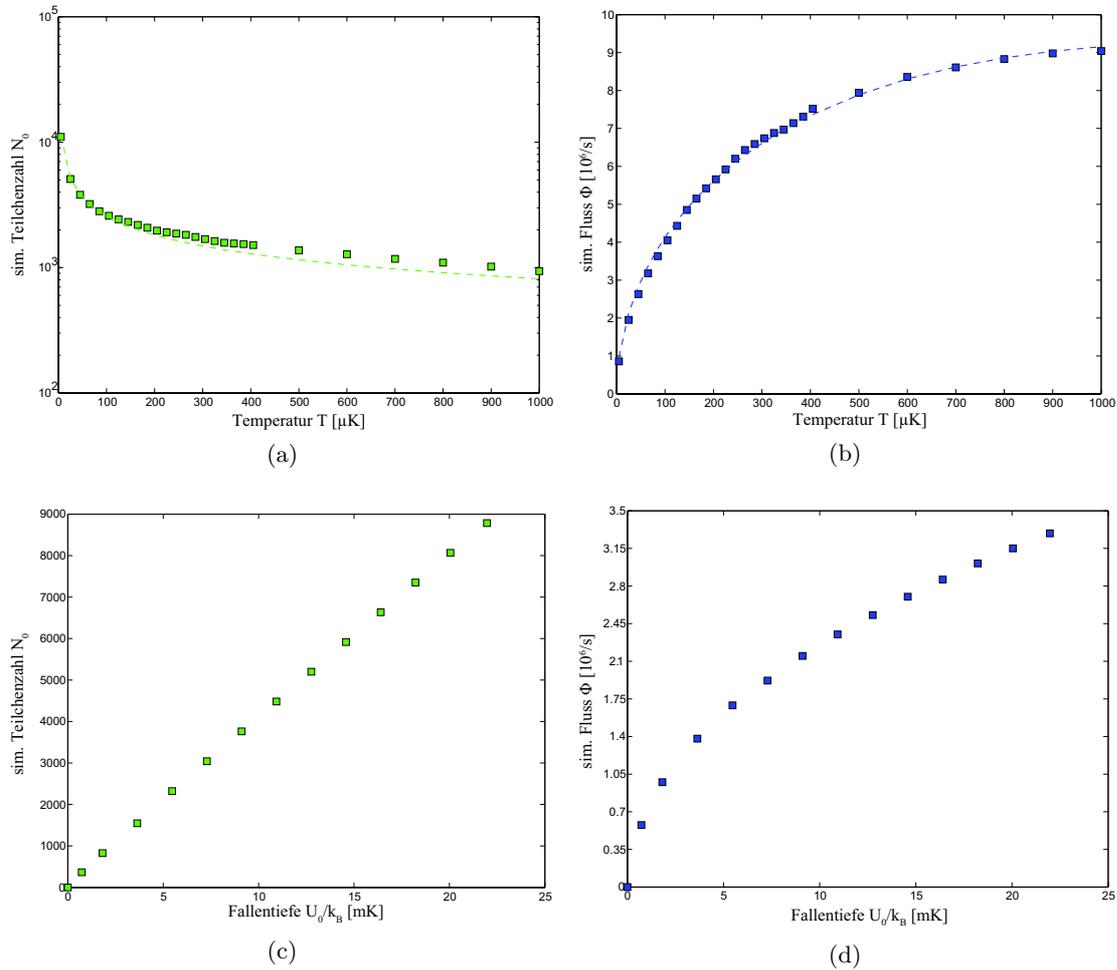


Abbildung 3.8: Oben: Geführte Atomzahl a) und simulierter Atomfluss b) in Abhängigkeit von der Temperatur bei $U_0 = 8.3\text{mK}$. Unten: Geführte Atomzahl c) und Atomfluss d) in Abhängigkeit von der Laserleistung bei einer Temperatur $T = 40\mu\text{K}$.

Mit Hilfe dieses Modells kann nun untersucht werden, wie die Atomzahl N_0 und der Fluss Φ von der Temperatur respektive von der Falltiefe abhängen. Die Ergebnisse der Analyse sind in Abbildung 3.8 zu sehen.

In den oberen beiden Grafiken ist bei einer konstanten Falltiefe von 8.3mK die Temperaturabhängigkeit zu sehen, in den beiden unteren Bildern bei einer Modelltemperatur von $40\mu\text{K}$ entsprechend die Abhängigkeit von der Falltiefe. Aus der Simulation lassen sich nun einige Schlussfolgerungen ziehen: Zum einen liegt die Größenordnung der geführten Atomzahl N_0 im Bereich von etwa 10^3 Atomen und der zu erwartende atomare Fluss Φ in der Größenordnung $10^6/\text{s}$, wenn man die gemessene Maximaldichte in der Dipolfalle von etwa $1.1 \times 10^{12}/\text{cm}^3$ annimmt. Damit stimmt die Größenordnung der simulierten Teilchenzahl sehr gut mit der in Kapitel 7.2 experimentell zu etwa 7000

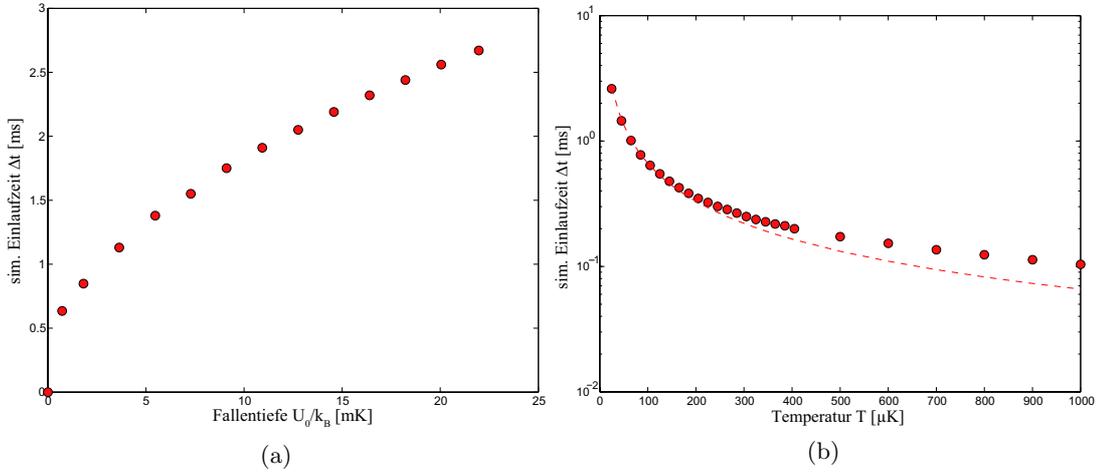


Abbildung 3.9: Darstellung der simulierten Transferzeit Δt in Abhängigkeit von der Falltiefe (Bild a)) bei einer Temperatur von $40\mu\text{K}$ respektive als Funktion der Temperatur bei einer Falltiefe von 8.3mK (Bild b)).

Atomen bestimmten Teilchenzahl überein.

Im Falle des Flusses weicht die Simulation hingegen um etwa anderthalb Größenordnungen ab. Die Teilchenzahl ist zudem um etwa drei Größenordnungen kleiner als die von der Faserfalle eingefangene Teilchenzahl. Das heißt, dass nur ein kleiner Anteil Atome, der vor der Faser von der Dipolfalle eingefangen wird, durch die Faser transportiert werden kann. Dieses bedeutet insbesondere für das Experiment, dass eine langsame, zeitliche Drift in der Teilchenzahl der Dipolfalle den Atomfluss nicht wesentlich beeinflusst, was experimentell ebenfalls bestätigt werden konnte.

Zum zweiten nehmen mit zunehmender Falltiefe sowohl die Teilchenzahl als auch der Fluss zu. Während die Teilchenzahl linear von der Falltiefe abhängt, ergibt sich für den simulierten Fluss der Zusammenhang $\Phi \sim \sqrt{U_0}$. Dieser Zusammenhang konnte im Rahmen der Untersuchungen sehr gut verifiziert werden und wird im Ergebniskapitel ausführlich diskutiert.

Betrachtet man bei konstanter Falltiefe die Temperaturabhängigkeit, so ist die Teilchenzahl proportional zum Boltzmann - Faktor und proportional zu $1/\sqrt{T}$. Da für die Transferzeit (siehe rechte Grafik in Abb. 3.9) näherungsweise der empirische Zusammenhang $\Delta t \sim 1/T e^{-\frac{\kappa}{T}}$ gilt, folgt für den Fluss der Zusammenhang $\Phi \sim \sqrt{T} e^{-\frac{\kappa}{T}}$. Die rechte, obere Grafik aus Abbildung 3.8 zeigt, dass der Verlauf des atomaren Flusses durch diesen funktionalen Zusammenhang richtig wiedergegeben wird. Damit prognostiziert das Modell einen atomaren Fluss, der in der Form

$$\Phi(U_0, T) = C_1 \sqrt{U_0} \sqrt{T} e^{-\frac{C_2}{T}} \quad (3.30)$$

dargestellt werden kann.

Um einen Überblick über die Zeitskala zu bekommen, auf der das Entladen und damit

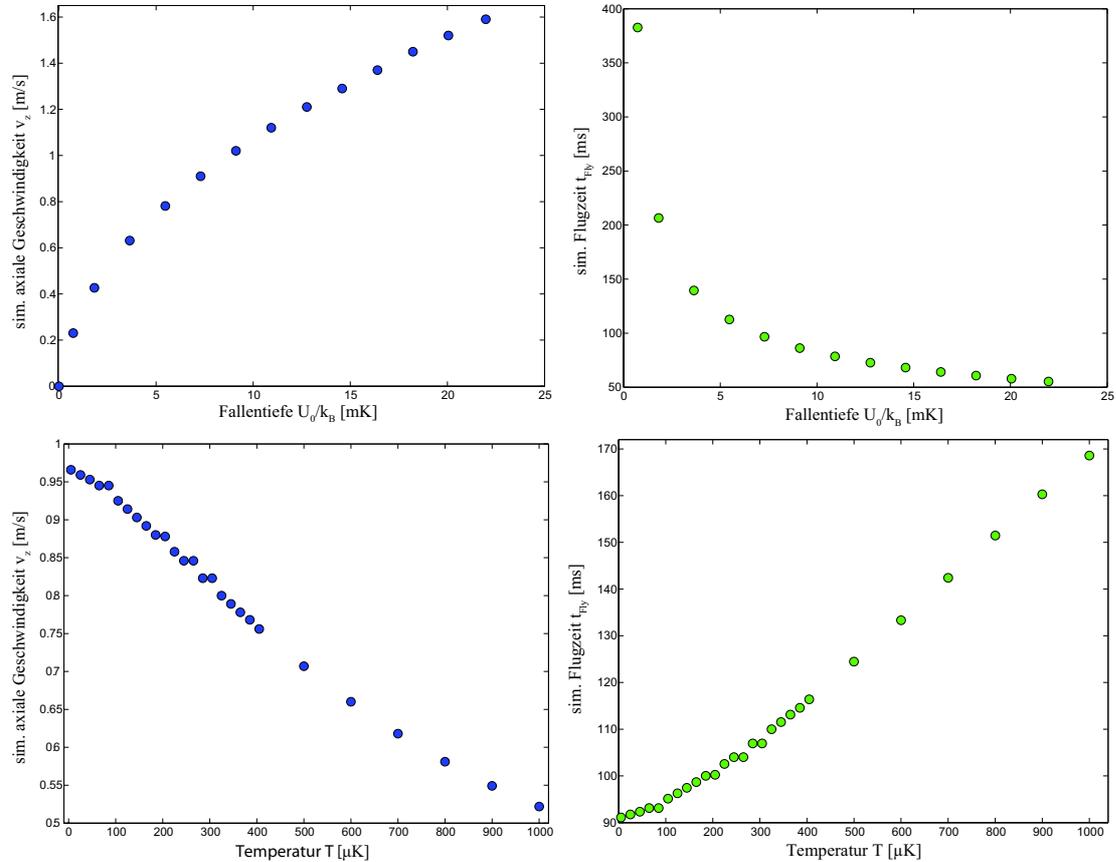


Abbildung 3.10: Simulation der axialen Schwerpunktsgeschwindigkeit v_z und der Flugzeit t_{Fly} für die obigen Parameter.

das Einsaugen der Atome in die Faser stattfindet, sind in der linken Grafik in Abbildung 3.9 die simulierte Transferzeit des Schwerpunktsbewegung als Funktion der Fallentiefe bei $T = 40\mu K$ respektive in der rechten Grafik als Funktion der Temperatur bei einer Fallentiefe von $8.3mK$ zu sehen. Gemäß der Analyse aus Anhang C muss die Endladezeit oberhalb einiger $100\mu s$ liegen, damit die Bewegung adiabatischen Bedingungen genügt. Man erkennt, dass für alle hier untersuchten Fallentiefen und zumindest für den experimentell relevanten Temperaturbereich die Transferdynamik adiabatisch verläuft und damit die oben genannten Annahmen gerechtfertigt sind.

Betrachtet man die axiale Schwerpunktsgeschwindigkeit am Fasereingang in Abhängigkeit von U_0 und T , so läßt sich die Flugzeit durch die Faser über den Zusammenhang l_{Faser}/v_z berechnen. In Abbildung 3.10 sind die Ergebnisse zu sehen.

Die Flugzeit durch die Faser ist somit proportional zu $\sqrt{1/U_0}$ und steigt überproportional mit ansteigender Temperatur an. Die Abhängigkeit der Flugzeit von der Fallentiefe konnte durch die Messung bestätigt werden. Bei einer Fallentiefe von $8.3mK$ liegt die gemessene Flugzeit bei etwa $60.5ms$ (siehe erneut Kap. 7.2) und weicht damit von der

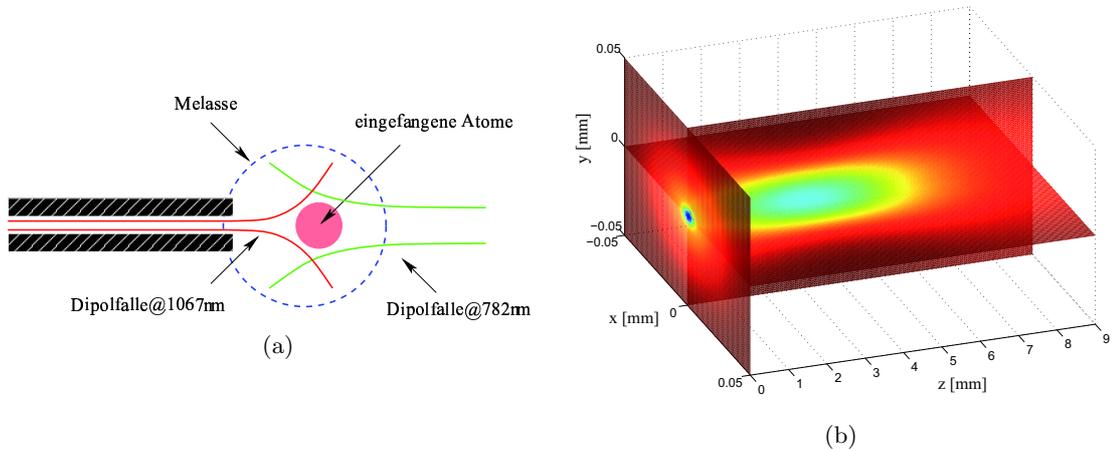


Abbildung 3.11: Schematischer Aufbau des kombinierten Dipolfallensystems. a) Dipolfallengeometrie vor der Faser. b) Darstellung des Doppelpotentials vor der Faser. Das Potential des Hilfsfalle wurde der Übersichtlichkeit wegen mit einem Faktor 10 skaliert.

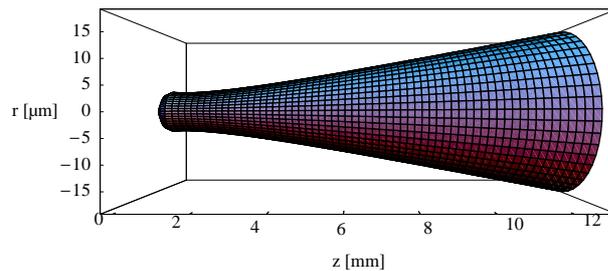


Abbildung 3.12: Simulation des Startvolumens V_{guide} mit zusätzlicher, nahverstimmter Dipolfalle bei optimaler Überlagerung der beiden Foki.

Vorhersage um etwa einen Faktor 2 ab, sodass auch absolut gesehen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment besteht.

Die Temperaturabhängigkeit ist hingegen im Rahmen der Untersuchungen nicht gemessen worden.

3.3 Atomleitung mit stark elongierter Dipolfalle

Um zu untersuchen, ob ein kontinuierliches System realisierbar ist, wurde im Rahmen der Berechnungen eine kombinierte Dipolfallengeometrie simuliert. Die dahinterstehende Idee ist in Abbildung 3.11 graphisch veranschaulicht. Im Prinzip wird versucht, mit einer zusätzlichen, axial stark elongierten Dipolfalle, Hilfsfalle genannt, ein effektiv größeres Einfangvolumen für die aus der Melasse kommenden Atome zu erzeugen. Mit diesem System stünde dann ein Reservoir kalter Atome zum kontinuierlichen Nachla-

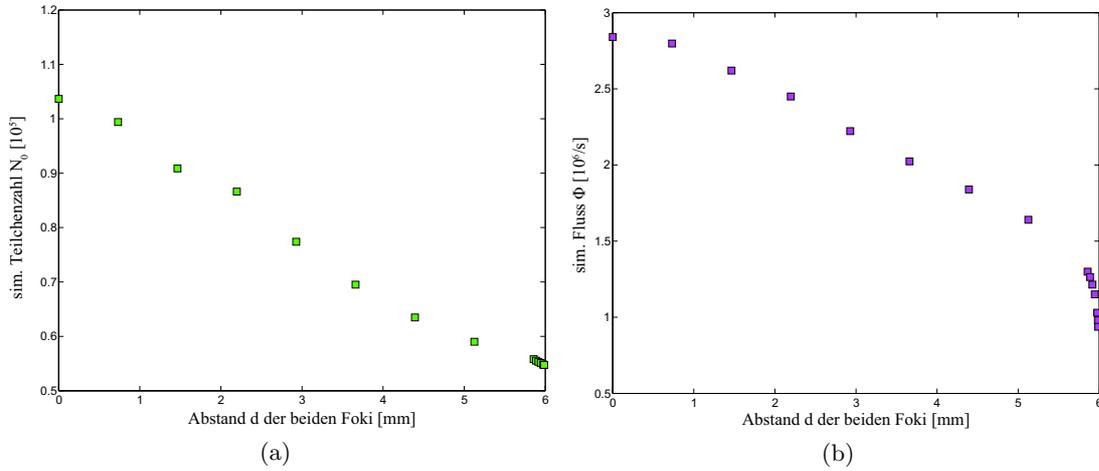


Abbildung 3.13: a) Simulierte Teilchenzahl und b) simulierter Atomfluss mit zusätzlicher, nahverstimmter Hilfsfalle in Abhängigkeit vom Abstand der beiden Strahlfokei bei einer Modelltemperatur von $16\mu\text{K}$ und den Fallentiefen $U_{0,1067nm} = 8.3\text{mK}$ und $U_{0,782nm} = 2.1\text{mK}$.

den der Faserdipolfalle zur Verfügung. Quantitativ beschreibt man das Potential im Außenbereich durch die Überlagerung beider Dipolpotentiale, also

$$U_{out}(r, z) = U_{out_1}(r, z) + U_{out_2}(r, z). \quad (3.31)$$

Aus der Simulation dieses kombinierten Systems folgt, dass ein kontinuierlicher Atomleiterbetrieb mit kombinierten, optischen Dipolfallen möglich ist. Mit der elongierten Dipolfalle vor der Faser erhält man zunächst eine Steigerung der geführten Atomzahl um etwa anderthalb Größenordnungen. Dieses ist ausschließlich auf die Fallengeometrie und das damit verknüpfte, größere Startvolumen V_{guide} zurückzuführen, wie Abbildung 3.12 eindrucksvoll illustriert. Die Reichweite des Potentials hat sich damit verzehnfacht. Die optimalen Bedingungen erhält man, wenn man beide Foki perfekt überlagert. Dieses führt zu einer Steigerung des Maximalflusses von etwa 50%. Trennt man die beiden Foki, so sinkt der Maximalfluss, bis er bei kompletter Separation schließlich annähernd die Werte bei alleiniger Faserfalle annimmt. Experimentell konnte bei vollständiger Überlagerung der beiden Foki kein Atomfluss beobachtet werden. Stattdessen mußten die Foki um einige Millimeter getrennt werden, um einen Fluss durch die Faser zu erzielen. Ein Grund hierfür könnten Interferenzen der Hilfsdipolfalle an der Faserspitze sein, die auf den Bildern deutlich zu beobachten sind. Die Stärke der Interferenzstruktur würde dann in der Tat erst durch eine räumliche Trennung der Foki behoben werden können (siehe Kap. 7.4).

Da das von der Faserfalle erzeugte Dipolpotential im Vergleich zu dem der Hilfsfalle wesentlich stärker ist, wird die axiale Geschwindigkeit der Atome im Wesentlichen durch die Beschleunigung in der Faserfalle bestimmt. Die simulierte Einlaufgeschwindigkeit ist deshalb für einen weiten Bereich an Fokuseinstellungen gleich. Zudem generiert man

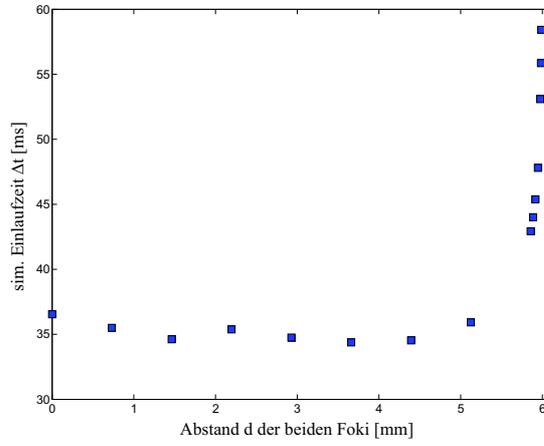


Abbildung 3.14: Atomare Transferzeit im kombinierten Dipolfallensystem bei obigen Parametern.

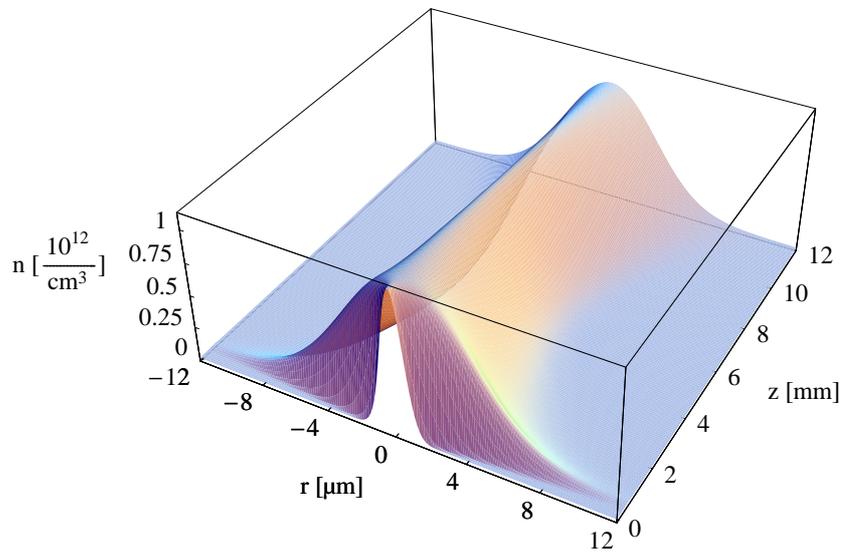


Abbildung 3.15: Simulierte Dichteverteilung vor der Faser mit zusätzlicher, stark elongierter Dipolfalle bei einer Falltiefe von $U_{0,1067nm} = 8.3\text{mK}$ respektive $U_{0,782nm} = 2.1\text{mK}$ und einer Modelltemperatur von $T = 16\mu\text{K}$.

durch die starke Elongation der Hilfsfalle einen verlangsamten Transfer in die Faser, da die Dichteverteilung und damit der atomare Schwerpunkt beträchtlich von der Faser wegrücken, wie Abbildung 3.15 zeigt. In Abbildung 3.14 ist diese verlangsamte Transferzeit Δt als Funktion der Fokusposition vor der Faser dargestellt. Der hier simulierte Wert von etwa 36ms konnte ebenfalls experimentell bestätigt werden (siehe Abb. 7.11). Abschließend sei angemerkt, dass alle Simulationsparameter so gewählt worden sind, dass die Falle als nahverstimmte Dipolfalle mit Hilfe eines *tapered amplifier* aufgebaut werden konnte (siehe auch Kap. 5). Bei einer Gesamtleistung von etwa $P = 300\text{mW}$ und einem Strahlradius von $w_0 = 27\mu\text{m}$ wird eine maximale Falltiefe von 2.1mK erreicht.

Kapitel 4

Der experimentelle Aufbau

Im folgenden Kapitel wird die im Rahmen dieser Arbeit geplante, entwickelte und aufgebaute Apparatur zur Durchführung von Atomleiterexperimenten vorgestellt und beschrieben. Dabei unterteilt sich der Aufbau im Wesentlichen in zwei große Teile, die Vakuumapparatur, in der die Atome gespeichert werden und das Lasersystem, mit dessen Hilfe die Präparation, Manipulation und Detektion der kalten Atome durchgeführt wird. Im Gegensatz zu den anderen in dieser Arbeitsgruppe aufgebauten Experimente, muss die so generierte magnetooptische Falle sehr präzise um einige Millimeter an den Ort des Fasereingangs geschoben werden. Um an diesem Orte eine hohe Atomdichte zu erzielen, wird bereits während der Verschiebephase der Rückpumper im Zentrum des Strahls ausgeblendet, sodass die mittlere Dichte bei der so realisierten *dark spot* MOT um etwa einen Faktor 4 gegenüber der Dichte der *bright* MOT auf $1.5 \times 10^{11}/\text{cm}^3$ gesteigert werden kann. Die Optimierung des Systems und die experimentellen Phasen bis zum Umladen in die Dipolfallen sind Gegenstand der folgenden Diskussion, da sie von entscheidender Bedeutung für das hier entworfene Atomleiterexperiment sind. Um die Position der Atome vor der Faser bestimmen und die Optimierung der Ladeparameter durchführen zu können, wird wie in vielen Quantengasexperimenten üblich das kalte Ensemble absorptiv auf eine CCD - Kamera abgebildet. Das Prinzip dieser Detektionsmethode, mit deren Hilfe die Informationen über die Atomwolke gewonnen werden, wird im letzten Abschnitt dieses Kapitels beschrieben.

4.1 Das Vakuumsystem

Um Experimente mit Quantengasen durchführen zu können, müssen hohe Anforderungen an das Design der Vakuumapparatur gestellt werden. Zum einen benötigt man gute Vakuumbedingungen, um ausreichend langlebige Ensembles vor der *band gap* Faser erzeugen zu können, zum anderen ist ein guter optischer Zugang im Bereich der Faser wichtig, um die Atome präparieren und manipulieren zu können. Wie in einigen anderen in dieser Arbeitsgruppe aufgebauten Quantengasexperimenten, so ist auch hier ein Zweikammersystem aufgebaut worden [85, 86, 87, 88]. Der obere Teil der Apparatur besteht aus einer Vakuum - Quarz - Küvette, in der die Atome aus dem Hintergrundgas ein-

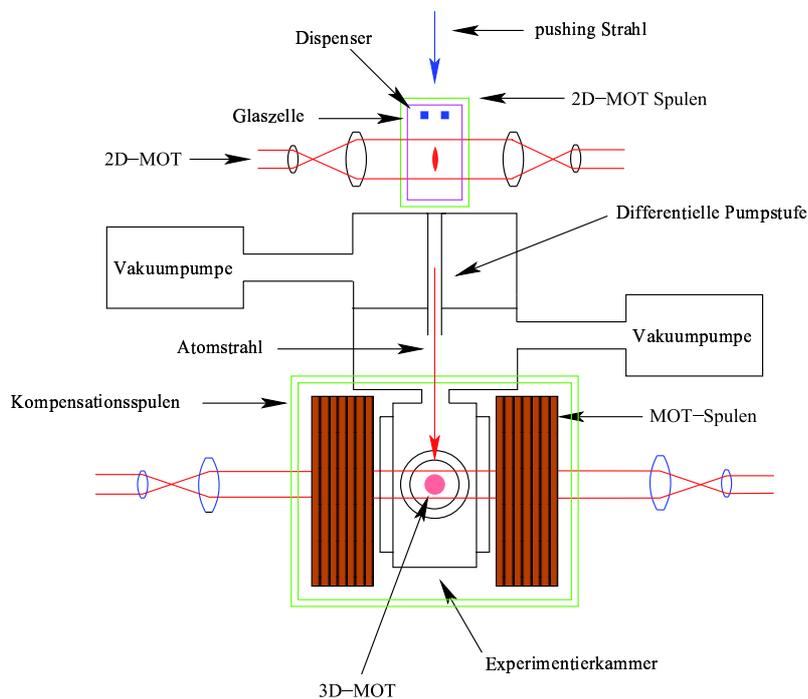


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus.

gefangen werden. Die Seitenflächen der Glas - Küvette sind antireflexbeschichtet, über eine Helicoflex - Dichtung ist sie mit der Hauptkammer verbunden. Die Rubidiumatome selbst werden in der Glaszelle über Dispenser, durch die ein Strom von typischerweise einigen Ampère fließt, freigesetzt und mit Hilfe einer zweidimensionalen magnetooptischen Falle gefangen und transversal vorgekühlt. Um einen ausreichend hohen Atomfluss zu erzielen, liegt der Rubidium - Dampfdruck in der oberen Kammer im Bereich von etwa 5×10^{-9} mbar. Im unteren Teil der Kammer sind UHV - Bedingungen erforderlich. Dieses wird durch eine 100mm lange, differenzielle Pumpstufe gewährleistet, die beide Kammern miteinander verbindet. Da der Querschnitt der Pumpstufe, der zusätzlich durch ein Graphitröhrchen verengt wird, nur 4mm beträgt, kann in diesem Falle ein Druckunterschied von bis zu 2.5 Größenordnungen zwischen beiden Kammern aufrechterhalten werden. Gegen den unteren Flansch der Hauptkammer ist die eigentliche Apparatur, die Experimentierkammer mit der horizontal gelagerten Faserhalterung geschraubt. Um die Divergenz und die damit verknüpfte transversale Geschwindigkeitsbreite des Atomstrahls zu minimieren, ist der Abstand zwischen der 2D - MOT und dem Ort der 3D - MOT so klein wie möglich gehalten worden und beträgt im Experiment etwa 35mm. Die Experimentierkammer verfügt über einen exzellenten, optischen Zugang, der durch zwei große, ovale, breitbandentspiegelte Fenster sowie etliche kleinere, die wie die obere Glaszelle auch mit Hilfe von Helicoflex - Dichtungen gegen die Stahlkammer abgedichtet worden sind, garantiert wird. Die Vakuumdrücke beider Kammern werden mit Hilfe zweier Ionengetterpumpen aufrechterhalten. Da die Experimentierkammer wegen

	Übergang	Leistung	Verstimmung
2D - MOT	$F = 3 \rightarrow F = 4$	60 – 80mW	-3γ
Rückpumper, 2D - MOT	$F = 2 \rightarrow F = 3$	2 – 3mW	≈ 0
<i>pushing</i> Strahl	$F = 3 \rightarrow F = 4$	150 μ W	$+2.3\gamma$
3D - MOT	$F = 3 \rightarrow F = 4$	160 – 180mW	-3.6γ
Rückpumper, <i>bright</i>	$F = 2 \rightarrow F = 3$	≈ 2 mW	≈ 0
Rückpumper, <i>dark</i>	$F = 2 \rightarrow F = 3$	2 – 3mW	≈ 0
Fluoreszenzdetektion	$F = 3 \rightarrow F = 4$	50 – 70 μ W	≈ 0
Rückpumper	$F = 2 \rightarrow F = 3$	5 – 8 μ W	resonant
Absorptionsdetektion vor der Faser	$F = 3 \rightarrow F = 4$	40 – 60 μ W	≈ 0
Rückpumper	$F = 2 \rightarrow F = 3$	2 – 5 μ W	resonant
Absorptionsdetektion in der Faser	$F = 3 \rightarrow F = 4$	1 – 5nW	0 – $+150\gamma$
Rückpumper	$F = 2 \rightarrow F = 3$	≈ 1 nW	0 – $+150\gamma$

Tabelle 4.1: Überblick über die im Experiment verwendeten Laserübergänge, der verwendeten Leistung und der Verstimmung.

der Fenster nicht mit hoher Temperatur ausgeheizt werden konnte, ist in regelmäßigen Abständen in der unteren Kammerhälfte zusätzlich eine Titansublimationspumpe im Einsatz.

Die vor der Faser knapp unter der Pumpstufe erzeugte 3D - MOT wird durch die 2D - MOT geladen und besitzt bei einem Druck von etwa 1.4×10^{-10} mbar eine Lebensdauer von einigen Sekunden. Diese ist für das hier durchgeführte Atomleiterexperiment ausreichend. Der gesamte Aufbau ist nochmals in Abbildung 4.1 dargestellt.

4.2 Das Lasersystem für ^{85}Rb

Der optische Teil des experimentellen Aufbaus besteht aus dem Lasersystem für ^{85}Rb , welches in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt ist. Es wird eingesetzt, um Laserlicht ausreichender Leistung und ausreichender Schmalbandigkeit zur Adressierung der Hyperfeinübergänge und damit zur Erzeugung von 2D - und 3D - MOT bereitzustellen. Für den Betrieb der MOT werden zwei Hyperfeinübergänge der D_2 - Linie in ^{85}Rb angeregt. Der Übergang $|F = 3\rangle \rightarrow |F = 4\rangle$ ist am stärksten und wird deshalb als Kühlübergang verwendet. Dieser ist nicht geschlossen, sodass die Atome auf dem Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 3\rangle$ zurück in den Kühlzyklus gepumpt werden müssen.

Den Startpunkt des Lasersystems bilden deshalb zwei gitterstabilisierte Halbleiterlaserdioden (Master I und Master II), die mit Hilfe von dopplerfreier FM - Sättigungsspektroskopie in ihrer Frequenz auf die stärksten *crossover* Resonanzen $|F = 3\rangle \rightarrow |F = 3, 4\rangle$ bzw. $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 2, 3\rangle$ stabilisiert werden und danach eine gemessene Linienbreite von etwa 1MHz besitzen. Die Feineinstellung der Frequenzen erfolgt dann später mittels akustooptischer Modulatoren, die darüber hinaus schnelles, optisches Schalten der Laserstrahlen ermöglichen. Um genügend Laserleistung für die beiden magnetooptischen Fallen zu besitzen, wird das Kühllicht mit Hilfe zweier *tapered amplifier* verstärkt.

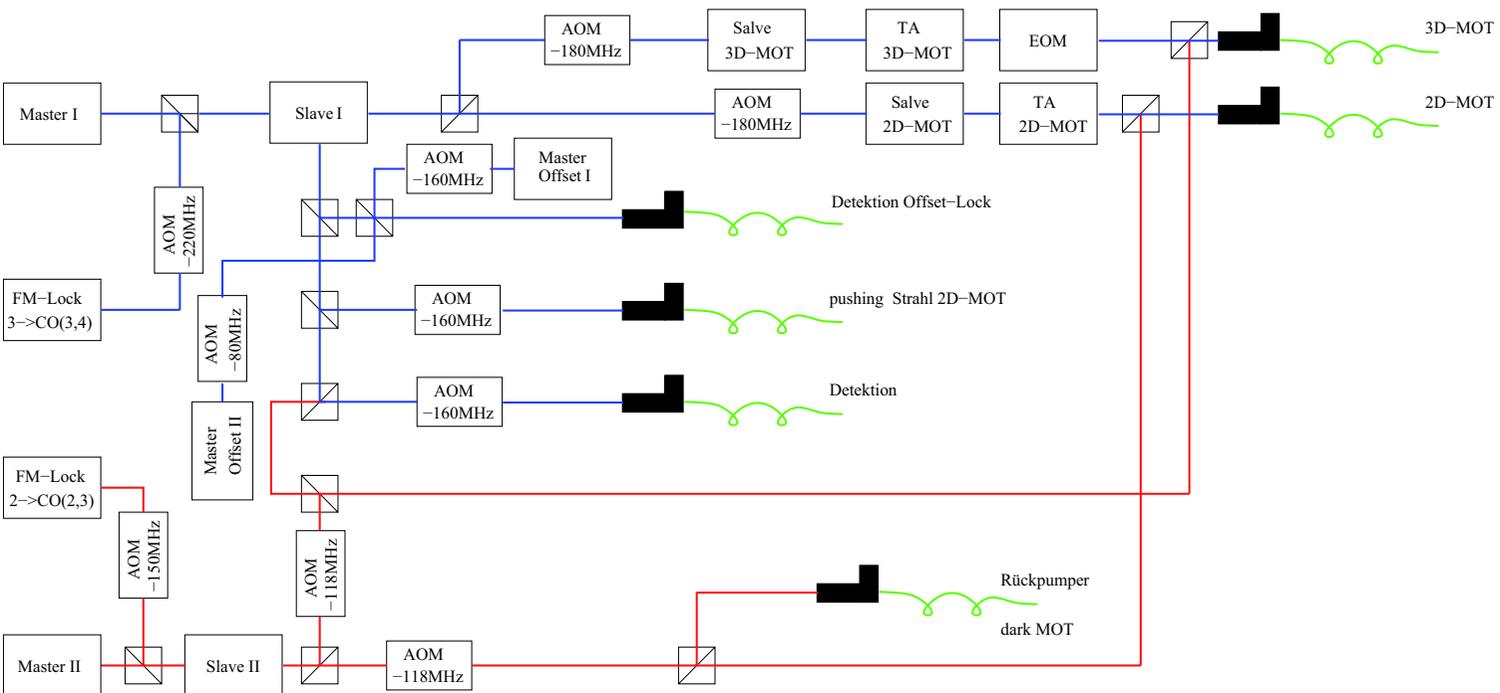


Abbildung 4.2: Das Lasersystem für ^{85}Rb .

Ladephasen im Experiment

MOT - Ladephase		Verschiebephase	Kompressionsphase	Kühlphase I	Kühlphase II
Stufe I MOT wird unter der Pumpstufe geladen, Intensität: 100%	Stufe II MOT wird unter der Pumpstufe geladen, Intensität: 60%	MOT wird um 5mm zur Faserspitze geschoben, Effizienz: 80-90%	<i>dark spot</i> - MOT Dichte der MOT wird um einen Faktor 4 erhöht	<i>dark spot</i> - Melasse Temperatur wird durch Rampen der Intensität um einen Faktor 10 reduziert	<i>dark spot</i> - Melasse Intensität wird auf 5% gehalten
Dauer: 3s	Dauer: 6s	Dauer: 300ms	Dauer: 200ms	Dauer: 20ms	Dauer: 8ms

Abbildung 4.3: Visualisierung der im Experiment verwendeten Ladephasen.

Rückpumplicht wird dagegen nur sehr wenig benötigt, in beiden Fällen liegt der Wert bei etwa 5mW. Es sind zwei unterschiedliche *tapered amplifier* Typen im Einsatz, für die 2D - MOT wird ein *amplifier* mit 500mW maximaler Ausgangsleistung verwendet, für die 3D - MOT ein Modul mit 1000mW Ausgangsleistung. Um auf die benötigte Laserleistung zu kommen, die im Falle der 3D - MOT bei etwa 160mW und bei der 2D - MOT bei 70mW liegt, werden beide Verstärker jeweils von einem Slave - Laser, der eine Leistung von etwa 25mW liefert, *geseeded* (Slave 2D - MOT und Slave 3D - MOT). Die Frequenz der Slaves wird zuvor jeweils über einen AOM im Doppelpass eingestellt. Um Sub - Dopplerkühlung durchführen zu können, muss das Kühllicht schnell in seiner Intensität variiert werden können. Dazu ist hinter dem 3D - MOT *tapered amplifier* ein elektrooptischer Modulator (EOM) mit einer Halbwellenspannung von 260V aufgebaut, mit dem eine optische Schaltzeit von $< 1\mu\text{s}$ möglich ist. Die so verstärkte Leistung wird dann zusammen mit dem Rückpumplicht in zwei *single mode* Fasern eingekoppelt und zum Experiment geführt, wo dann die eigentliche Aufteilung der Laserleistung sowie die Einstellung der Polarisierung erfolgen.

Da der Rückpumper im Hinblick auf die Detektion und die Komprimierung der gekühlten Atome möglichst flexibel eingesetzt werden muss, ist er separat über einen weiteren AOM schaltbar. In Tabelle 4.1 sind die im Experiment implementierten Laserstrahlen zusammen mit der verwendeten Leistung und ihrer Verstimmung noch einmal zusammengestellt, γ bezeichnet dabei die spontane Streurrate der D_2 - Linie¹ von ^{85}Rb .

4.3 Die magnetooptische Falle

Für alle modernen Quatengasexperimente ist die magnetooptische Falle die Standardquelle für kalte Atome [89]. Sie besteht aus einer Kombination aus magnetischen Quadrupolfeldern und Lichtdruckkräften angepasster Polarisierung und Richtung, die in dieser Konfiguration eine orts- und geschwindigkeitsabhängige Kraft in Richtung des Magnetfeldnullpunkts erzeugen.

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Atomquelle basiert auf dieser Technik und besteht aus einem kombinierten System aus einer 2D - MOT und einer 3D - MOT (siehe Kap. 4.3.1 für Details). Die 2D - MOT dient als transversale Vorkühlstufe, in der die Atome aus dem Hintergrundgas in der oberen Glaszelle gefangen und gekühlt

¹ $\gamma = 2\pi \cdot 6.0666\text{MHz}$

werden. Diese Technik wird heutzutage in vielen Experimenten eingesetzt, um komprimierte und transversal gekühlte Atomstrahlen unterschiedlicher Spezies zu erzeugen [90, 91, 92, 93, 94, 95]. In vielen modernen Quantengasexperimenten wird die 2D - MOT sehr erfolgreich zum effizienten Laden der 3D - MOT eingesetzt [96]. Um die Laderate der 3D - MOT zu optimieren, wird der atomare Fluss aus der 2D - MOT mit einem auf der Achse eingestrahlten, blauverstimmten *pushing* Strahl erhöht [85] (siehe Abb. 4.1). Der so generierte, kollimierte Atomstrahl besitzt in axialer Richtung weiterhin eine hohe Geschwindigkeit von etwa 15m/s. Mit dessen Hilfe wird dann die sich im UHV - Bereich befindliche 3D - MOT geladen, deren Parameter an die Geschwindigkeit der Atome im Strahl angepasst werden, um eine optimale Einfangrate zu erzielen.

Um aus der MOT heraus die implementierten, optischen Dipolfallen, in denen die Atome gefangen und durch die Faser transportiert werden, effizient laden zu können, ist es notwendig, das Optimum der maximal möglichen Phasenraumdichte $\lambda_{dB}^3 n$ in der MOT respektive in der Melasse zu erreichen.

Dieses ist aus mehreren Gründen in diesem physikalischen System sehr anspruchsvoll. Zum einen besitzt die Faserfalle bei einem Strahlradius von nur $5.13\mu\text{m}$ eine extrem kleine Rayleigh - Länge von etwa $77\mu\text{m}$. Dieses bedeutet, dass die Phasenraumdichte praktisch unmittelbar an der Faserspitze am höchsten sein muss. Dort sind allerdings auch die Störungen durch die Faser selbst am stärksten. Zum zweiten ist die Justage der zu Faserseite hin offenen Dipolfalle extrem schwierig. Eine leichte Verformung der Fasermode führt bereits zu einem drastischen Einbruch in der Teilchenzahl. Deshalb ist es notwendig, die Modenform bei der Justage mit Hilfe einer CCD - Kamera zu überwachen.

Im Rahmen der Arbeit ist es erstmals weltweit gelungen, eine in einer photonischen *band gap* Faser erzeugte, optische Dipolfalle extrem effizient aus einem thermischen Ensemble zu laden. Erst dadurch ist es möglich geworden, atomare Flüsse durch die Faser im Bereich von $10^5/s$ zu erreichen.

Die hohe Effizienz wird zum einen durch eine Erhöhung der MOT - Dichte erreicht. Bei einer konventionellen MOT wird der Rückpumper permanent - auch im Zentrum der Falle - eingestrahlt. Blendet man hingegen den Rückpumper im Zentrum für typischerweise 200ms aus, so erreicht man in dieser sogenannten *dark spot* MOT [97] eine signifikante Dichteerhöhung, in diesem Falle um etwa einen Faktor 4. Der Wert der in diesem Experiment erreichten Phasenraumdichte liegt damit im Bereich von etwa 2.3×10^{-6} und passt damit recht gut zu der theoretischen Vorhersage [84] für dieses thermische Regime. Zum anderen wird die Polarisationsgradientenkühlung während der Umladephase zum Absenken der Temperatur eingesetzt [98, 99]. Im Experiment erzielt man mit diesem Verfahren eine Temperatur in der *dark spot* Melasse von etwa $(9.89 \pm 0.28)\mu\text{K}$.

Mit dieser Technik wird eine Teilchenzahl in der Faserfalle erzielt, die trotz der komplizierten Justage mit den Ergebnisse anderer Arbeitsgruppen vergleichbar ist [100, 101]. Im folgenden Kapitel wird die Justage und der Aufbau des 2D-/3D - MOT Systems näher beschrieben und anhand des experimentellen Ablaufs illustriert. Für die folgenden Ausführungen dient Abbildung 4.3 als Hilfestellung. Insbesondere wird gezeigt, wie durch Ausblenden des Rückpumpers im Fallenzentrum die mittlere Dichte erhöht sowie durch Sub - Dopplerkühlung die Temperatur in der Melasse um etwa einen Faktor 10

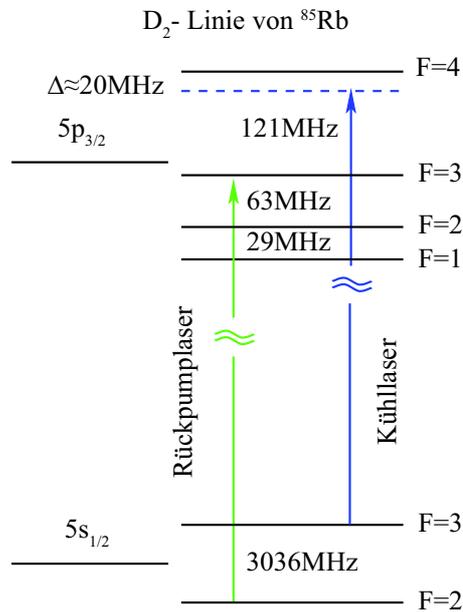


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der für die Laserkühlung verwendeten Übergänge in ⁸⁵Rb.

reduziert werden kann.

Das Kapitel schließt mit der Präsentation des zugrundeliegenden Verfahrens zur absorptiven Detektion atomarer Ensembles mit Hilfe einer bildgebenden CCD - Kamera.

4.3.1 Die 2D - MOT und die *bright* 3D - MOT

Aufbau und Justage der 2D - MOT

In Experiment wird die 2D - MOT eingesetzt, um einen transversal vorgekühlten, kollimierten Atomstrahl hohen Flusses, in diesem Falle etwa 2×10^8 Atome/s, zu erzeugen. Aus diesem Strahl heraus werden in einem zweiten Schritt Atome dreidimensional eingefangen und in einer 3D - MOT gespeichert. Da sich die 3D - MOT im UHV - Bereich der Vakuumapparatur befindet, wird je nach Druckverhältnissen eine Speicherzeit von etlichen Sekunden erreicht. In diesem Experiment liegt die Lebensdauer der 3D - MOT bei etwa 2.5s. Dass dieses Verfahren zu einem sehr effizienten Laden der 3D - MOT führt, konnte erstmals von K. Dieckmann et al. demonstriert werden [96].

Die 2D - MOT wird mit Hilfe eines aus vier Einzelspulen zusammengesetzten Spulenkäfig realisiert, der justierbar um die 2D - Glasküvette montiert wird. Die Spulen erzeugen in dieser Konfiguration ein zweidimensionales Quadrupolfeld mit einer Magnetfeldnulllinie, die mit der Achse der differentiellen Pumpstufe koinzidiert. Bei einem Strom von 5A liegt der Gradient dieses Feldes bei 18G/cm. Strahlt man nun zwei orthogonale, gut

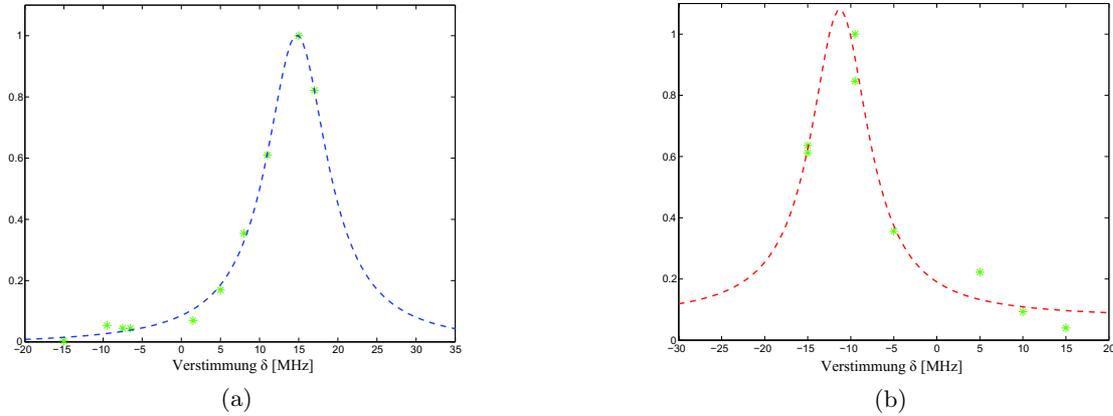


Abbildung 4.5: Geschwindigkeitsmessung der 2D - MOT Atome mit zusätzlichem *pushing* Strahl. In a) wird unter 45° detektiert, in b) unter 225° .

überlagerte Laserstrahlpaare annähernd parallel zu den Magnetfeldlinien großflächig in die Glaszelle ein, so führen die Lichtdruckkräfte dazu, dass sich die Atome im Zentrum der Falle, also auf der Achse der differentiellen Pumpstufe sammeln.

Um diesen transversal gekühlten Atomstrahl zu erzeugen, wird das Laserlicht, bestehend aus Kühllicht und Rückpumplicht mit Hilfe einer *single mode* Faser zum Experiment geführt und über einen Auskoppler auf 5mm Strahldurchmesser kollimiert. Dieser Strahl wird dann in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufgeteilt und um einen Faktor 5 mit einem Zylinderteleskop longitudinal aufgeweitet. Die orthogonal in die Glaszelle treffenden Laserstrahlen werden hinter der Zelle auf einen Rückreflexspiegel mit Hilfe einer weiteren Zylinderlinse abgebildet und dann mit den jeweiligen Primärstrahlen überlagert, sodass man die erforderliche Vierstrahlgeometrie erhält. Die Polarisation der vier Strahlen wird über vier $\lambda/4$ - Wellenplatten, die vor und hinter der Glaszelle eingebaut sind, an die jeweilige Orientierung des Magnetfeldes angepasst. Die Justage der 2D - MOT ist abgeschlossen, sobald der Atomstrahl zentriert auf der Achse der differentiellen Pumpstufe positioniert ist. Dieses wird durch das Verschieben des Spulenköfigs und damit der Magnetfeldachse erreicht.

Um den atomaren Fluss durch die Pumpstufe zu erhöhen, wird wie auch in anderen Experimenten der Arbeitsgruppe ein zusätzlicher *pushing* Strahl in longitudinaler Richtung eingesetzt. Um mit den Atomen, deren Geschwindigkeitsvektor bereits in Richtung UHV - Kammer orientiert ist, resonant zu bleiben, ist dieser Strahl um 14MHz blau verstimmt. Die Leistung liegt bei etwa $150\mu\text{W}$. In Abbildung 4.5 ist die Verschiebung des Absorptionsprofils der 2D - MOT Atome unter Einwirkung des *pushing* Strahls und mit optimierten, experimentellen Parametern dargestellt. Die Absorptionsprofile erhält man, indem man die 2D - MOT Atome unter 45° respektive unter 225° mit einem resonanten Strahl angeregt, die abgestrahlte Fluoreszenz der 2D - MOT Atome auf eine CCD - Kamera abgebildet und für 3ms integriert. Man erkennt, dass aufgrund der Dopplerverschiebung das Maximum der Absorption um $\delta_D = \mathbf{k}\mathbf{v}/2\pi$ gegenüber einem ruhenden

Quadrupolfeld der MOT	
Gradient	$0.38 \frac{\text{G}}{\text{Acm}}$
Windungszahl N	65
Spulenradius R	13.5cm
Relativabstand d	18cm
Widerstand, Spule 1	0.282Ω
Widerstand, Spule 2	0.286Ω
Verlustleistung P@10A	57W

Tabelle 4.2: Kenndaten der Quadrupolspulen.

Atom verschoben ist. Setzt man die Verstimmungen in diesen Zusammenhang ein, ergibt sich eine mittlere, axiale Geschwindigkeit des Atomstrahls von $(14.62 \pm 1.38)\text{m/s}$. Die Justage und die Einstellung der Parameter der 2D - MOT werden ausschließlich anhand der Laderate der *bright* 3D - MOT vorgenommen. Wie in Tabelle 4.1 zu sehen, wird im Experiment mit einer Gesamtleistung von 60 – 80mW gearbeitet, wobei der Anteil des Rückpumpers bei 8 – 10% liegt. Das Kühllicht ist zudem um etwa 18MHz rot gegenüber der atomaren Resonanz verschoben (vgl. auch Abbildung 4.4).

Aufbau und Justage der *bright* 3D - MOT

Die magnetooptische Falle ist wie eingangs bereits erwähnt eine Standardtechnik und wird in unterschiedlichen Konfigurationen in vielen Gruppen als effiziente Quelle kalter Atome eingesetzt.

Das Besondere der in diesem Experiment aufgebauten MOT für ^{85}Rb besteht darin, dass sie vor der photonischen *band gap* Faser effizient betrieben werden muss. Das bedeutet, dass die Faserspitze in die MOT hineinragt und die MOT-Strahlen zum Teil dadurch abgeschattet werden. Um die Abschattung der MOT - Strahlen durch die Halterung zu vermeiden, ragt die Faser ca 20mm über die Halterkante hinaus.

Trotzdem konnte beobachtet werden, dass sowohl die Laderate als auch die Teilchenzahl durch die Anwesenheit der Faser beeinflusst werden.

Das dreidimensionale Quadrupolfeld wird von einem wassergekühlten Spulenpaar erzeugt, welches symmetrisch zur Kammerlängsachse ausgerichtet ist. Die Dimensionierung der Spulen war aufgrund der geometrischen Rahmenbedingungen schwierig, so ließ sich zum Beispiel keine perfekte Anti - Helmholtz - Geometrie im experimentellen System realisieren. Vor diesem Hintergrund ist das Magnetfeld des Spulenpaares vor der Konstruktion dreidimensional simuliert worden. Eine wichtige Kenngröße ist in diesem Zusammenhang der Magnetfeldgradient im Zentrum der Feldes. Dieser beträgt axial 0.38G/Acm . Bei einem Arbeitsstrom von 10A resultiert daraus ein Gradient von 3.8G/cm . Die Kenndaten des Spulenpaares sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt, in den Abbildungen 4.6 und 4.7 sieht man die simulierte Feldverteilung des Spulenpaares in Gauß sowie die berechneten Gradienten des Magnetfeldes bei einem Strom von 1A.

Das Laserlicht für die 3D - MOT wird genau wie für die 2D - MOT mit einer Faser zum

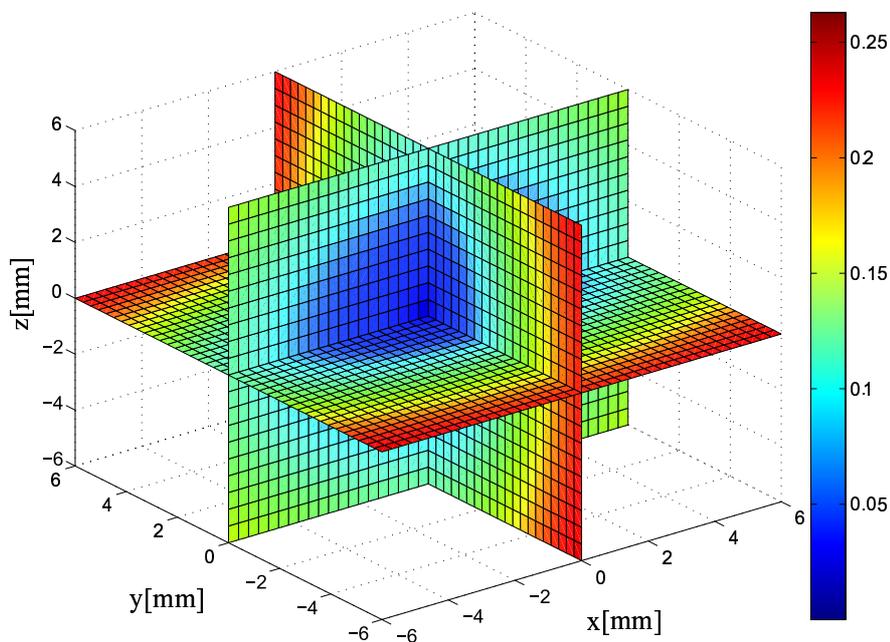


Abbildung 4.6: Simulation des Feldverlaufs der Quadrupolspulen bei einem Strom von $I = 1\text{A}$ in Gauß.

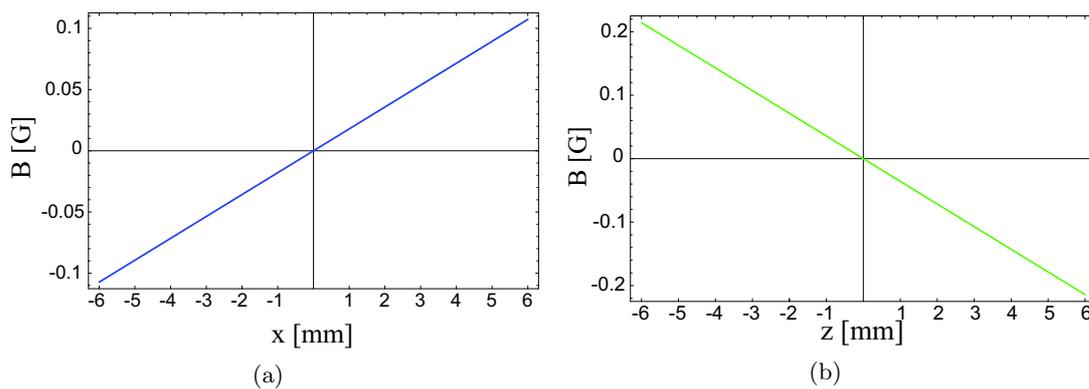
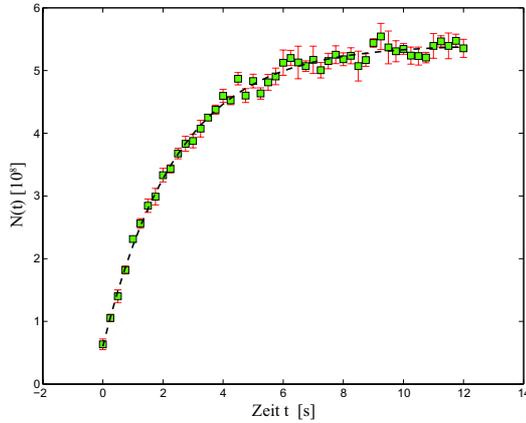


Abbildung 4.7: Erreichte Feldgradienten im Bereich des Nullpunktes. a) Verlauf des radialen Feldes bei 1A mit einem Gradient von $-0.19 \frac{\text{G}}{\text{Acm}}$. b) Verlauf des axialen Feldes bei 1A mit einem Gradient von $0.38 \frac{\text{G}}{\text{Acm}}$.



(a) Typische Ladekurve der *bright* 3D - MOT

MOT - Parameter	
Teilchenzahl N_{\max}	$\simeq 7 \times 10^8$ Atome
Laderate R	$\simeq 2 \times 10^8/s$
Lebensdauer τ	$\simeq 2.5s$
mittlere Dichte \bar{n}_{MOT}	$\simeq 3.6 \times 10^{10}/\text{cm}^3$
mittlere Temperatur T	$(99.96 \pm 2.00)\mu\text{K}$
Dispenserstrom I	4.3A

(b) Ladeparameter der *bright* MOT

Abbildung 4.8: Ladekurve der *bright* 3D - MOT knapp unter der Pumpstufe im einstufigen Betrieb und Ladeparameter der MOT im Überblick.

Experiment geführt und dort zunächst in drei Teile im Verhältnis von etwa 2 : 2 : 1 aufgeteilt. Der geringste Anteil wird dabei in die Achse mit dem doppelten Gradienten geleitet. Mit Hilfe von drei Linsenteleskopen werden die Strahlen dann um einen Faktor 10 auf einen Durchmesser von 25mm aufgeweitet und kollimiert. Durch eine erneute Aufteilung der drei Strahlen in jeweils drei Paare gleicher Intensität gewinnt man die benötigten sechs Strahlen, die nach dem Einstellen der richtigen, zirkularen Polarisation relativ zur Feldorientierung unter 45° respektive parallel zur Tischebene in die Experimentierkammer geführt werden. Die Lichtstrahlen und der Nullpunkt des Magnetfeldes sind dabei so aufeinander abgestimmt, dass die MOT unterhalb der Pumpstufe geladen wird. Die MOT - Justage erfolgt anhand der Ladekurve, die mit Hilfe einer Photodiode aufgenommen wird. Die Koinzidenz der sechs Strahlen im Zentrum der Falle und die Einstellung gleicher Intensitäten gegenüberliegender Strahlen sind die wichtigsten Justagefreiheitsgrade. Für die MOT wird eine Gesamtkühlleistung von etwa 160mW verwendet. Die gesamte Rückpumpleistung liegt bei etwa von 4 – 5mW. Dabei ist das Kühllicht selbst um etwa 20MHz rot verstimmt.

Wie bereits eingangs angedeutet, kann die MOT nicht effizient direkt vor der Faserspitze betrieben werden. Es hat sich gezeigt, dass man etwa eine Größenordnung weniger Atome in der MOT fängt. Dieses liegt zum einen an der Faser selbst, die in die Atomwolke hineinragt und zum zweiten an den MOT - Strahlen, die geometriebedingt auf den Nullpunkt der Falle ausgerichtet sind. Deshalb wird die MOT zunächst am Orte des Fallennullpunktes geladen und dann mit Hilfe eines Verschiebefeldes an den eigentlichen Ort vor der Faser geschoben. Dazu sind zwei Parameter zu optimieren, zum einen der Maximalstrom, der die neue Nullpunktskoordinate in Verschieberichtung festlegt und zum anderen die Dauer des Verschiebestroms, welche den Feldgradienten der linearen Rampe definiert.

Dabei hat sich gezeigt, dass die MOT - Lage und die Steilheit der Rampe miteinander

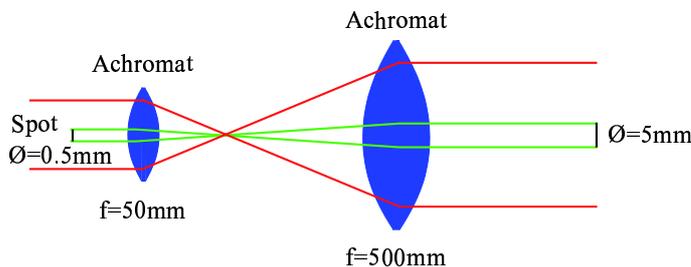


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung des abgebildeten Spots.

korreliert sind. Bei zu steilen Rampen wird die MOT an neuen Orte stark deformiert. Deshalb wird mit einer moderaten Rampendauer von 300ms gearbeitet und damit die MOT um etwa 5mm direkt an die Faserspitze geschoben. Mit diesem Verfahren wird eine Verschiebeeffizienz der Atome von 80 – 90% erzielt. Um die Höhe und die seitliche Ausrichtung der MOT vor der Faser zu optimieren, sind zwei weitere Spulenpaare im Einsatz. Während in der Höhe kein Verschiebestrom notwendig ist, muss die MOT hingegen seitlich um etwa 1mm verschoben werden. Der seitlicher Offset ist sowohl auf die mechanische Ungenauigkeit der Spulenhalterung als auch auf einen geringen Unterschied in der Windungszahl zurückzuführen. Letzteres führt dazu, dass sich die ohmschen Widerstände beider Spulen um etwa 1.4% unterscheiden.

Ladestrategie und Parameter der MOT

In Experiment wird die MOT in zwei Stufen unterhalb der Pumpstufe geladen. Die erste Stufe ist 3s lang und wird mit maximaler Kühlleistung durchgeführt, danach schließt sich eine sechssekündige zweite Phase mit nur noch 60% der ursprünglichen Leistung an (vgl. auch Abb. 4.3). Diese verringert die strahlungsdruckbedingte Verlustrate und führt im Experiment zu einer Steigerung der Atomzahl um etwa 20%. In Abbildung 4.8 ist die Ladekurve der MOT unter der Pumpstufe mit optimierten Parametern für den einstufigen Betrieb dargestellt. Im Experiment wird eine Laderate von etwa $2.2 \times 10^8/\text{s}$ erreicht. Zusammen mit der Lebensdauer von etwa 2.5s erreicht man damit im einstufigen Betrieb eine Teilchenzahl von 5.5×10^8 Atomen, im zweistufigen Betrieb von bis zu 7×10^8 bei einem Dispenserstrom von 4.3A (siehe auch Abb. 4.8, rechts). Eine detaillierte Untersuchung des Ladeverhaltens der MOT ist in der Diplomarbeit von S. Götze zu finden [102].

4.3.2 Die *dark spot* MOT

Das Prinzip der *dark spot* MOT

Die maximal erreichbare Dichte in der MOT ist zum einen durch inelastische Stöße zwischen Grundzustandsatomen und angeregten Atomen limitiert und zum anderen

durch Reabsorptionsprozesse gestreuter Photonen, die sich in Form eines zusätzlichen Strahlungsdrucks auf die Atome äußern. Um diese dichteabhängigen Verlustprozesse zu überwinden, entwickelten W. Ketterle et. al. die *dark spot* MOT [97]. Dazu wird das Rückpumplicht im Zentrum der MOT ausgeblendet, so dass die sich dort befindenden, kältesten Atome in den Dunkelzustand $|F = 2\rangle$ fallen und somit für das Kühllicht transparent werden. Im Außenbereich der MOT wird weiterhin gekühlt. Im Ergebnis erhält man eine Dichteerhöhung im eingeschlossenen, rückpumperfreien Volumen. Bei ^{85}Rb fällt der Dichtegewinn allerdings moderat aus, da die Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines Rückpumpphotons gering ist. Die Dichteerhöhung fällt allerdings umso stärker aus, je besser man den oberen Grundzustand entvölkern kann. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen haben gezeigt, dass mit diesem Verfahren etwa eine Gleichbesetzung der beiden Grundzustände zu erreichen ist. Strahlt man zusätzlich Laserlicht auf dem Übergang $|F = 3\rangle \rightarrow |F = 3\rangle$ ein, so läßt sich der obere Grundzustand weiter entvölkern mit dem Ergebnis, dass in der so realisierten *ultra dark spot* MOT mehr als 97% der Atome in den Dunkelzustand transferiert werden können [103].

Mit Hilfe dieser Technik kann zum Beispiel auf einfache Weise die Phasenraumdicke auf dem Weg zum BEC erhöht werden [104], eine weit wichtigere Anwendung jedoch findet die Technik beim effizienten Laden von Dipolfallen aus thermischen Ensembles heraus [100].

Aufbau und Justage

In Abbildung 4.9 ist die Abbildungsoptik der *dark spot* MOT schematisch dargestellt. Zunächst wird ein Teil des Rückpumpers über eine *single mode* Faser zum Experiment geführt, auf einen Strahldurchmesser von 2mm kollimiert und in zwei Teile aufgeteilt. Der *dark spot*, der einen Durchmesser von 0.5mm hat, wird dann in der Fokalebene des ersten Achromaten aufgestellt und zusammen mit dem Strahl um einen Faktor 10 aufgeweitet, sodass ein scharfes, 10-fach vergrößertes Bild des Punktes in der Fokalebene des zweiten Achromaten entsteht. Dabei muss die Brennweite der zweiten Linse so gewählt werden, dass der Punkt im Zentrum der MOT scharf abgebildet wird. Um einen möglichst großes rückpumperfreies Volumen einzuschließen, werden die beiden *dark spot* Strahlen unter einem Winkel von etwa 20° gegenüber der Tischebene durch die beiden großen ovalen Fenster eingestrahlt.

Die Justage ist kritisch, da die beiden *dark spot's* sehr genau überlagert vor die Faser geschoben werden müssen. Dabei hat sich gezeigt, dass die seitliche Justage nur bedingt eine Dichtemaximierung direkt vor der Faserspitze erlaubt. Ein möglicher Grund dafür sind Abbildungsverzerrungen des *spot's* durch die Faser und dadurch bedingte Streuung des Rückpumplichtes in das *dark* Volumen hinein.

Die Höhenjustage weist erstaunlicherweise dieses Verhalten nicht auf, sodass mit diesem Freiheitsgrad der *spot* sehr präzise vor der Faser justiert werden kann und damit eine signifikante Dichteerhöhung gegenüber der *bright* MOT erzielt werden kann. Dieses ist in Abbildung 4.10 qualitativ beim Vergleich der beiden äußeren Bilder sehen.

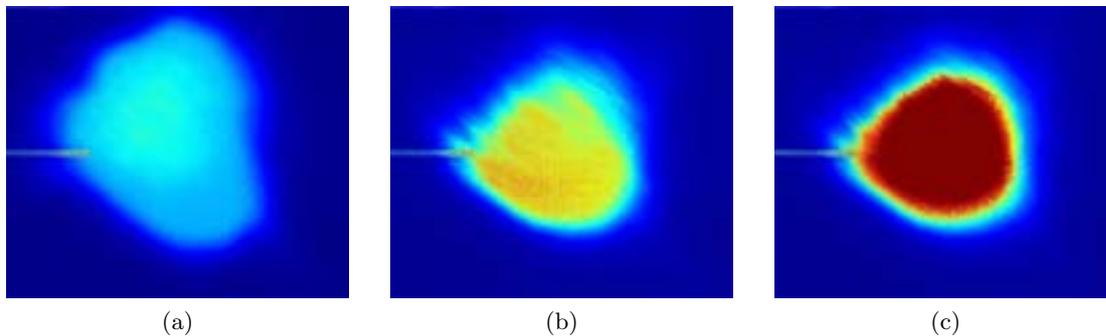


Abbildung 4.10: Qualitative Visualisierung der zum Komprimieren angewandten *dark spot* Technik. a) MOT ohne *dark spot* Phase mit Rückpumper im Detektionsstrahl. b) MOT mit 200ms *dark spot* Phase ohne Rückpumper detektiert. c) MOT mit 200ms *dark spot* Phase und Rückpumper im Detektionsstrahl.

Alle drei Aufnahmen sind mit gleicher Detektionsleistung entstanden, im mittleren und rechten Bild ist vor der Aufnahme eine 200ms lange *dark spot* Phase eingefügt worden. Man erkennt deutlich den Kompressionscharakter der Technik und die damit verknüpfte Erhöhung der mittleren wie maximalen Dichte.

Optimierung der MOT-Dichte

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass die zu erreichende, mittlere Dichte \bar{n}_{MOT} von der Rückpumpleistung und von der Dauer der *dark spot* Phase abhängt. Außerdem muss beim Detektieren der Atome beachtet werden, dass das Rückpumplicht mit einzustrahlen ist, damit die sich im Dunkelnzustand befindenden Atome abgebildet werden. Bei der Auswertung der Absorptionsspektroskopie-Bilder tritt der Rückpumper dann als zusätzliche Streulichtquelle auf, da der Absorptionsquerschnitt für Rückpump photons verschwindend gering ist (siehe auch Abschnitt 4.4). Durch die Detektion mit und ohne Rückpumplicht kann die Effizienz des Transfers in den Dunkelnzustand $|F = 2\rangle$ bestimmt werden. In Abbildung 4.10 ist dieser Unterschied zu sehen. Quantitativ erreicht man mit dem *dark spot* eine Gleichverteilung der Atome auf die beiden Grundzustände. In Abbildung 4.11 sind die Ergebnisse der Optimierung der *dark spot* Dichte zu sehen. Im linken Bild sieht man die Entwicklung der *dark spot* Dichte in Abhängigkeit von der Rückpumpleistung in den beiden Strahlen. Bis zu einer Leistung von etwa 9mW steigt diese linear mit zunehmender Rückpumpleistung an. Da nicht mehr Leistung zur Verfügung stand, konnte der weitere Verlauf nicht näher untersucht werden. Es hat sich allerdings im Folgenden gezeigt, dass die Faserfalle bereits bei einer Leistung von etwa 2.2mW optimal geladen werden kann, sodass offensichtlich neben der MOT - Dichte noch weitere Größen den Umladeprozess in die Faserfalle bestimmen.

Im rechten Bild ist die Dichte gegen die Dauer der *dark spot* Phase bei einer Leistung

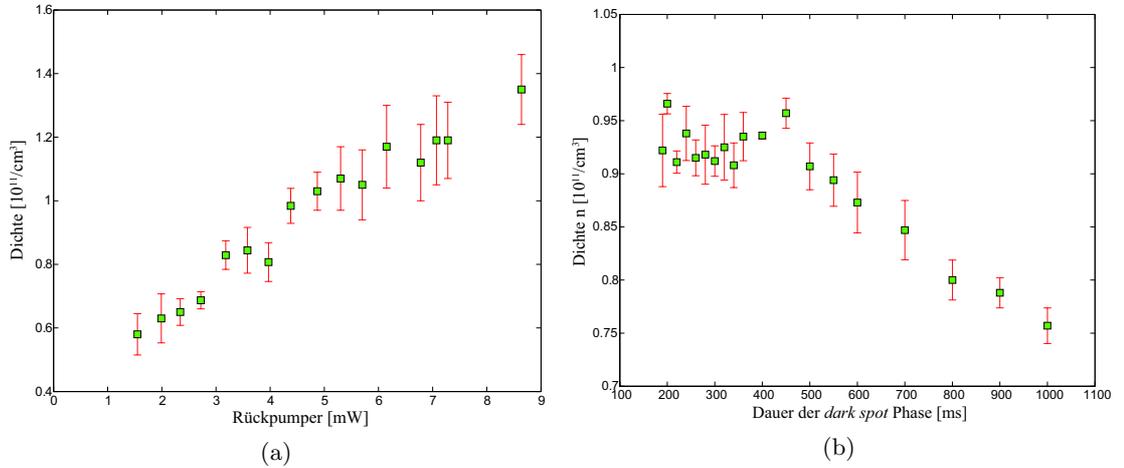


Abbildung 4.11: a) Untersuchung der *dark spot* Dichte in Abhängigkeit von der Rückpumpleistung bei einer Dauer von 200ms respektive b) in Abhängigkeit der Dauer der *dark spot* Phase bei einer Leistung von 2.5mW.

von etwa 2.5mW aufgetragen. Man erkennt, dass sich die Dichte bis zu einer Dauer von ca. 300ms sehr unempfindlich entwickelt. Im weiteren Verlauf nimmt sie ab, was im Wesentlichen auf den einsetzenden Teilchenzahlverlust in der Falle zurückzuführen ist. Insgesamt erhält man mit dem hier realisierten Verfahren eine Dichteerhöhung um etwa einen Faktor 4.3 gegenüber der *bright* MOT. Erreicht wird dieses im Wesentlichen über die Kompression der aus der Pumpstufenregion verschobenen MOT-Atome. Die Teilchenzahl liegt dementsprechend bei 5×10^8 , die Temperatur ändert sich nicht signifikant und liegt wie bei der *bright* MOT bei etwa $100\mu\text{K}$.

4.3.3 Die *dark spot* Melasse

Um in der MOT eine Temperatur unterhalb des Dopplerlimits $T_D = \hbar\gamma/2k_B$ zu erreichen, werden im Experiment die Atome mit Hilfe der Polarisationsgradientenkühlung weiter gekühlt [98, 99]. Um ein erneutes Aufheizung der Atome beim Abschalten zu vermeiden, müssen sowohl die Verschiebefelder als auch das Magnetfeld der MOT innerhalb weniger Mikrosekunden abgeschaltet werden können. Dieses muss so erfolgen, dass der Nullpunkt des resultierenden Magnetfeldes beim Abschalten ortsfest bleibt. Eine weitere Schwierigkeit tritt zudem durch Wirbelströme auf, die durch die Magnetfelder in geschlossenen, metallischen Oberflächen induziert werden. Im Experiment sind deshalb sämtliche metallischen Oberflächen, die senkrecht zum magnetischen Fluss der Spulen orientiert sind, geschlitzt, um Kreisströme und damit verknüpfte, induktive Magnetfelder zu vermeiden.

Das schnelle Abschalten wird im Experiment mit Hilfe von drei MOSFET - Schaltern realisiert, die eine Abschaltzeit von etwa $100\mu\text{s}$ besitzen [86]. Die Kompensation des

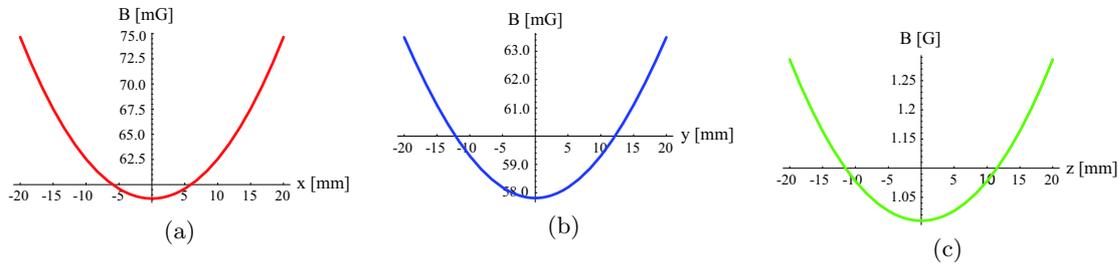


Abbildung 4.12: Berechnung der Kompensationsfelder vor dem Fasereingang. In Bild a) sieht man die Stärke des Kompensationsfeldes entlang der Faser, in b) in der Höhe und in c) quer zur Faser.

Erdmagnetfeldes am Orte der *dark* MOT erreicht man, indem die Apparatur mit einem Spulenkäfig eingeschlossen wird, welcher in jeder Raumrichtung ein homogenes, entgegengesetzt zur jeweiligen Erdmagnetfeldkomponente orientiertes Magnetfeld generiert (vgl. Abb. 4.1). Im Experiment sind für die Kompensation drei Rechteckspulenpaare mit einer Kantenlänge von jeweils einem Meter im Einsatz. Diese großzügige Dimensionierung sorgt dafür, dass das generierte Magnetfeld in jeder Richtung über das gesamte Kammervolumen hinweg einen nahezu homogenen Verlauf besitzt. Dieses ist vor allem am Orte der Detektion sehr wichtig, da dort die Atome weder magnetisch abgelenkt noch ihre Energieniveaus verschoben werden dürfen. Mit den verbleibenden drei MOT - Strahlen werden die Atome dann in $\sigma^+ - \sigma^-$ - Konfiguration für einige Millisekunden nachgekühlt. In Abbildung 4.12 sind die Magnetfeldverläufe der Kompensationsspulen auf der Symmetrieachse vor der Faser visualisiert. Die Kühlung kann sehr effektiv eingesetzt werden, wenn man zu kleinen Intensitäten und großen negativen Verstimmungen übergeht. Um die Dichteerhöhung, die durch den *dark spot* erzielt worden ist, nicht zu verlieren, wird eine *dark spot* Melassenkühlung durchgeführt. Im Experiment wird die Leistung aller MOT - Strahlen innerhalb von etwa 20ms mit Hilfe eines elektrooptischen Modulators auf 5% der ursprünglichen Intensität heruntergeramppt und um etwa 44MHz rot verstimmt. Dabei erfolgt die Optimierung der Parameter anhand der Teilchenzahl in der Dipolfalle. Mit den so bestimmten Einstellungen erreicht man in der Melasse radial wie axial eine Temperatur von etwa $10\mu\text{K}$ (siehe Abb.4.14).

4.4 Diagnosetechnik vor der Faser

Um Informationen über die Position und die Eigenschaften der atomaren Ensembles zu bekommen, sind im Experiment mehrere Detektionssysteme im Einsatz. Eines davon ist das Absorptionsabbildungsverfahren auf eine CCD - Kamera. Bestrahlt man die atomare Wolke entlang einer Achse mit resonantem Licht, beginnen die Atome, Photonen zu streuen, und der Strahl wird entlang dieser Achse abgeschwächt. Ist das Ensemble optisch dicht genug und das Detektionssystem empfindlich genug, so kann der Schattenschwefelwurf auf eine CCD - Kamera orts aufgelöst abgebildet werden.

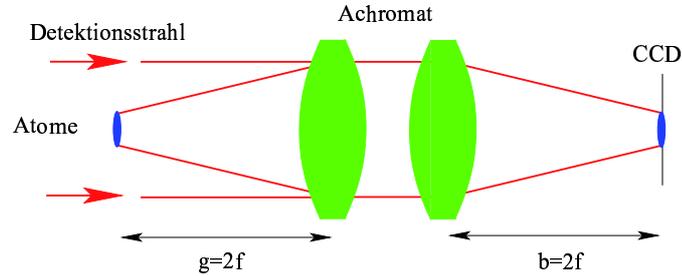


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung des Detektionssystems zur Absorptionssignalmessung.

Im Rahmen dieses Experimentes sind zwei Detektionsachsen zur Beobachtung der Atome vor der Faser aufgebaut worden. Bei der einen wird entlang der starken Magnetfeldachse der MOT - Spulen detektiert, bei der anderen entlang einer MOT - Achse unter 45° . Im Limit punktförmiger Objekte kann man sich den Strahlengang für das Licht respektive für den Gegenstand klassisch vorstellen. In Abbildung 4.13 ist das zugrundeliegende Prinzip dargestellt. Die Atome werden mit einem etwa auf 10mm aufgeweiteten, kollimierten Strahl beleuchtet. Die optische Abbildung des Schattenwurfs wird dann für beide Detektionsachsen mit Hilfe zweier achromatischer Linsen großer Apertur realisiert, die in $2f/2f$ -Konfiguration die Atome auf den CCD - Chip mit einem Vergrößerungsfaktor von $\beta = 1$ scharf abbilden. Das beugungsbegrenzte Auflösungsvermögen des Abbildungssystems mit Linsendurchmesser D und Brennweite f , welches mit Hilfe des Rayleigh - Kriteriums $\mathcal{A} = 1.22\lambda f/D$ berechnet werden kann, liegt für das $f = 260\text{mm}$ -Linsensystem bei $\mathcal{A} = 4.9\mu\text{m}$ und für die beiden 400mm Linsen bei $\mathcal{A} = 9.5\mu\text{m}$. Beide Werte liegen im Bereich der Pixelgröße ($\Delta^2 = 6.45 \times 6.45\mu\text{m}^2$), sie stellt den limitierenden Faktor des Auflösungsvermögens dar.

4.4.1 Absorptive Detektion

Die Absorptionssmessung erlaubt es, die Teilchenzahl und weitere Parameter wie Temperatur, Dichte und Fallenparameter direkt zu bestimmen. Bestrahlt man das Ensemble entlang der z -Achse, so folgt aus dem Beerschen Gesetz

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha(\mathbf{r}, \omega, I)I \quad (4.1)$$

α bezeichnet den Absorptionskoeffizienten, er hängt mit dem Absorptionsquerschnitt und der Dichte über $\alpha(\mathbf{r}, \omega, I) = n(\mathbf{r})\sigma(\omega, I)$ zusammen. Für ein Zweiniveausystem gilt für den Absorptionsquerschnitt und für $I \ll I_{\text{sat}}$ der folgende Zusammenhang [105]:

$$\sigma(\omega) = \frac{6\pi c^2}{\omega_L^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (4.2)$$

Setzt man diesen Ausdruck in das Beersche Gesetz ein, so erhält man die Abschwächung entlang der z -Achse:

$$\ln\left(\frac{I_0}{I_1}\right) = \frac{6\pi c^2}{\omega_L^2} \frac{1}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \int_z n(x, y, z) dz \quad (4.3)$$

Approximiert man die Dichte durch die Anzahl der Atome in einem infinitesimalen Volumen $\mathcal{V} = \tilde{\Delta}^2 \Delta_z$, d.h.

$$n(x, y, z) \simeq \frac{\tilde{N}(x, x + \tilde{\Delta}, y, y + \tilde{\Delta}, z, z + \Delta_z)}{\mathcal{V}}, \quad (4.4)$$

so kann man die Integration einfach ausführen und erhält die Anzahl der Atome N in der beleuchteten Säule der Querschnittsfläche $\tilde{\Delta}^2$. Berücksichtigt man noch den Abbildungsmaßstab der Optik und die Pixelgröße über den Zusammenhang $\Delta = \tilde{\Delta}\beta$ so erhält man abschließend:

$$N(x, x + \Delta, y, y + \Delta) = \frac{\Delta^2 \omega_L}{6\pi\beta^2 c^2} \left(1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2\right) \ln\left(\frac{I_0}{I_1}\right), \quad (4.5)$$

bzw. durch Summation über alle Pixel die Teilchenzahl N_{ges} .

Wie man anhand der Formel erkennt, sind zur Bestimmung der Teilchenzahl zwei Bilder notwendig. Es ist allerdings vorteilhaft, drei Bilder aufzunehmen, um den Rauschpegel auf den einzelnen Pixeln zu minimieren. Dieses Rauschen kommt zum einen durch Intensitätsschwankungen des Detektionslicht zustande und zum anderen durch das Dunkelrauschen der Kamerapixel. Das erste Bild (Bild mit Atomen, I_A) enthält die präparierte atomare Information, man erhält es im Allgemeinen durch nicht - adiabatisches Abschalten der Falle und anschließender *time of flight* (TOF) Messung. Das zweite Bild (Referenzbild, I_R) beinhaltet das Rauschen des Detektionslichts ohne Atome und das dritte (Dunkelbild, I_D) das Dunkelrauschen der Kamera ohne Detektionslicht und Atome. Also erhält man aus den Intensitätsverteilungen der drei Bilder I_A, I_R, I_D folgendes:

$$\ln\left(\frac{I_0}{I_1}\right) = \ln\left(\frac{I_A - I_D}{I_R - I_D}\right) \quad (4.6)$$

Die Belichtungszeit liegt jeweils bei etwa $50\mu s$, zwischen den einzelnen Bildern liegt die Totzeit der Kamera, die zum Auslesen der Bildinformation verwendet wird und im Bereich von $100 - 200ms$ liegt. Da die Atome nach jeder Sequenz erneut präpariert werden müssen, ist das gesamte Verfahren destruktiv.

4.4.2 Bestimmung der charakteristischen Fallenparameter

Mit Hilfe von TOF - Messungen kann das atomare System charakterisiert werden. In diesem Experiment sind vor allem die Teilchenzahl, die Dichte, die räumliche Ausdehnung, die Temperatur und die Lebensdauer des atomaren Ensemble von Bedeutung.

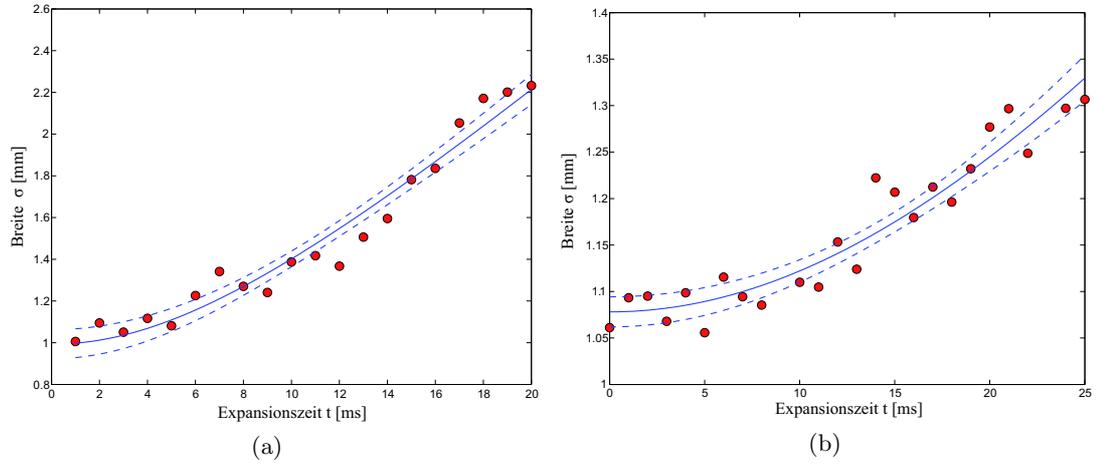


Abbildung 4.14: Temperaturbestimmung der *dark spot* MOT (links) und der *dark Melasse* (rechts). Durch die Melassenkühlung wird die Temperatur um einen Faktor 10 abgesenkt.

Während man die Teilchenzahl direkt bestimmen kann, läßt sich die Dichte durch die Rekonstruktion der Säulen bestimmen, die zu der entsprechenden Säulendichte gehören. Beispiele hierzu finden sich in Kapitel 5. Die räumliche Ausdehnung der Falle kann durch Betrachtung der Spalten- und Zeilensummen und anschließender Suche der FWHM - Punkte beschrieben werden. Im Allgemeinen ist man jedoch an der zeitlichen Entwicklung dieser Größen interessiert, deren Dynamik sich sehr einfach durch eine TOF - Messung bestimmen läßt.

Quantitativ wird die Dichteverteilung nicht kondensierter Materie für $T \gg T_c$ in der Falle durch die Boltzmann - Verteilung

$$\rho(\mathbf{r}) = n_0 e^{-\frac{U(\mathbf{r})}{k_B T}} \quad (4.7)$$

beschrieben. $U(\mathbf{r})$ beschreibt das zugrundeliegende Fallenpotential. Durch das nicht - adiabatische Abschalten der Falle zum Zeitpunkt $t = 0$ expandiert das Ensemble gemäß seiner anfänglichen, stationären Geschwindigkeitsverteilung $\rho_{\mathbf{v}}(\mathbf{v})$ kräftefrei im Raum. Die Ortsverteilung $\rho_{\mathbf{r}}(\mathbf{r}, t)$ zu einem späteren Zeitpunkt $t > 0$ am Orte \mathbf{r} erhält man, indem man die Faltung zwischen der anfänglichen Ortsverteilung und der Geschwindigkeitsverteilung berechnet. Dabei ist die Dichte am Orte \mathbf{r} nur dann wesentlich von null verschieden, wenn die Atome diesen auch erreichen, also $\mathbf{r} = \mathbf{v}t$ gilt.

$$\rho_{\mathbf{r}}(\mathbf{r}, t) = \int \rho_{\mathbf{r}}(\mathbf{r} - \mathbf{v}t, 0) \rho_{\mathbf{v}}(\mathbf{v}) d\mathbf{v} \quad (4.8)$$

Im Falle eines harmonischen Potentials führt Gleichung (4.7) auf eine gaußförmige Dichteverteilung und $\rho_{\mathbf{v}}(\mathbf{v})$ auf eine Maxwell-Verteilung, von der im Folgenden angenommen wird, dass sie in allen Raumrichtungen dieselbe Geschwindigkeitsbreite $\sigma_v = \sqrt{k_B T / m}$

besitzt. Setzt man beide Ausdrücke in das Faltungsintegral ein, so lassen sich die Raumrichtungen separieren, und man erhält für die i -te Komponente den Ausdruck

$$\rho_{x_i}(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{x_i}(t)} e^{-\left(\frac{x^2}{2\sigma_{x_i}(t)^2}\right)} \quad (4.9)$$

mit der Breite

$$\sigma_{x_i}(t) = \sqrt{\sigma_{x_i}^2(0) + \frac{k_B T}{m} t^2} \quad (4.10)$$

Aus diesem Zusammenhang lassen sich jetzt für die einzelnen Raumrichtungen Temperaturen definieren, indem man die entsprechende σ - Breite der sich isotrop ausdehnenden Wolke per Gauß - Fit zu verschiedenen Zeiten bestimmt und dann an diese Verteilung Gleichung (4.10) anpasst.

In Abbildung 4.14 ist die Expansionsbreite der *dark spot* MOT und der *dark* Melasse in Abhängigkeit von der Expansionszeit aufgetragen. Aus dem Fit ergibt sich im Falle der MOT der bereits angegebene Wert von $(99.96 \pm 2.00)\mu\text{K}$, im Falle der optimierten Melasse ein Wert von $(9.89 \pm 0.28)\mu\text{K}$.

Um die Lebensdauer der Atome in der Falle zu bestimmen, wird die Haltezeit variiert und die Zerfallskurve aufgenommen. Je nach Dichte und Hintergrundgasdruck ergeben sich Terme höherer Ordnung in der den Zerfall charakterisierenden Differentialgleichung. Dieses wird in Kapitel 5 näher diskutiert.

Kapitel 5

Die optischen Dipolfallen

Um die Atome durch die Faser zu transportieren, wird im Experiment die optische Dipolkraft ausgenutzt. Sie basiert allgemein auf der Dipol - Dipol - Wechselwirkung des Atoms mit einem inhomogenen Lichtfeld. Im Atom wird durch die Kopplung an die Lasermode ein elektrisches Dipolmoment induziert, dessen Frequenz mit der Frequenz ω_L des antreibenden Laserfeldes übereinstimmt. Aufgrund der Inhomogenität des Feldes existiert zudem ein Feldgradient, der auf das induzierte Moment zurückwirkt und somit die optische Dipolkraft hervorruft. Dabei kommt es auf die Orientierung des Dipolmomentes im Feld an. Oszilliert das Feld ω_L im blauverstimmten Falle mit einer höheren Frequenz als der Dipol, also $\omega_L > \omega_0$, so schwingt der Dipol klassisch gesehen gegenphasig, und das Atom bewegt sich in Richtung abnehmender Intensität. Im Fall einer Rotverstimmung, $\omega_L < \omega_0$, sind Feld und Dipol in Phase, das Atom besitzt dann im Bereich hoher Intensität seine höchste Aufenthaltswahrscheinlichkeit.

Die einfachste Realisierung einer rotverstimmten Dipolfalle stellt somit ein fokussierter Gaußstrahl dar, in dessen Fokus die Atome gefangen werden. Vorgeschlagen und analysiert wurde dieses Konzept bereits in den sechziger Jahren [106, 107], erfolgreich realisiert allerdings erst 1986 von S. Chu et al. [108]. Im Jahre 1995 gelang E. Cornell et. al dann erstmals der Transport von Atomen durch eine Glaskapillare unter Zuhilfenahme einer rotverstimmten, in den Kern der Faser eingekoppelten Dipolfalle [43, 109]. Eine Übersicht über die physikalischen Konzepte der Dipolkraft findet sich in [83, 110]. Die theoretische Beschreibung der optischen Dipolkraft für weitverstimmtes Laserlicht läßt sich mit Hilfe der Störungsrechnung durchführen. Dieses ist heutzutage experimentell der relevanteste Fall, da in diesen *far off resonance traps* (FORT's) die Anregungswahrscheinlichkeiten und die damit verknüpften Streuraten minimiert sind. Die quantenmechanisch vollständige Beschreibung liefert allerdings erst das *dressed atom* Modell, welches von J. Dalibard et al. 1985 aufgestellt wurde [111].

Im folgenden Kapitel werden die im Experiment aufgebauten Dipolfallen beschrieben und charakterisiert. Im Rahmen der Optimierung ist es gelungen, die Laderate der Faserfalle zu optimieren, sodass die Anzahl der gefangenen Atome in der Faserdipolfalle bis zu 3×10^6 beträgt. Zuvor werden allerdings die theoretischen Grundlagen zum Verständnis der Dipolkraft vorgestellt und illustriert.

5.1 Die optische Dipolkraft

Im Falle kleiner Störungen können das Dipolpotential und die Streurrate berechnet werden, indem die Dipolwechselwirkung als Störung des atomaren Hamiltonoperators aufgefasst wird. Die Energiekorrektur des ungestörten Hyperfeinzustands $|F, m_F\rangle$ erhält man dann mit Hilfe der Störungsrechnung 2. Ordnung. Bezeichnet $V = -\mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\epsilon} \cdot E$ das Störpotential und $\mathbf{d} = -e \cdot \mathbf{r}$ den Dipoloperator, so ergeben sich folgende Ausdrücke [110]:

$$\Delta E_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{2\epsilon_0 \hbar c} \sum_{j,k,l} |\langle F_i, m_{F_i} | \mathbf{d} \boldsymbol{\epsilon} | F_{jk}, m_{F_{jkl}} \rangle|^2 \left(\frac{4(\omega_{ij} - \omega)}{4(\omega_{ij} - \omega)^2 + \gamma_{ij}^2} \right) \times I(\mathbf{r}) \quad (5.1)$$

$$\Gamma_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{\epsilon_0 \hbar^2 c} \sum_{j,k,l} |\langle F_i, m_{F_i} | \mathbf{d} \boldsymbol{\epsilon} | F_{jk}, m_{F_{jkl}} \rangle|^2 \left(\frac{2\gamma_{ij}}{4(\omega_{ij} - \omega)^2 + \gamma_{ij}^2} \right) \times I(\mathbf{r}) \quad (5.2)$$

$I = \epsilon_0 c |E|^2 / 2$ bezeichnet die gemittelte Intensität, $\omega_{ij} = (E_j - E_i) / \hbar$ die Übergangsfrequenz von j nach i , γ_{ij} die Lebensdauer und $\boldsymbol{\epsilon}$ den Polarisationsvektor des elektrischen Feldes. Die Summation erfolgt über alle möglichen Übergänge, die im Zustand i enden. Da es sich bei $\{F_{jl}\}$ und $\{m_{F_{jkl}}\}$ um Mannigfaltigkeiten handelt, die voneinander über die Auswahlregeln abhängig sind, muss in beiden Ausdrücken über drei Indizes summiert werden.

Die Dipolmatrixelemente, die in den Ausdrücken auftauchen, können berechnet werden, indem man zunächst den Polarisationsvektor in den Basiszuständen $\{\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_\pm\}$ der drei Polarisierungen $\{\pi^0, \sigma^\pm\}$ darstellt. Da man jeden Polarisationszustand als Linearkombination dieser drei Basiszustände entwickeln kann, braucht man nur die Dipolmatrixelemente für die Komponenten $d_q = -e \cdot r_q = e(\mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_q)$, $q = 0, \pm 1$, zu betrachten. Mit Hilfe des Wigner - Eckart - Theorems lassen sich die radiale Ortsabhängigkeit und die Winkelabhängigkeit für die Basispolarisationen separieren [112]. Man erhält einen geschlossenen Ausdruck, bestehend aus dem ortsabhängigen, reduzierten Matrixelement und dem magnetischen Winkelanteil, der die Quantisierungsachse mit der Polarisierung verknüpft und in Form eines Wigner - $3j$ - Symbols dargestellt werden kann [113, 114].

$$\langle F_i, m_{F_i} | d_q | F_{jk}, m_{F_{jkl}} \rangle = \langle F_i || e\mathbf{r} || F_{jk} \rangle (-1)^{F_{jk} - 1 + m_{F_i}} \sqrt{2F_i + 1} \begin{pmatrix} F_{jk} & 1 & F_i \\ m_{F_{jkl}} & q & -m_{F_i} \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

Dabei gilt $m_{F_i} = m_{F_{jkl}} + q$. Durch eine Basistransformation von F nach J kann man das reduzierte Matrixelement weiter vereinfachen. Man erhält dann mit Hilfe des Wigner - $6j$ - Symbols

$$\langle F_i || e\mathbf{r} || F_{jk} \rangle = \langle J_i || e\mathbf{r} || J_j \rangle (-1)^{F_{jk} + J_i + I + 1} \sqrt{(2J_i + 1)(2F_{jk} + 1)} \begin{Bmatrix} J_i & J_j & 1 \\ F_{jk} & F_i & I \end{Bmatrix} \quad (5.4)$$

Das in der J - Basis formulierte reduzierte Matrixelement hängt mit der Lebensdauer des jeweiligen Zustands zusammen. Es gilt der Zusammenhang

$$\gamma_{ij} = \frac{\omega_{ij}^3}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \frac{2J_i + 1}{2J_j + 1} |\langle J_i || e\mathbf{r} || J_j \rangle|^2 \quad (5.5)$$

	$ \mathbf{F} = 2\rangle$	$\mathbf{m}_F = -2$	$\mathbf{m}_F = -1$	$\mathbf{m}_F = 0$	$\mathbf{m}_F = 1$	$\mathbf{m}_F = 2$
\mathbf{D}_1	π^0	3/9	3/9	3/9	3/9	3/9
	σ^+	1/9	2/9	3/9	4/9	5/9
	σ^-	5/9	4/9	3/9	2/9	1/9
\mathbf{D}_2	π^0	6/18	6/18	6/18	6/18	6/18
	σ^+	8/18	7/18	6/18	5/18	4/18
	σ^-	4/18	5/18	6/18	7/18	8/18

Tabelle 5.1: Effektive Kopplungsstärken für den Grundzustand $|2, m_F\rangle$ in Abhängigkeit der beiden D - Linien.

	$ \mathbf{F} = 3\rangle$	$\mathbf{m}_F = -3$	$\mathbf{m}_F = -2$	$\mathbf{m}_F = -1$	$\mathbf{m}_F = 0$	$\mathbf{m}_F = 1$	$\mathbf{m}_F = 2$	$\mathbf{m}_F = 3$
\mathbf{D}_1	π^0	3/9	3/9	3/9	3/9	3/9	3/9	3/9
	σ^+	6/9	5/9	4/9	3/9	2/9	1/9	0
	σ^-	0	1/9	2/9	3/9	4/9	5/9	6/9
\mathbf{D}_2	π^0	6/18	6/18	6/18	6/18	6/18	6/18	6/18
	σ^+	3/18	4/18	5/18	6/18	7/18	8/18	9/18
	σ^-	9/18	8/18	7/18	6/18	5/18	4/18	3/18

Tabelle 5.2: Effektive Kopplungsstärken für den Grundzustand $|3, m_F\rangle$ in Abhängigkeit der beiden D - Linien.

Setzt man Gleichung (5.5) in Gleichung (5.1) und Gleichung (5.2) ein, so erhält man die allgemeine Darstellung für die Energiekorrektur respektive für die Streurrate

$$\Delta E_i(\mathbf{r}) = 6\pi c^2 \sum_{j,k,l} \frac{2J_j + 1}{2J_i + 1} (2F_i + 1)(2F_{jk} + 1)(2J_i + 1) \begin{pmatrix} F_{jk} & 1 & F_i \\ m_{F_{jk}} & q & -m_{F_i} \end{pmatrix}^2 \left\{ \begin{matrix} J_i & J_j & 1 \\ F_{jk} & F_i & I \end{matrix} \right\}^2 \left(\frac{\gamma_{ij}(\omega - \omega_{ij})}{\omega_{ij}^3 (4(\omega_{ij} - \omega)^2 + \gamma_{ij}^2)} \right) \times I(\mathbf{r}) \quad (5.6)$$

$$\Gamma_i(\mathbf{r}) = \frac{6\pi c^2}{\hbar} \sum_{j,k,l} \frac{2J_j + 1}{2J_i + 1} (2F_i + 1)(2F_{jk} + 1)(2J_i + 1) \begin{pmatrix} F_{jk} & 1 & F_i \\ m_{F_{jk}} & q & -m_{F_i} \end{pmatrix}^2 \left\{ \begin{matrix} J_i & J_j & 1 \\ F_{jk} & F_i & I \end{matrix} \right\}^2 \left(\frac{\gamma_{ij}^2}{\omega_{ij}^3 (4(\omega_{ij} - \omega)^2 + \gamma_{ij}^2)} \right) \times I(\mathbf{r}) \quad (5.7)$$

Beide Ausdrücke können für Alkali - Metalle vereinfacht werden, da bei ihnen nur die beiden D -Linien in der Summe signifikant beitragen. Zum zweiten legt der experimentelle Arbeitsbereich der Dipolfalle fest, in welchem Regime die Formel zu betrachten ist. Zwei Fälle sind in diesem Zusammenhang von experimenteller Bedeutung. Im ersten Fall betrachtet man Verstimmungen, die groß gegenüber der Hyperfeinstrukturaufspaltung

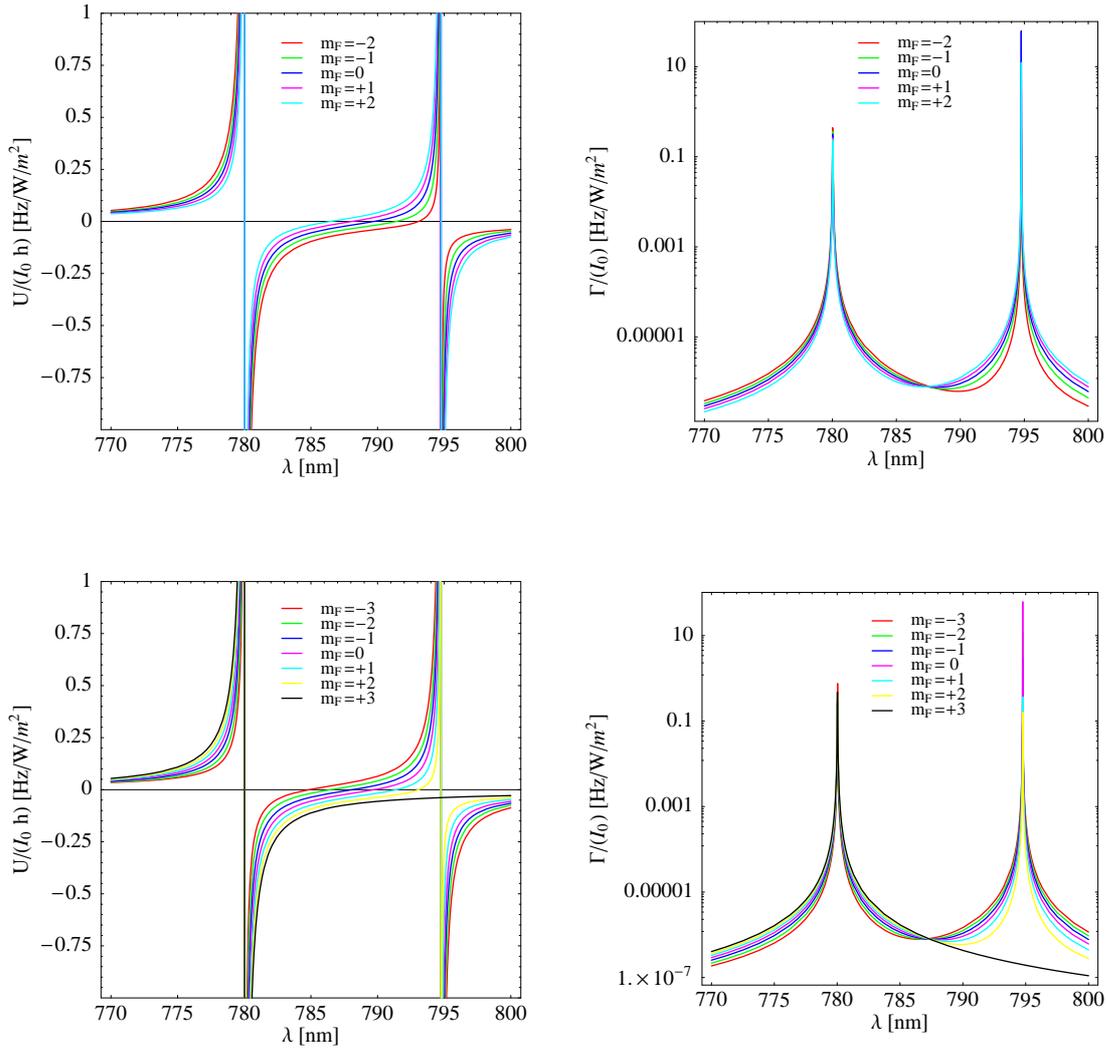


Abbildung 5.1: Potentialkurven (links) und Streuraten (rechts) für die Zeeman - Zustände von $|F = 2\rangle$ (oben) und $|F = 3\rangle$ (unten) bei σ^+ - polarisiertem Licht.

der beiden D - Linien¹, aber klein gegenüber deren Feinstrukturaufspaltung Δ_{FS} sind. In diesem Bereich hat man es effektiv mit einem Dreiniveausystem zu tun, da die Hyperfeinstruktur nicht aufgelöst wird. Deshalb nimmt man als mittlere Übergangsfrequenzen die Frequenzen der beiden D - Linien an und summiert dann über die Betragsquadrate aller mit den Auswahlregeln² verträglichen Übergangsstärken der $\{|F_{jk}, m_{F_{jkl}}\}$ - Zustände. Damit die Summation einfach auszuführen ist, wird noch die Näherung $\gamma_{D_1}/\omega_{D_1} \simeq \gamma_{D_2}/\omega_{D_1} \simeq \gamma/\omega_0$ benutzt, die zumindest für Rubidium keine wesentliche Einschränkung darstellt. In Tabelle 5.1 und 5.2 sind für die beiden D -Linien von ⁸⁵Rb die sich ergebenden Kopplungsstärken für dieses Regime zusammengestellt³. Man erkennt, dass für die π^0 -Polarisation die Kopplungsstärke unabhängig vom betrachteten Grundzustand ist und stets $1/3$ beträgt. Das bedeutet insbesondere, dass das Dipolpotential nicht von der Besetzung der Grundzustandsniveaus abhängt. Führt man jetzt die Summation aus, so findet man geschlossene Ausdrücke für die Energieverschiebung der Grundzustände und die Streurrate bei nicht aufgelöster Hyperfeinstruktur der angeregten Niveaus [83]:

$$U(\mathbf{r}) \equiv \Delta E(\mathbf{r}) = -\frac{\pi c^2 \gamma}{2\omega_0^3} \left(\frac{1 - \mathcal{P}g_F m_F}{\Delta_{D_1}} + \frac{2 + \mathcal{P}g_F m_F}{\Delta_{D_2}} \right) \times I(\mathbf{r}) \quad (5.8)$$

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{\pi c^2 \gamma^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{1}{\Delta_{D_1}^2} + \frac{2}{\Delta_{D_2}^2} \right) \times I(\mathbf{r}). \quad (5.9)$$

Der zweite und experimentell wichtigere Fall charakterisiert das Dipolfallenpotential für Verstimmungen, die groß gegen die Feinstrukturaufspaltung $\Delta \gg \Delta_{FS}$ der angeregten Niveaus sind. In diesem Fall findet man den Zusammenhang

$$U(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\gamma}{\Delta} \left(1 + \frac{1}{3} \mathcal{P}g_F m_F \frac{\Delta_{FS}}{\Delta} \right) \times I(\mathbf{r}) \quad (5.10)$$

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\gamma}{\Delta} \right)^2 \times I(\mathbf{r}). \quad (5.11)$$

Dieser Ausdruck beschreibt effektiv ein Zweiniveausystem mit schwacher Polarisationsabhängigkeit.

In Abbildung 5.1 sind die Potentialkurven und die Streuraten für die Mannigfaltigkeiten von $|F = 2\rangle$ und $|F = 3\rangle$ für σ^+ - polarisiertes Licht als Funktion der Wellenlänge aufgetragen. Bei der Berechnung der Kurven sind die obigen, exakten Formeln unter Berücksichtigung des *counter rotating* Terms verwendet worden. Dieser ist in den Gleichungen (5.8) - (5.11) nicht explizit mit aufgeführt worden. Für Verstimmungen $\Delta/\Delta_{FS} \ll 1$ ist das gerechtfertigt, bei sehr weit verstimmt Dipolfallen, wie zum Beispiel der Faserfalle, allerdings nicht. Dort führt eine Vernachlässigung des *counter rotating* Terms zu einem Fehler von etwa 13%. Zum zweiten wurde das Rubidiumatom als echtes Vielniveauatom aufgefasst, und somit sind alle möglichen Übergänge in die Berechnung eingeflossen. Man erkennt, dass die Entartung der Zeeman - Zustände im

¹Hyperfeinstrukturaufspaltung der D_1 -Linie: $\Delta_{\text{HFS}} \approx 360\text{MHz}$ und der D_2 -Linie: $\Delta_{\text{HFS}} \approx 210\text{MHz}$

² $\Delta F = 0, \pm 1, \Delta m_F = 0, \pm 1$

³Das Modell ist für jedes Alkali-Metall mit Kernspin $I = 5/2$ richtig.

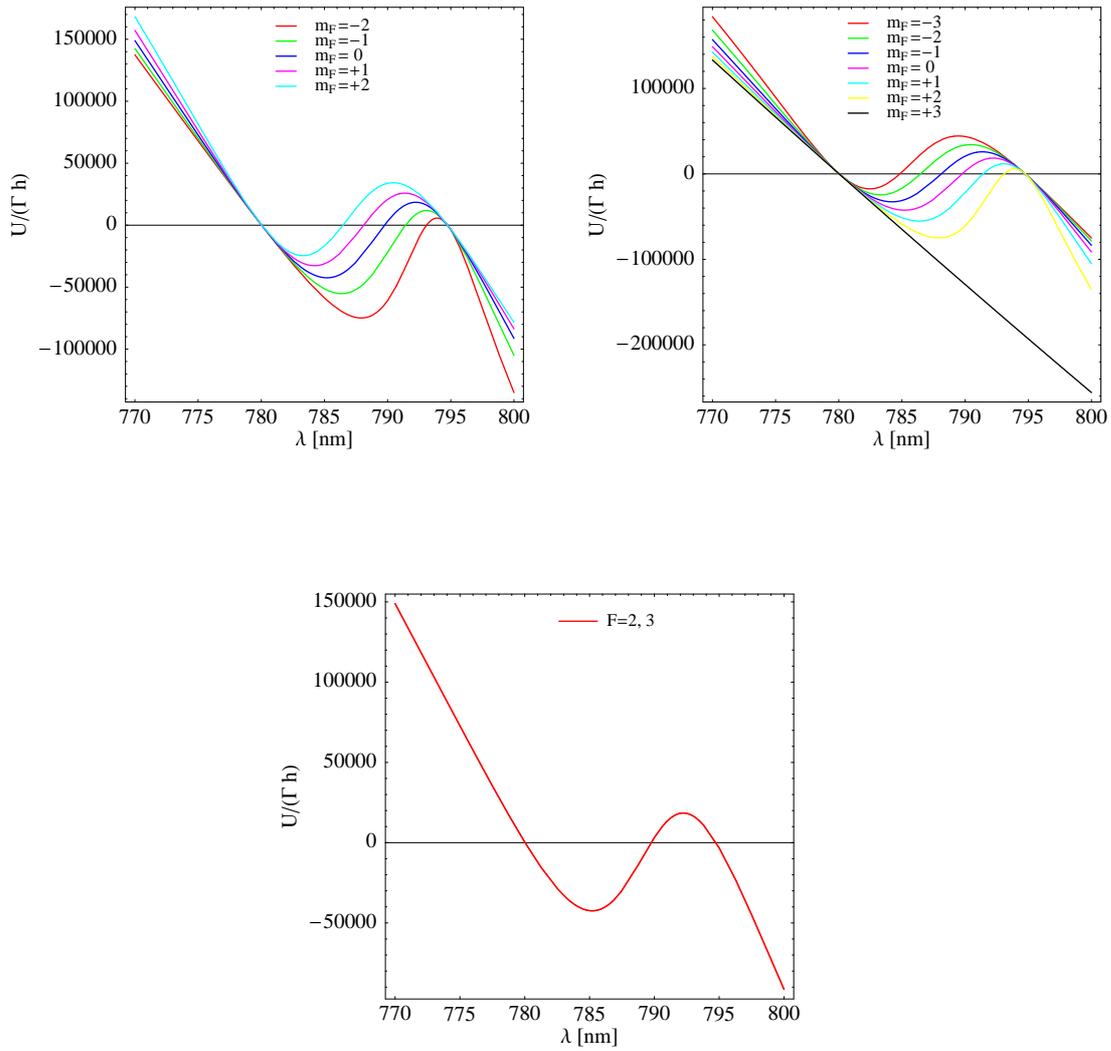


Abbildung 5.2: Darstellung des Quotienten U/Γ_{sc} für die Zeeman - Zustände von $|F = 2\rangle$ (links oben) und $|F = 3\rangle$ (rechts oben) bei σ^+ - polarisiertem Licht, sowie für π^0 - polarisiertes Licht (unten).

Bereich der Resonanzen aufgehoben wird. Bei sehr weiter Verstimmung hebt sich die m_F - Abhängigkeit heraus und die Potentiale streben gemeinsam asymptotisch gegen null. Desweiteren sieht man, dass man bereits bei leichter Rotverstimmung gegenüber der D_2 - Linie für alle m_F Zustände ein attraktives Potential erhält. Dieser Effekt wurde im Experiment ausgenutzt, um eine nahverstimmte Dipolfalle bei 782nm mit linear polarisiertem Licht zu realisieren. Der Vorteil besteht darin, dass man die Dipolfalle mit einem *tapered amplifier* - Modul aufbauen kann. Kommt es nicht auf Schmalbandigkeit an, welche beim *tapered amplifier* nicht gegeben ist, so stellt die Lösung eine einfache und effektive Möglichkeit dar. Das Problem bei nahverstimmten Fallen ist allerdings die Streurrate, die wie zu sehen signifikant mit abnehmender Verstimmung ansteigt. Da der angeregte Zustand ungebunden ist, führt eine hohe Streurrate zu starken Verlusten in der Dipolfalle. Um diesen Zusammenhang zu quantifizieren, betrachtet man den Quotienten aus Potential und Streurrate $U(\mathbf{r})/\Gamma_{sc}(\mathbf{r})$. Dieser muss für rotverstimmte Dipolfallen minimiert werden. Im Grenzfall starker Verstimmung wird dieses Verhältnis durch den asymptotischen Ausdruck

$$\frac{U(\mathbf{r})}{\Gamma_{sc}(\mathbf{r})} \xrightarrow{\Delta \gg 1} \frac{\hbar\Delta}{\gamma} \quad (5.12)$$

charakterisiert. In diesem Regime ist die Verstimmung so groß wie möglich zu wählen. Der einzig limitierende Faktor ist hier die Laserleistung, die je nach Temperatur des atomaren Ensembles entsprechend groß gewählt werden muss.

Für nahverstimmte Dipolfallen bekommt man die Polarisationsabhängigkeit der Zeeman-Zustände mit hinein. In Abbildung 5.2 sind die Verhältnisse erneut für die beiden Grundzustände von ^{85}Rb für σ^+ - polarisiertes Licht, sowie für linear polarisiertes Licht dargestellt. Man sieht, dass ein Minimum für alle m_F - Zustände oberhalb der D_2 - Linie existiert. Für linear polarisiertes Licht wäre 785nm die beste Wahl. Im Experiment hat sich allerdings herausgestellt, dass 782nm aufgrund der begrenzten Laserleistung der bessere Arbeitspunkt ist.

5.2 Die optische Faserfalle

Um die optische Dipolfalle in der Faser zu generieren, müssen Laserlichtquelle und *band gap* Faser aufeinander abgestimmt werden. Mittlerweile werden photonische Fasern für die unterschiedlichsten Anwendungsbereiche produziert. Die dänische Firma *Crystal Fibre A/S* vertreibt kommerziell solch photonische Kristallfasern, unter anderem auch photonische *band gap* Fasern. Im Rahmen dieses Experimentes wurde eine Faser⁴ mit einer Bandlücke um 1030nm zentriert gewählt, sodass als Lichtquelle ein Ytterbium Faserlaser mit einer Ausgangsleistung von 20W eingesetzt werden kann. Mit diesem System können Fallentiefe in der Faser von bis zu einigen 10mK realisiert werden.

5.2.1 Aufbau und Justage der Faserfalle

Der Ytterbium Faserlaser emittiert eine nahezu gaußförmige Mode⁵, sodass beim Aufbau des Lasers keine Strahlanpassung wie bei den TAs notwendig ist. Da im Experiment

⁴ *Crystal Fibre: AIR-12-1060*

⁵ $M^2 = 1.05$

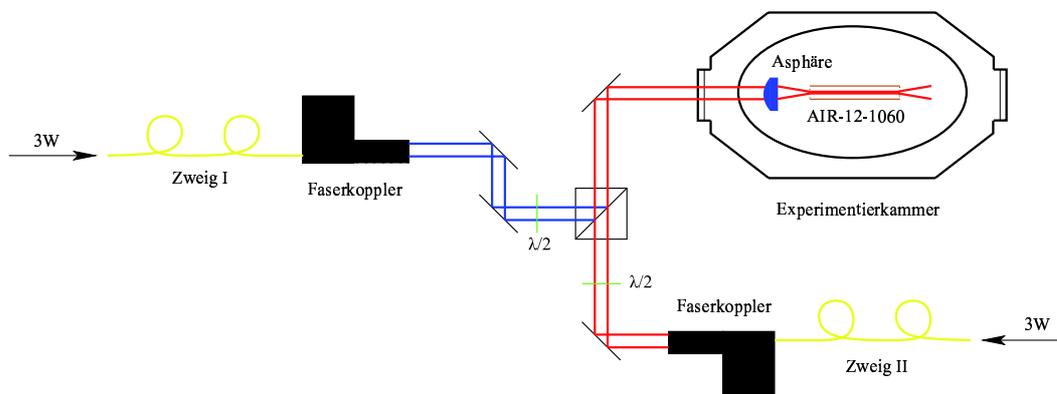
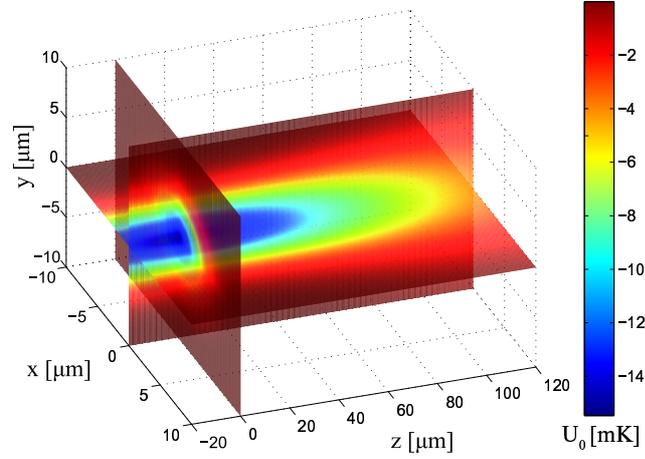


Abbildung 5.3: Aufbau der in der Faser generierten Dipolfalle.

keine Highpower - Fasern im Einsatz sind, wird die verwendete Gesamtleistung von etwa 6W auf zwei gewöhnliche *single mode* Fasern aufgeteilt und zum Experiment geführt. Die Ausgangsleistung des Lasers selbst wird über die Systemsteuerung des Experimentes eingestellt. Da die Faserendflächen am empfindlichsten bei solch hohen Leistungen reagieren, werden die Faserkoppler durch eine zusätzliche Abdeckung vor Staubpartikeln geschützt. Über zwei AOMs, die im Einfachpass aufgebaut sind, werden die beiden Strahlen geschaltet und intensitätsmoduliert. Die Beugungseffizienz liegt durch die Wahl entsprechend großbrennweitiger Linsen bei über 80%. Vor der Kammer werden beide Strahlen dann mit Hilfe eines Polarisationsstrahlteilerwürfels überlagert, sodass in die *band gap* Faser zwei zueinander orthogonale Polarisationen eingekoppelt werden. Die Einkoppelasphäre selbst befindet sich in der Kammer und wurde beim Einbau des Faserhalters so vorjustiert, dass die Grundmode hinter der Faser zu beobachten ist. Die Schwierigkeit bei der Vorjustage besteht darin, den Laserstrahl mit der Faserachse zur Koinzidenz zu bringen. Dazu wurde ein dünnes Glasplättchen (*pick up*) in den Strahlengang gestellt. Wird die Faserspitze getroffen, sieht man einen Rückreflex mit der *band gap* Struktur der Faser. Durch Justage kann dieser Rückreflex in seiner Leistung so lange optimiert werden, bis die Faserspitze deutlich leuchtet. An diesem Punkt beginnt dann die Justage des Fokus, zunächst durch manuelles Verschieben der Linse, später durch die Feineinstellung außerhalb der Kammer. Zu diesem Zweck wird für jeden Zweig ein Faserkoppler⁶ verwendet. Mit seiner Hilfe ist eine hochempfindliche Justage des Strahlfokus möglich, zudem sorgt die Mechanik für die erforderliche Langzeitstabilität des Dipolfallensystems. Die Winkelanpassung wird mit Hilfe zweier Spiegelhalterpaare vorgenommen. Sobald der Kern getroffen wird, wird das Glasplättchen entfernt, und die Optimierung des Modenprofils erfolgt hinter der Kammer nicht mehr anhand der Leistung, sondern wird optisch mit einem Viewer kontrolliert. Mit diesem Verfahren wird im Experiment eine Einkoppeleffizienz von 70 – 80% erzielt. In Abbildung 5.3 ist der prinzipielle Aufbau noch einmal graphisch dargestellt.

⁶New Focus: NFO-9131-FS-FC-M



(a) Potentialverlauf der Faserfalle beim Austritt aus der Faser.

Dipolfalle@1067nm@4.8W	
Teilchenzahl N_{max}	$\simeq 3 \times 10^6$
max. Laderate R_{max}	$\simeq 1.3 \times 10^8/s$
mittlere Dichte \bar{n}_{Dip}	$\simeq 3.6 \times 10^{11}/cm^3$
max. Fallentiefe U_0	17.5mK
Rayleigh - Länge z_R	77 μ m
Lebensdauer τ	$\simeq 8.8ms$
max Streurrate Γ_{sc}	$\simeq 120Hz$
max., radiale Fallenfrequenz ω_r	$\simeq 474kHz$
max., axiale Fallenfrequenz ω_z	$\simeq 22kHz$

 (b) Charakteristika der Faserfalle bei $P_{max} = 4.8W$

Abbildung 5.4: Potentialverlauf vor der Faser in mK und Charakteristika der Dipolfalle.

5.2.2 Charakterisierung der Faserfalle

Die in diesem Experiment angewandte Methode zum effizienten Laden der Faserfalle ist bereits im Zusammenhang mit der Charakterisierung der MOT ausführlich in Kapitel 4.3 diskutiert worden. Im Prinzip werden die Atome nach der Kompressionsphase bei permanent eingeschaltetem Fallenlaser mit Hilfe der Polarisationsgradientenkühlung [99] in die Dipolfalle umgeladen. Im Experiment werden dazu die Spulen in wenigen $10\mu s$ ausgeschaltet, um mit den verbleibenden sechs MOT - Strahlen für einige 10ms *dark* Sub -Dopplerkühlung durchzuführen. Die Laderate der Dipolfalle hängt dabei von der Leistung und von der Verstimmung der Melassenstrahlen sowie von der Rückpumpleistung ab. In Abbildung 5.4 ist das Fallenpotential bei einer Leistung von 5W und einem Strahlradius von $5.13\mu m$ in mK dargestellt. Durch die Optimierung des Umladeprozesses konnte die gefangene Atomzahl erheblich vergrößert werden. Dabei zeigte sich, dass zum einen ein Herunterrampen der Melassenleistung und zum anderen eine moderate Rückpumpleistung zu einem verbesserten Umladeprozess aufgrund

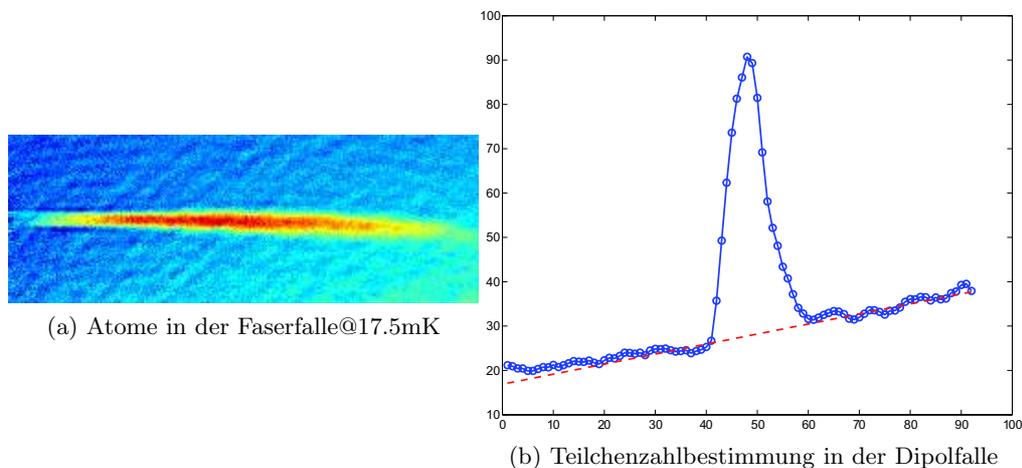


Abbildung 5.5: Teilchenzahlbestimmung in der Dipolfalle: Nach einer Haltezeit von einigen Millisekunden ist die Melasse (Bild a)) soweit herausgefallen, dass der verbleibende Untergrund (Bild b)) durch einen linearen Fit bestimmt werden kann. Dieser wird dann von der Zeilensumme, in der die Teilchenzahl der Dipolfalle enthalten ist, subtrahiert.

höherer atomarer Dichte vor der Faserspitze führen. Die Ergebnisse der Optimierung sind in Abbildung 5.6 dokumentiert.

Optimierung des Ladeprozesses

In Abbildung 5.5 ist zunächst zu sehen, wie die Teilchenzahl in der Dipolfalle bestimmt wird. Da die Lebensdauer der Faserfalle zu kurz ist, um die Melasse komplett herausfallen zu lassen ($\tau@4.8W = 8.8ms$), muss die Teilchenzahl per Fit bestimmt werden. Nach einer Haltezeit von einigen Millisekunden ist die Melasse soweit herausgefallen, dass der verbleibende Untergrund mit Hilfe eines linearen Fits bestimmt werden kann. Dieser Untergrund wird dann von der Zeilensumme im Bildbereich vor der Faser subtrahiert. Durch Mittelung über mehrere Bilder erhält man einen statistischen Wert für die Teilchenzahl zu diesem Zeitpunkt. Aus der Lebensdauerermessung kann schließlich auf die tatsächliche Teilchenzahl N_0 zurückgerechnet werden. In der linken, oberen Grafik in Abbildung 5.6 ist die Anfangsleistung der Melassenstrahlen gegen die maximale Atomzahl für verschiedene Rampendauern aufgetragen. Während dieser Zeit wird die Leistung in den Melassenstrahlen auf einen Endwert von etwa 11mW linear heruntergefahren. Das bedeutet, dass bei fester Rampendauer und zunehmender Laserleistung die Rampengeschwindigkeit dP/dt zunimmt. Man erkennt, dass die Teilchenzahl bei allen untersuchten Rampendauern zu sättigen scheint, was bedeutet, dass der Prozess des Umladens insensitive gegenüber einer weiteren Erhöhung der Rampengeschwindigkeit wird. Allerdings beobachtet man auch, dass zu jeder Startlaserleistung eine optimale Rampengeschwindigkeit existiert.

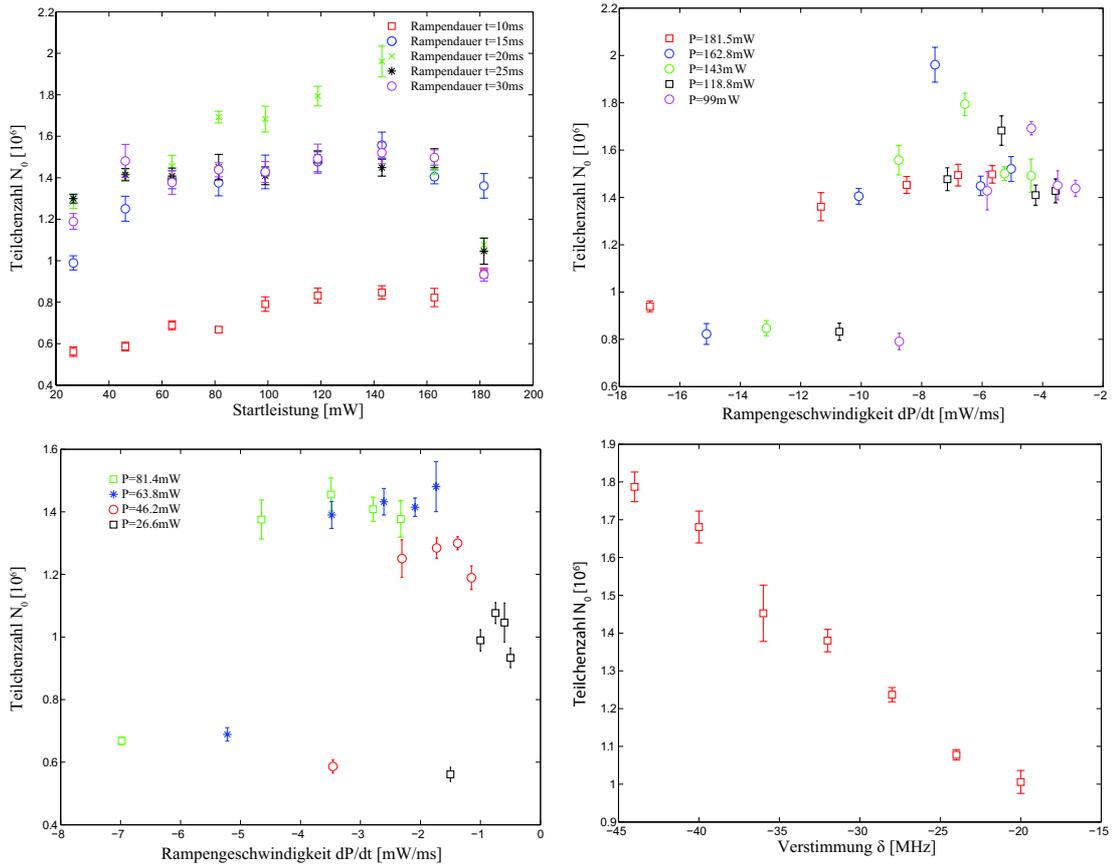


Abbildung 5.6: Optimierung der Ladeparameter der Dipolfalle. Links oben: Teilchenzahl in Abhängigkeit von der Melassenleistung für verschiedene Rampen. Rechts oben und links unten: Zusammenhang zwischen der Rampengeschwindigkeit und der maximalen Teilchenzahl für verschiedene Startleistungen. Rechts unten: Abhängigkeit der Teilchenzahl von der Verstimmung

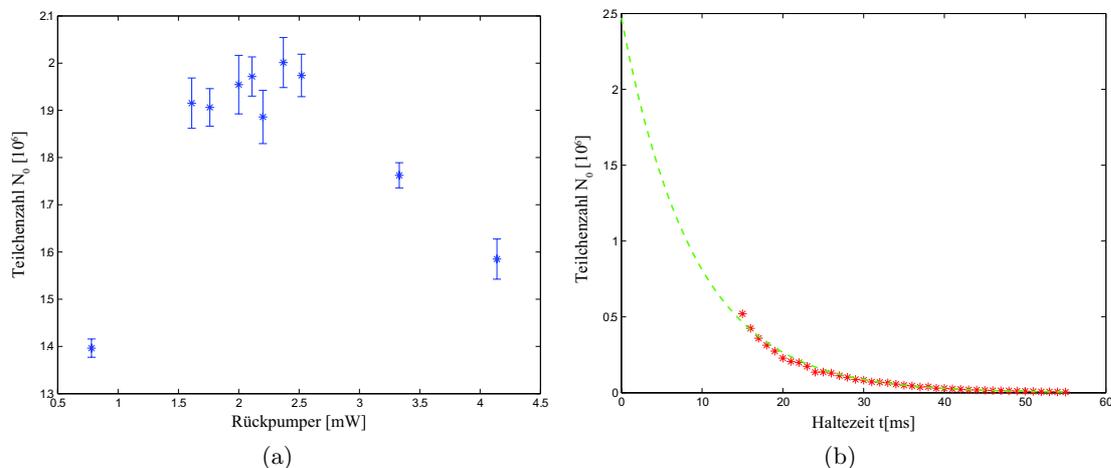


Abbildung 5.7: Teilchenzahl in Abhängigkeit von der Rückpumpleistung (links) und Lebensdauerermessung in der Dipolfalle (rechts).

Dieser Zusammenhang ist im weiteren Verlauf untersucht worden und im rechten oberen und im linken, unteren Bild dargestellt. Aufgetragen ist die Teilchenzahl in der Faserfalle in Abhängigkeit von der Rampengeschwindigkeit für verschiedene Startleistungen. Zu jeder Startleistung existiert eine optimale Rampengeschwindigkeit, die sich betragsmäßig mit abnehmender Startleistung zu kleineren Werten hin verschiebt. Die experimentell besten Werte werden bei einer Laserleistung von etwa 160mW und einer Rampengeschwindigkeit von etwa 7mW/ms erzielt. Dieses entspricht einer Melassendauer von etwa 21ms.

In rechten unteren Bild ist die Teilchenzahl in Abhängigkeit von der Verstimmung der Melassenstrahlen aufgetragen. Wie zu erwarten nimmt die Teilchenzahl mit zunehmender Rotverstimmung zu. Im Experiment wird daher mit der maximal möglichen Verstimmung von $\delta = -44\text{MHz}$ gearbeitet. In allen vier Bildern beträgt die Laserleistung der Dipolfalle etwa 4W.

In Abbildung 5.7 ist in der linken Grafik der Zusammenhang zwischen Teilchenzahl und Rückpumpleistung zu sehen. Da sich die verwendete Rückpumpleistung in der *dark* Melasse empfindlich auf die Dichte auswirkt, existiert ein Optimum für die Leistung. Im rechten Bild sieht man die extrapolierte Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle. Bei einer Falltiefe von 17,5mK ergibt sich ein Wert von $\tau@4.8\text{W} = 8.8\text{ms}$, der im Vergleich zur Lebensdauer der MOT um etwa drei Größenordnungen kleiner ist. Dieser extrem kleine Wert ist auf das Hineinsaugen der Atome in den Faserkern zurückzuführen und ist mit der simulierten Transferzeit der Atome völlig konsistent (vgl. Abb. 3.9). Die Untersuchungen haben zudem gezeigt, dass die Transferzeit von der Falltiefe abhängt. Allerdings ist diese Abhängigkeit schwächer als die simulierte: Bei Falltiefen zwischen 8,7mK und 17,5mK schwanken die Werte lediglich um etwa 11%.

Während der Entladeprozess wie oben angedeutet durch ein einfaches Exponentialgesetz beschrieben werden kann, bei dem die Abnahme der Teilchenzahl proportional zur Teil-

chenzahl selbst ist, kann die Ladedynamik der Dipolfalle durch die folgende nichtlineare Differentialgleichung modelliert werden:

$$\frac{dN}{dt} = R_0 t^2 e^{-\gamma t} - \Gamma N(t) - \beta N^2(t) \quad (5.13)$$

Der erste Term beschreibt eine exponentiell gedämpfte Laderate aus der Melasse, die aus dem Einfangvolumen der Dipolfalle aufgrund der Schwerkraft herausfällt. Das Hinderdurchfallen der Melasse kann offensichtlich durch eine t^2 - Abhängigkeit beschrieben werden. Dabei entspricht der Offset der Teilchenzahl, die bereits aus der *dark* MOT geladen worden ist. Der zweite und dritte Term definieren die beiden dominierenden Verlustkanäle. Der eine Term beschreibt die dichteunabhängige Verlustrate, die durch Stöße mit den Hintergrundgasatomen hervorgerufen wird, der andere Term charakterisiert die dichtabhängige, Zweikörperverlustrate in der Falle zwischen Atomen in unterschiedlichen Hyperfeinzuständen, die bereits in vielen Experimenten beobachtet und untersucht worden ist [115, 116, 117, 118]. Mit Hilfe der optimierten Parameter erhält man die Ladekurve in Abbildung 5.8 zusammen mit dem Fit. Die maximale Laderate läßt sich mit Hilfe der Formel

$$R_{max} = R_0 \frac{4}{\gamma^2} e^{-2} \quad (5.14)$$

berechnen. Mit Hilfe der Fit - Parameter errechnet man eine Laderate von 1.3×10^8 /s. Im rechten Bild in Abbildung 5.8 ist die extrapolierte mittlere Dichteverteilung zum Zeitpunkt $t = 0$ dreidimensional rekonstruiert worden. Diese wurde errechnet, indem die transversale Ausdehnung der Falle entlang der longitudinalen Richtung über das 68% - Niveau, also ein σ - Intervall abgeschätzt wurde. Auf den so konstruierten Säulen wurde dann für jedes Pixel eine Gleichverteilung der gemessenen Teilchenzahl angenommen und daraus dann die mittlere Dichte auf der Pixelsäule errechnet.

Laden der Dipolfalle

Um im Experiment optimal umladen zu können, bleibt die Dipolfalle bis zum Detektieren eingeschaltet. Dieses führt dazu, dass auch die wärmeren Atome aus der *dark* MOT umgeladen werden können. Zunächst wird die MOT für insgesamt 9s unterhalb Pumpstufe geladen, nach einem Drittel der Ladezeit wird die Laserleistung auf 60% reduziert, um eine höhere Teilchenzahl zu erreichen. Mit Hilfe einer Magnetfeldrampe wird die MOT innerhalb von 300ms zur Faserspitze geschoben, durch zwei weitere Verschiebefelder positioniert und schließlich durch Ausblenden des Rückpumpers für 200ms komprimiert. Durch das schnelle Abschalten des Magnetfeldes und die Kompensation der magnetischen Streufelder am Orte der *dark* MOT können die atomaren Heizprozesse so minimiert werden, dass nach der etwa 28ms dauernden *dark* Melassenphase die Atome eine Temperatur von etwa $10\mu\text{K}$ besitzen (vgl. Abb. 4.3). Damit ist der Umladeprozess in die Dipolfalle abgeschlossen. Um weitere Untersuchungen durchführen zu können, wird sie ausgeschaltet und mit einem resonanten, $50\mu\text{s}$ langen Detektionsblitz, bestehend aus linear polarisiertem Kühllicht und Rückpumplicht auf eine CCD-Kamera abgebildet.

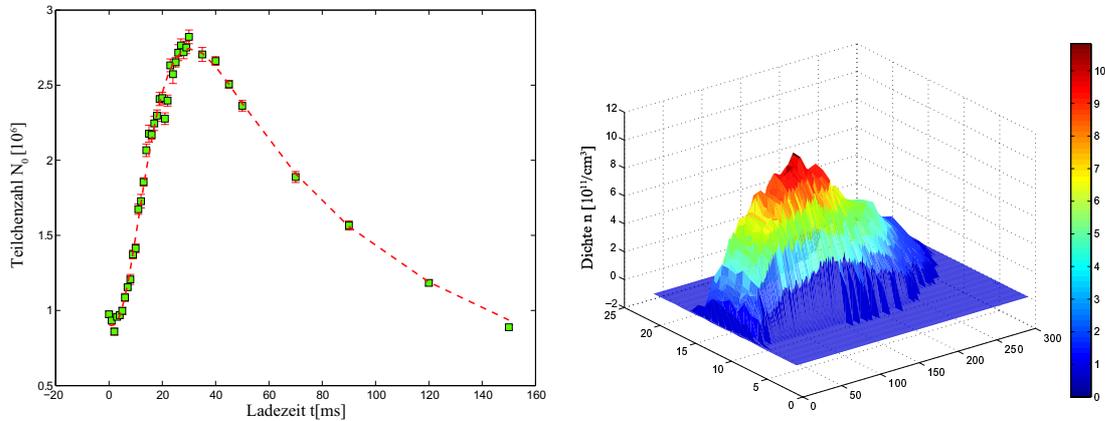

 (a) Laderate der Faserfalle aus der *dark* Melasse (b) Extrapolierte Dichteverteilung in der Faserfalle

Abbildung 5.8: Laderate der Faserfalle mit optimierten Parametern und die extrapolierte mittlere Dichteverteilung zum Zeitpunkt $t=0$. Man erreicht eine maximale Laderate von $1.3 \times 10^8/s$ und eine maximale, mittlere Säulendichte $n_{max} = 1.1 \times 10^{12}/cm^3$.

5.3 Das kombinierte System: Faserfalle und Hilfsfalle

Im Rahmen des aufgebauten Atomleiterexperimentes ist ebenfalls untersucht worden, wie die Faserfalle durch eine zusätzliche, nahverstimmte Hilfsdipolfalle geladen werden kann. Die Berechnungen in Abschnitt 5.1 zeigen, dass bereits eine leichte Rotverstimmung von einigen Nanometern gegenüber der D_2 - Linie zu einem konservativen Potential führt. Der Einsatz einer nahverstimmten Dipolfalle wird darüber hinaus durch die Simulation des atomaren Flusses für solch ein Doppelpotential motiviert, da die Berechnungen für dieses System einen Anstieg des atomaren Flusses sowie einen quasi-kontinuierlichen Atomleiterbetrieb versprechen. Da es sich insgesamt um ein konservatives Potential handelt, muss der Abstand der beiden Foki so angepasst werden, dass genügend Atome mit passender Energie aus der Hilfsfalle in den Einfangbereich der Faserfalle gelangen. Diese Atome können dann in der Faserfalle gespeichert und durch die Faser transportiert werden.

Im Rahmen der Untersuchungen ist es gelungen, mit Hilfe eines *tapered amplifier* Moduls eine Dipolfalle bei 782nm zu erzeugen. Es konnte gezeigt werden, dass man aus der Hilfsfalle heraus durch Anpassen der Lage des Fokus die Faserfalle signifikant laden kann und der atomare Fluss über mindestens 250ms hinweg aufrechterhalten werden kann (vgl. Abschnitt 7.4). Die Ergebnisse der Untersuchungen des Lademechanismus sowie die Charakteristika der nahverstimmten Dipolfalle werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

5.3.1 Aufbau und Justage der Hilfsfalle

In Abbildung 5.9 ist das Prinzip der kombinierten Dipolfallen schematisch dargestellt. Die Hilfsfalle wird aus der gegenüberliegenden Richtung in die *dark* Melasse eingestrahlt

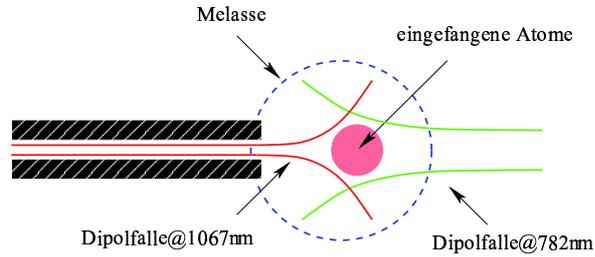
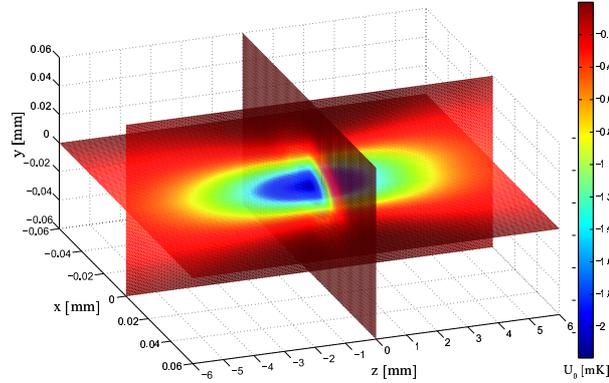


Abbildung 5.9: Schematischer Aufbau des Dipolfallensystems. Von links kommt die Faserfalle, von rechts die langreichweitige Zusatzfalle.

und in einen räumlichen Überlapp mit der Faserfalle gebracht. Um einen möglichst großen Einfangbereich der Hilfsfalle bei ausreichender Fallentiefe zu erzielen, wird mit einer Gesamtleistung von etwa 300mW und einem Strahlradius von $27\mu\text{m}$ gearbeitet. Die Laserleistung für die Hilfsfalle wird mit einem *tapered amplifier* mit 1000mW Gesamtleistung generiert, der von einem Diodenlaser *geseeded* wird. Über einen AOM kann die Leistung variabel eingestellt und geschaltet werden. Die Wellenlänge selbst wird mit Hilfe eines gitterstabilisierten Diodenlasers eingestellt. Da der *tapered amplifier* über ein sehr breites Verstärkungsprofil verfügt, werden auch spontan gestreute, resonante Photonen signifikant verstärkt. Um diesen resonanten Anteil herauszufiltern, wird der Strahl vor der Einkopplung durch eine Rubidiumdampfzelle geschickt, die zusätzlich auf eine Temperatur von etwa 100°C geheizt wird [119]. Es zeigte sich, dass ohne dieses Absorptionsfilter das Speichern von Atomen unmöglich ist, ein erstes Signal bekam man erst ab etwa 50°C . Das gefilterte Licht wird dann über eine *single mode* Faser zum Experiment geführt und dort mit Hilfe eines Teleskops in Tubusbauweise auf die gewünschte Größe fokussiert. Um die Position des Fokus vor der Faser einstellen zu können, befindet sich das Teleskop auf einem Verschiebetisch mit einer Auflösung von $10\mu\text{m}$. Die Justage der anderen Freiheitsgrade erfolgt mit Hilfe zweier Spiegelhalter. Um die Falle sehr präzise auf die Faserspitze zu justieren, besitzen die Schrauben des einen Spiegelhalters eine Auflösung von $1\mu\text{m}$. Der optische Aufbau der Dipolfalle ist im Anhang A zu sehen. Bei der Erzeugung von Strahlradien von wenigen $10\mu\text{m}$ kommt man sehr schnell an das beugungsbegrenzte Auflösungsvermögen des Abbildungssystems heran, insbesondere dann, wenn zusätzlich der Fokus des Strahls etwa 600mm von der Linse entfernt liegen soll. Um dieses Problem zu lösen, wurde ein Abbildungssystem aufgebaut, das aus drei achromatischen Linsen besteht [120]. Die ersten beiden Linsen mit den Brennweiten $f_1 = 40\text{mm}$ respektive $f_2 = 80\text{mm}$ werden zur Kollimation verwendet, der letzte Achromat ($f_3 = 400\text{mm}$) zur eigentlichen Fokussierung. Dazu werden die erste Linse im Abstand $d_1 = f_1/2$ zur Faserspitze platziert und die zweite Linse im Abstand $d_2 = f_2$ zum virtuellen Bildpunkt. Mit diesem System kann sowohl die anfängliche Strahldivergenz als auch der Strahldurchmesser auf der zweiten Linse halbiert werden. Der gemessene Strahlradius beträgt mit diesem System etwa $27\mu\text{m}$. Der theoretische Wert liegt bei $24\mu\text{m}$ und weicht damit um 11% ab. Entscheidend ist, dass mit diesem



(a) Potentialverlauf der Hilfsfalle@782nm.

Hilfsfalle@782nm@300mW

Teilchenzahl N_{max}	$\simeq 1.8 \times 10^6$
mittlere Dichte \bar{n}_{Dip}	$2.0 \times 10^{10}/\text{cm}^3$
Temperatur T	$(38.56 \pm 0.22)\mu\text{K}$
max. Falltiefe U_0	2.2mK
Strahlradius w_0	$\simeq 27\mu\text{m}$
Lebensdauer τ	$\simeq 144\text{ms}$
Rayleigh - Länge z_R	2.9mm
max Streurrate Γ_{sc}	$\simeq 1.8\text{kHz}$
max., radiale Fallenfrequenz ω_r	$\simeq 34\text{kHz}$
max., axiale Fallenfrequenz ω_z	$\simeq 220\text{Hz}$

 (b) Charakteristika der Hilfsfalle@782nm bei $P_{max} = 300\text{mW}$.

Abbildung 5.10: Potentialverlauf vor der Faser in mK und Charakteristika der Hilfsfalle.

System die Schwierigkeiten der Beugungsbegrenzung behoben werden können.

5.3.2 Charakterisierung der Hilfsfalle

In Abbildung 5.10 sind zunächst wichtige Parameter der Hilfsfalle zusammengestellt. Um die Falle zu charakterisieren, wurden die Temperatur, die Lebensdauer und die Dichteverteilung gemessen. Dabei ist die Ladestrategie mit der der Faserfalle identisch. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 5.11 dargestellt. Im linken Bild ist zunächst die Lebensdauerermessung zu sehen. Dabei beschreibt die rote Kurve den Verlauf mit optimierter Melassenkühlung, die grüne Kurve den Verlauf ohne Melassenphase. Um den Entlademechanismus zu beschreiben, wird der folgende Ansatz aufgestellt:

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma N(t) - \beta N^2(t). \quad (5.15)$$

Aus dem Fit ergibt sich in beiden Fällen eine Lebensdauer von etwa 144ms und eine maximale Teilchenzahl von etwa 1.8×10^6 Atomen. In der rechten Grafik sieht man die

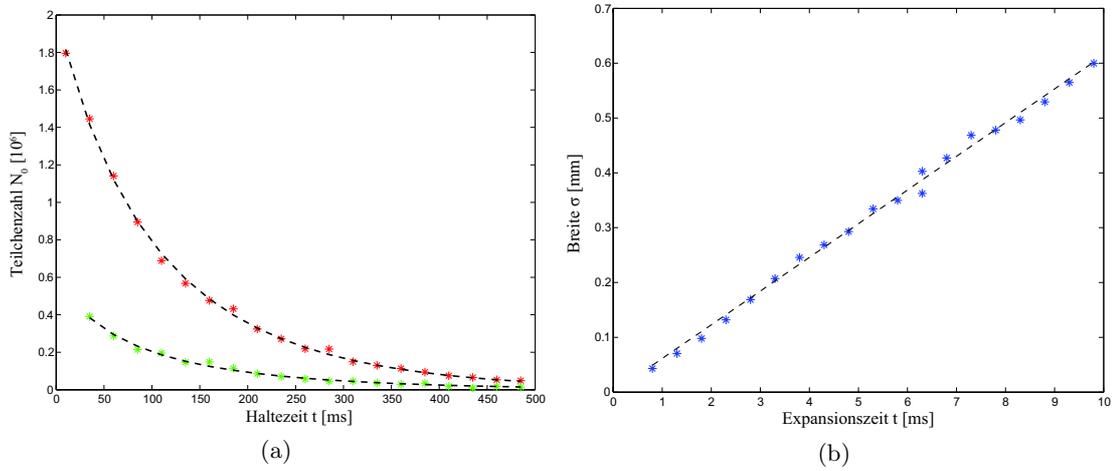


Abbildung 5.11: Lebensdauermessung a) und Temperaturmessung b) in der Hilfsfalle. Die Temperatur in der Hilfsfalle liegt bei etwa $39\mu\text{K}$, die Lebensdauer bei 144ms.

räumliche Expansion der Hilfsfalle als Funktion der Zeit. Passt man Gleichung (4.10) an die Messpunkte an, so errechnet man eine Temperatur von $(38.56 \pm 0.22)\mu\text{K}$ und liegt damit etwa einen Faktor 3 oberhalb der in der Melasse gemessenen Temperatur. Die Intensitätsverteilung der Atome in der Hilfsfalle zum Zeitpunkt $t = 35\text{ms}$ und die zum Zeitpunkt $t = 0$ extrapolierte Dichteverteilung sind schließlich in Abbildung 5.12 dargestellt. Die maximale Dichte liegt bei etwa $7.7 \times 10^{10}/\text{cm}^3$ und somit deutlich unterhalb der Dichte in der Faserfalle.

Vergleicht man die Dichteverteilungen beider Dipolfallen, so erkennt man im Falle der Faserfalle den starken Abfall der Dichte unmittelbar vor der Faser (vgl. Abb. 5.8). Dieser Abfall ist auf den Einlauf der Atome in den Faserkern zurückzuführen und kann demzufolge bei der Hilfsfalle nicht beobachtet werden. Insbesondere folgt daraus, dass tatsächlich nur die sich unmittelbar vor der Faser befindenden Atome zum Atomfluss beitragen (vgl. auch Abb. 3.3, rechte Grafik).

5.3.3 Charakterisierung des Umladeprozesses

In Abbildung 5.13 sind die Ergebnisse der Optimierung des Ladeprozesses dargestellt. Im linken Bild sieht man die Ladekurven der Faserfalle in Abhängigkeit von der Ladezeit aus der Hilfsfalle. Die Kurve mit der höheren maximalen Teilchenzahl erhält man, wenn man die Faserfalle während der Melassenphase ausschaltet und die Hilfsfalle permanent während der MOT - Phase und der Melassenphase eingeschaltet läßt. Die Melasse wird dann nach dem Abschalten für etwa 11ms fallengelassen. Dieses hat zur Folge, dass die Faserfalle auch nach dem Wiedereinschalten leer bleibt, die Hilfsfalle aber geladen ist. Bringt man jetzt die Hilfsfalle in einen zeitlichen Überlapp mit der Faserfalle, so sieht man den Umladeprozess von der einen Falle in die andere. Um die in die Faserfalle umgeladenen Atome von denen in der Hilfsfalle trennen zu können, muss

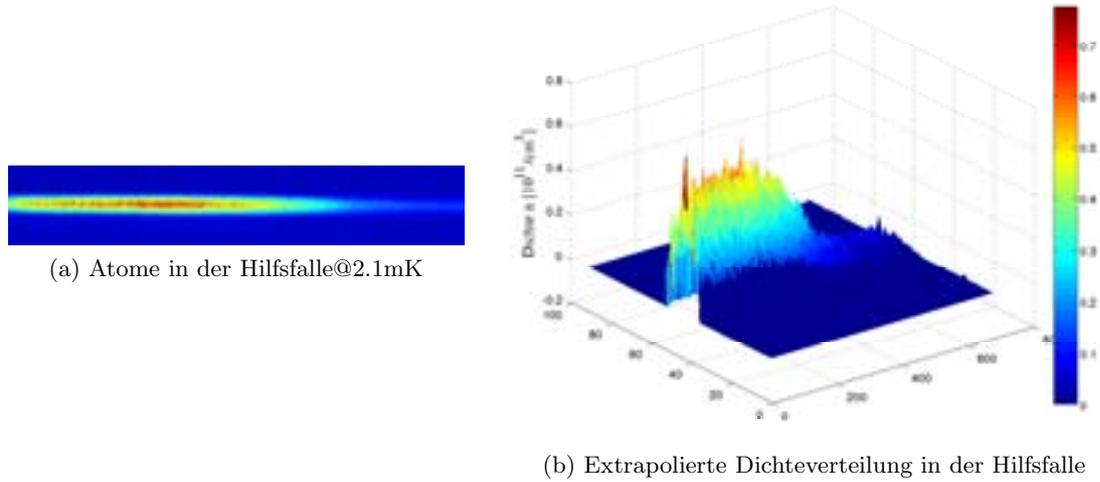


Abbildung 5.12: a) Atome in der Hilfsfalle zum Zeitpunkt $t = 35\text{ms}$. b) Extrapolierte Dichteverteilung in der Hilfsfalle zum Zeitpunkt $t = 0$. Im Gegensatz zur Faserfalle sieht man keinen signifikanten Dichteabfall vor der Faser.

die Hilfsfalle ausgeschaltet und ebenfalls für etwa 10ms fallengelassen werden. Der Unterschied zwischen der oberen und der unteren Ladekurve besteht darin, dass im Falle des schwächeren Signals die Hilfsfalle nur aus der Melasse heraus geladen wird, somit also nur die kalten Atome umgeladen werden, während im Falle der höheren Laderate die Hilfsfalle aus der *dark* MOT und aus der *dark* Melasse geladen wird.

Man erkennt, dass aufgrund des raschen Entleerens der Faserfalle kein optimaler Ladezyklus aus der Hilfsfalle und demzufolge keine Sättigung in der Teilchenzahl existiert. In den ersten 5ms kommt es zwar zu einem Anstieg der Teilchenzahl, die Laderate aus der Hilfsfalle reicht aber nicht aus, um den dominanten Prozess des Entladens in die Faser zu kompensieren respektive zu übertreffen. Aus diesem Grund nimmt die Teilchenzahl in der Faserfalle mit zunehmender Ladezeit stetig ab, allerdings - und das ist das Entscheidende - läuft diese Abnahme im Vergleich zum Entladeprozess der reinen Faserfalle aufgrund der umgeladenen Atome aus der Hilfsfalle wesentlich langsamer ab. Quantitativ kann der Umladeprozess in die Faserfalle durch eine exponentiell gedämpfte Laderate und eine Verlustrate in der Form

$$\frac{dN}{dt} = R_0 e^{-\gamma t} - \Gamma N(t) \quad (5.16)$$

charakterisiert werden. Daraus errechnet man eine anfängliche Laderate von $R_0 = (1.38 \pm 0.03) \times 10^5/\text{s}$. Dieser Wert ist um etwa drei Größenordnungen kleiner als die maximale Laderate aus der Melasse. Dass mit der Hilfsfalle über einen längeren Zeitraum hinweg Atome umgeladen werden können, lässt sich in deutlicherer Form ebenfalls anhand der im rechten Bild dargestellten Lebensdauermessung beobachten. Dargestellt ist hier die Entladedynamik der Faserfalle mit respektive ohne zusätzlichem Laden aus

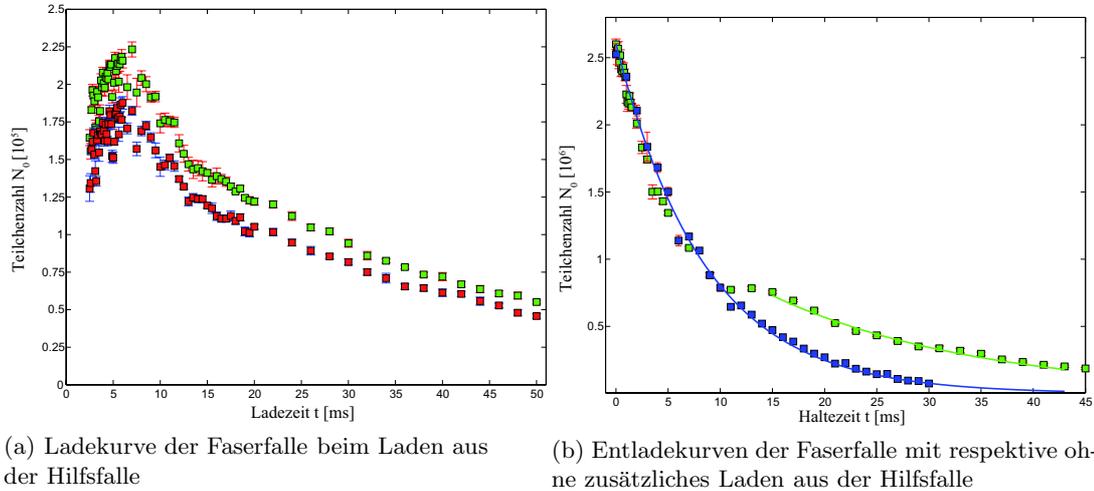


Abbildung 5.13: Im linken Bild sieht man die Ladekurve der Faserfalle in Abhängigkeit von der Hilfsfalle. Im rechten Bild sieht man die Entladekurven der Faserfalle. Das höhere Signal entsteht durch die zusätzlichen Ladeprozess aus der Hilfsfalle.

der Hilfsfalle. Da die Laderate aus der Melasse um drei Größenordnungen oberhalb der Dipolfallenladerate liegt, sieht man den Effekt der umgeladenen Atome in den ersten 10ms nicht. Aufgrund der raschen Entleerung der Faserfalle in der Kern hinein und des langsamer ablaufenden Umladeprozesses ist im hinteren Teil der Entladekurve allerdings der Einfluss der Hilfsfalle sehr deutlich zu sehen.

Eine notwendige Voraussetzung für das erfolgreiche Umladen ist die räumliche Trennung der beiden Foki, die im Gegensatz zur Simulation der Einlaufdynamik dieses Systems steht (vgl. auch Abb. 3.13). Ohne diese Trennung kann kein signifikanter Unterschied in der Teilchenzahl erzielt werden. Schiebt man den Fokus von der Faserspitze weg, so sieht man erst nach einigen Millimetern Verschiebung einen Anstieg in der Teilchenzahl. Diese nimmt zu und bricht nach Überschreitung eines kritischen Abstandes wieder ein. Eine mögliche Ursache könnten die beobachteten Interferenzen des Dipolfallenlichtes an der Faserspitze sein. Diese Störpotentiale könnten unmittelbar vor der Faser zu einer Art Barriere für die in Richtung Fasereingang beschleunigten Atome führen. Diese ließe sich dann erst durch eine Verschiebung des Fokus abbauen. Der Verlauf des Potentials ist in Abbildung 5.14 für drei verschiedene Fokuspositionen dargestellt. Im Experiment gelingt der Transfer erst ab einer Verschiebung von etwa 5mm.

Schlußfolgerung

Die im Rahmen der Arbeit durchgeführten Untersuchungen demonstrieren, dass ohne weitere Kühlung Atome aus der aufgebauten Hilfsfalle erfolgreich und effizient in die Faserfalle transferiert werden können. Dieses gelingt im Wesentlichen durch eine passend gewählte Fallengeometrie und durch eine zusätzliche, räumliche Trennung der beiden

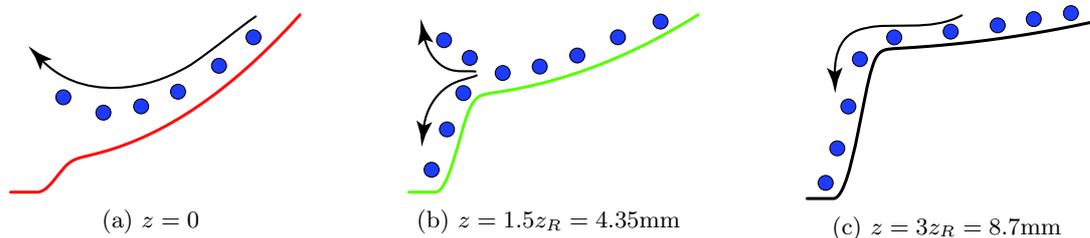


Abbildung 5.14: Räumliche Trennung der beiden Foki. Dargestellt ist der axiale Potentialverlauf des kombinierten Systems. Erst durch die Verschiebung des Fokus um etwa 5mm kann ein Transfer von der Hilfsfalle in die Faserfalle beobachtet werden. Bei geringeren Abständen gehen die Atome verloren.

Dipolfallenfoki. Aufgrund der sehr viel längeren Lebensdauer der Hilfsfalle führt der permanente Nachschub an Atomen zu einem quasi - kontinuierlichen Nachladen der Faserfalle.

5.3.4 Heizprozesse in der Faserfalle

Es gibt eine Reihe von Prozessen, die in optischen Dipolfallen zu Verlusten führen. Die Lebensdauer solcher Systeme wird zum einen durch die spontane Streurrate der Atome in der Falle [121] begrenzt. Zum anderen existieren Ein-, Zwei- und Dreikörperverlustraten. Während die Einkörperverlustrate proportional zum Hintergrundgasdruck ist, ist der Zweikörperverlustprozess in der Falle proportional zur Dichte in der Falle und wird durch Kollisionen zwischen Atome in unterschiedlichen Hyperfeingrundzuständen induziert [115, 116, 117, 118, 122].

Darüber hinaus existieren Heizprozesse, die direkt mit der verwendeten Laserquelle korreliert sind. In diesem Zusammenhang ist vor allem die Intensitätsschwankung der Laserleistung zu nennen. Diese transformiert sich aufgrund der Proportionalität zwischen Intensität und Fallentiefe in eine Vibration der Fallenbodens respektive der radialen Fallenfrequenz. Quantitativ wird dadurch ein Heizprozess in der Dipolfalle induziert, der zu einem exponentiellen Anstieg der atomaren Oszillatorenergie führt. Die damit verknüpfte Heizrate ist proportional zum Quadrat der radialen Fallenfrequenz und zur spektralen Dichte des relativen Intensitätsrauschens $S(\omega)$. Allgemein gilt für die Heizrate mit der Abkürzung für die zeitabhängige, relative Intensitätsschwankung $\epsilon(t) := \Delta I(t)/I_0$ der Zusammenhang [123]

$$\Gamma_{heat} = \pi^2 \nu_r^2 S(2\nu_{tr}) \text{ mit} \quad (5.17)$$

$$\int_0^\infty S(\nu) d\nu = \langle \epsilon^2(t) \rangle = \epsilon_{rel}^2. \quad (5.18)$$

ϵ_{rel} bezeichnet den RMS - Wert des relativen Rauschens. Um die Heizrate bei fester Laserleistung zu minimieren, muss demzufolge die relative Schwankung bei der doppelten Fallenfrequenz so klein wie möglich sein. Um den Einfluss der Intensitätsschwankung auf

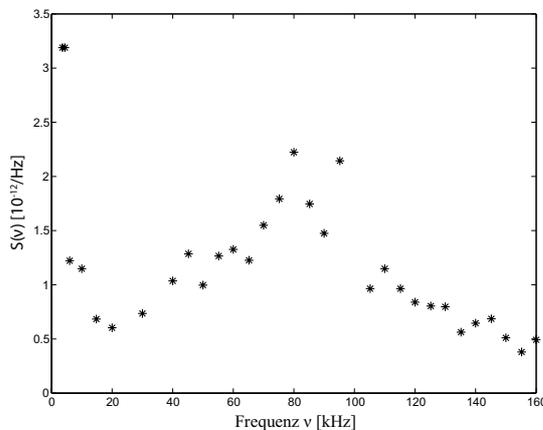


Abbildung 5.15: Relative, spektrale Rauschdichte des Faserlasers bei 14W Ausgangsleistung hinter der *band gap* Faser.

die Atomleitung zu untersuchen, ist mit einer schnellen Photodiode die relative, spektrale Rauschdichte $S(\nu_r)$ mit einer Auflösung von $\Delta\nu_r = 100\text{Hz}$ bei 14W Ausgangsleistung hinter der Faser gemessen worden. Abbildung 5.15 zeigt das Ergebnis. Damit ergibt sich eine obere Grenze für die Lebensdauer von einigen Sekunden.

Schlußfolgerung

Zusammenfassend gilt, dass der gemessene Atomfluss in der Faser nicht durch induzierte Heizprozesse limitiert wird. Dieses folgt zum einen aus der Abschätzung der mittleren, freien Weglänge, der Streurrate Γ_{sc} und der Intensitätsstabilität des Faserlasers. Zum anderen haben die Untersuchungen gezeigt, dass auch dichteabhängige Verluste in der Faser ausgeschlossen werden können (siehe Abb. 7.3, rechte Grafik).

Kapitel 6

Detektion der fasergeführten Atome

Im folgenden Abschnitt wird das im Experiment realisierte System zur Detektion fasergeführter Atome beschrieben und charakterisiert. Es wird gezeigt, wie sich die atomare Empfindlichkeit des implementierten Aufbaus bestimmen läßt und welche Konsequenzen dieses für den minimal detektierbaren, atomaren Fluss hat. Im weiteren Verlauf werden der Experimentablauf zur Erzeugung optisch geführter Atome sowie die zugrundeliegende Bildanalyse vorgestellt. Insbesondere werden die experimentellen Probleme bei der Detektion geringer, atomarer Flüsse beleuchtet und diskutiert.

6.1 Anforderungen an das Detektionssystem

6.1.1 Aufbau und Charakteristika

Experimentell werden die optisch geführten Atome hinter der *band gap* Faser nachgewiesen, indem sie für einige Millisekunden¹ mit einem resonanten Detektionsstrahl, der orthogonal zur atomaren Flugrichtung eingestrahlt wird, beleuchtet werden. Die dadurch freigesetzte Fluoreszenzstrahlung wird dann mit einer geeigneten Optik gesammelt und auf eine CCD - Kamera abgebildet.

Um mit diesem Verfahren schwache Atomsignale effizient nachweisen zu können, muss die Detektionskamera in der Lage sein, die Fluoreszenz einzelner Atome, typischerweise einiger 10–100, nachzuweisen. Zum zweiten muss das Abbildungssystem einen möglichst großen Raumwinkel abdecken, um das atomare Fluoreszenzsignal optimal auszunutzen. Dieses wird im Experiment durch die Verwendung von Kondensorlinsen großer Apertur realisiert. Sie bilden das aufgefangene Fluoreszenzsignal auf den Chip der Kamera ab. Da im Experiment resonant detektiert wird, sind das Licht der MOT - Strahlen und das Detektionslicht selbst Streulichtquellen, die das eigentliche Fluoreszenzsignal ohne geeignete Gegenmaßnahmen vollständig überdecken. In gleicher Weise stören das Umgebungslicht und das Licht des Faserlasers die Detektion der geführten Atome. Deshalb

¹typischerweise etwa 11ms.

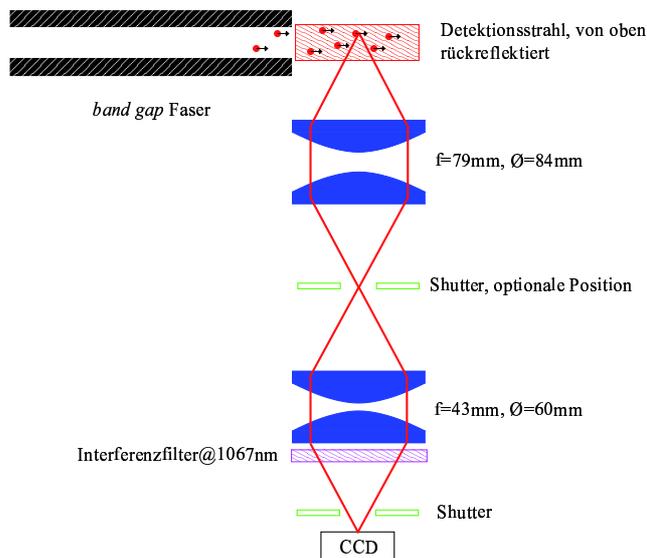


Abbildung 6.1: Abbildungssystem hinter der Faser. Mit einem vierlinsigen System wird das Fluoreszenzsignal auf die CCD - Kamera abgebildet.

ist das Leiten der kalten Atome nur im gepulsten Modus möglich. Das Licht der MOT - Strahlen wird dazu mit einem elektrooptischen Modulator und einem mechanischen Shutter schnell abgeschaltet.

Bei der Simulation des Detektionssystems hat sich zudem gezeigt, dass es zwingend notwendig ist, dass der Detektionsstrahl in sich zurückreflektiert wird, damit ein Atom beim Austritt aus der Faser signifikant Photonen streut. Dieses liegt daran, dass die atomare Signalstärke über eine Integration der Fluoreszenz gewonnen wird. Für ein einzelnes Atom führt die lange Integrationszeit zu einer Beschleunigung und damit zu einer signifikanten Dopplerverschiebung, die sich nur über einen gegenläufigen Strahl kompensieren lässt. In Abbildung 6.2 ist zu sehen, wie sich die Dopplerverschiebung (Bild a)) und die Streurrate (Bild b)) eines Atom in Abhängigkeit von der Wechselwirkungszeit im Detektionsstrahl entwickeln. Die rote Kurve zeigt den Verlauf für den rückreflektierten Detektionsstrahl, die grüne den Verlauf ohne Rückreflex. Die gemessene Intensität des einlaufenden Strahls beträgt etwa $0.9 \times I_{Sat}$ und des rücklaufenden Strahls etwa $0.5 \times I_{Sat}$. Man erkennt, dass in dieser Konfiguration die Atome bereits nach etwa $460\mu s$ aus der Resonanz herauslaufen. Die Untersuchungen haben ergeben, dass die effektive Wechselwirkungszeit t_{ww} eines Atoms bei etwa $500 \pm 50\mu s$ liegt und damit recht gut mit der hier gemachten Vorhersage übereinstimmt (vgl. auch Kapitel 7). Um das Streulicht der beiden Detektionsstrahlen so gering wie möglich zu halten, wird der Primärstrahl mit Hilfe eines Spalts² in die Ebene der Faser abgebildet. Dieses hat den Vorteil, dass der Strahl am Orte des Faserendes scharfe Ränder besitzt. Der Detektionsstrahl trifft zunächst kollimiert und aufgeweitet auf den Spalt, dessen Ränder zu allen vier Seiten rasierklingenartig verjüngt sind. Mit Hilfe zweier achromatischer

²Länge des Spaltes etwa 2mm

Linsen in $2f/2f$ - Konfiguration erfolgt dann die Abbildung des Spalts hinter die Faser Spitze. In gleicher Weise wird der Rückreflex in diese Ebene hinein abgebildet. Es hat sich gezeigt, dass die Justage des Rückreflexes sehr kritisch ist. Deshalb werden für den Rückreflexspiegel differentielle Mikrometerschrauben eingesetzt. Um das Umgebungslicht von der Detektionskamera fernzuhalten, wurde der gesamte Strahlengang und das Abbildungssystem mit schwarzer Pappe abgeschirmt. Da der Faserlaser während der Detektion eingeschaltet bleibt, sind vier Interferenzfilter vor den Kamerachip montiert, um das Streulicht fernzuhalten. Jedes Filter besitzt etwa eine Extinktion von 2×10^5 bei 1067nm. Um die Abschwächung des Fluoreszenzsignals durch die Filter so klein wie möglich zu halten, ist die Transmission für 780nm optimiert mit dem Ergebnis, dass alle Filter bei dieser Wellenlänge nur etwa 4% Verlust aufweisen.

Diese Maßnahmen reichen bei einer Einzelphotonenkamera allerdings noch nicht aus, um das Hintergrundrauschen stark genug zu reduzieren. Deshalb besteht das eingebaute Abbildungssystem aus insgesamt zwei großen Kondensatorlinsenpaaren. In dieser Konfiguration ist es möglich, in das Zwischenbild einen Shutter (Apertur ca. 2mm) zu platzieren, der nur während der Detektion geöffnet wird. Im Experiment sind deshalb der Kameratrigger, der Detektionspuls, die Belichtungszeit der Kamera und der Trigger des Shutters aufeinander abgestimmt. Die Verzögerung des Kameratriggers ist so eingestellt, dass die Belichtungszeit etwa $250\mu\text{s}$ vor dem Detektionspuls beginnt und $250\mu\text{s}$ hinter diesem Puls endet. Der Shutter selbst ist nur bei eingeschaltetem Detektionsstrahl geöffnet. Dieses ist notwendig, damit die Kamera das Auslesen des Chips ohne Störungen durchführen kann. Im Experiment hat sich allerdings gezeigt, dass der Shutter auch direkt vor den Kamerachip platziert werden kann. Dieses hat gegenüber der Position im Zwischenbild den Vorteil, dass insgesamt ein größerer Bildbereich vor der Faser ohne Vergrößerung des RMS - Rauschens auf der Kamera betrachtet werden kann. In Abbildung 6.1 ist das Detektionssystem noch einmal schematisch dargestellt. Das gemessene Auflösungsvermögen der eingebauten Optik liegt bei etwa $35\mu\text{m}$, die Vergrößerung bei 1.099.

6.2 Kalibrierung des Detektionssystems

Im Folgenden werden die Resultate der Kalibrierung der Kamera vorgestellt. Die Kamera, die für die Einzelphotonendetektion eingesetzt wird, trägt die Typbezeichnung *Cascade 512F* und wird von der Firma *Roper Scientific* gebaut und vertrieben. Im Gegensatz zu konventionellen CCD - Kameras besitzt sie neben der normalen Verstärkung des elektronischen Signals zusätzlich für jedes Pixel einen Verstärker, bezeichnet als *On-chip multiplication gain*, der über einen 12 Bit Digital-Analog-Konverter eingestellt werden kann und das primäre elektronische Signal durch Elektronenvervielfachung um 2 – 3 Größenordnungen verstärkt. Dementsprechend besitzt diese Kamera eine *full well capacity* von 250000 Elektronen und wird mit 16 Bit digitalisiert.

Zunächst ist untersucht worden, ob die Kamera den Spezifikationen des Herstellers genügt. Dazu wurde geprüft, ob die vom Hersteller angegebenen, intrinsischen Rauschpegel bei den verschiedenen Betriebsmodi und Konversionsfaktoren der Kamera repro-

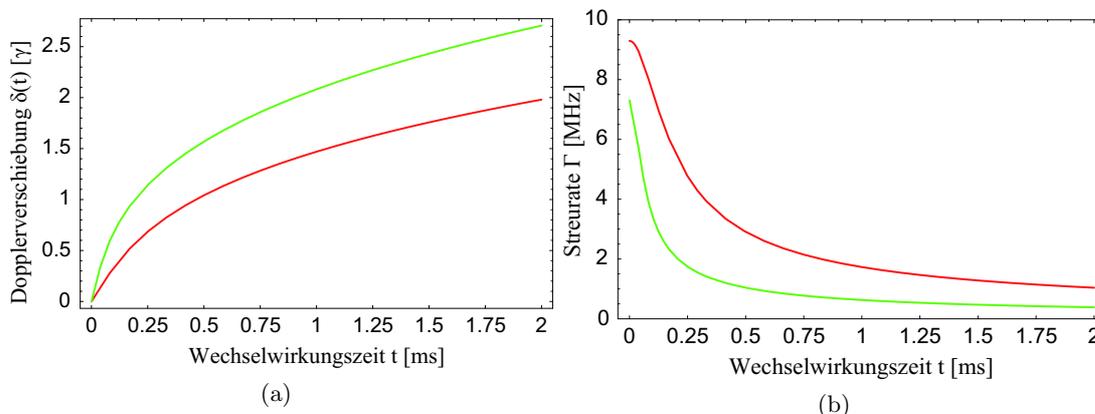


Abbildung 6.2: Dopplerverschiebung a) und Streurrate b) eines sich anfangs in Ruhe befindenden Atoms als Funktion seiner Wechselwirkungszeit im Detektionsstrahl. Die rote Kurve charakterisiert den Verlauf mit Rückreflex, die grüne Kurve entsprechend ohne. Die Intensität beträgt etwa $0.9 \times I_{Sat}$ für den hinlaufenden Strahl und etwa $0.5 \times I_{Sat}$ für den rückreflektierten Strahl.

duzierbar sind. Die Untersuchung zeigte, dass das für alle Modi im Rahmen der Messgenauigkeit der Fall ist und somit die Kamera einsatzbereit ist.

Die Stärke dieser Kamera wird deutlich, wenn man sich das Signal - Rausch - Verhältnis S_{tot}/σ_{tot} pro Pixel anschaut. Bezeichnet $S_{tot} = S \cdot QE \cdot G$ das mit der Quanteneffizienz QE detektierte und dem Faktor G verstärkte, optische Signal S pro Pixel, $\sigma_{Ph} := G \cdot F \cdot \sqrt{S \cdot QE}$ das Photonenrauschen (F : *excess noise factor*³), $\sigma_D := G \cdot F \cdot \sqrt{D}$ das Dunkelrauschen und σ_R das Ausleserauschen, so setzt sich das Gesamtrauschen σ_{tot} aus den unkorrelierten Einzelbeiträgen zusammen. Damit erhält man [124]

$$SNR := \frac{S_{tot}}{\sigma_{tot}} = \frac{S \cdot QE}{\sqrt{S \cdot QE \cdot F^2 + D \cdot F^2 + \frac{\sigma_R^2}{G^2}}}. \quad (6.1)$$

Im Bereich sehr geringer Photonenzahlen pro Pixel wird das Rauschen im Wesentlichen vom Ausleserauschen σ_R dominiert, sodass für diesen Fall das Signal - Rausch - Verhältnis proportional zum Verstärkungsfaktor wird, d.h.

$$SNR \simeq \frac{S \cdot QE \cdot G}{\sigma_R}. \quad (6.2)$$

Dieses bedeutet, dass durch eine Vergrößerung der Verstärkung das Ausleserauschen überwunden und damit das Signal - Rausch - Verhältnis im Vergleich zu einer konventionellen Kamera in diesem Signalebereich erheblich verbessert werden kann. Vor diesem

³Der *excess noise factor* berücksichtigt die Schwankung in der Verstärkung G und wird über die Varianz der Verstärkung σ_G in der Form $F := \sqrt{1 + \frac{\sigma_G^2}{\langle G \rangle^2}}$ definiert.

kon. Verstärkung	<i>On - chip multiplication gain</i> [12bit]	η [Counts/det. Photon]
1	4000	$\eta_{1,4000} = 23$
1	4095	$\eta_{1,4095} = 33$
3	4000	$\eta_{3,4000} = 64$
3	4095	$\eta_{3,4095} = 90$

Tabelle 6.1: Ergebnisse der Kameraeichung für vier verschiedene Betriebsmodi.

Hintergrund ist die Kalibrierung der Kamera durchgeführt worden. Dazu wurde ein $10\mu\text{s}$ langer Lichtpuls von wenigen Picowatt Leistung auf den Chip eingestrahlt und anschließend mit einer geeichten Photodiode die Leistung sowie die Länge des Pulses vermessen. Durch Differenzmessung und Mittelung erhält man schließlich die Signalhöhe in Counts auf der Kamera, die mit der detektierten Photonenzahl in Relation gesetzt werden kann. Bezeichnen m den Eichfaktor der Photodiode, $\overline{\Delta V}_{Puls}$ und $\overline{\Delta t}_{Puls}$ die gemittelte Pulshöhe und -länge, so gilt für den Eichfaktor η [Counts/det. Photon] der Kamera der Zusammenhang

$$\eta = QE \times \frac{m \cdot \overline{\Delta V}_{Puls} \cdot \lambda \cdot \overline{\Delta t}_{Puls}}{h \cdot c}. \quad (6.3)$$

Um herauszufinden, welche Einstellung das beste Signal - Rausch - Verhältnis liefert, sind vier Kameraeinstellungen getestet worden. Das Ergebnis der Photoneneichung ist in Tabelle 6.1 dargestellt. In Abbildung 6.3 sind für diese vier Betriebsmodi das Signal - Rausch - Verhältnis gegen die detektierte Photonenzahl pro Pixel aufgetragen. Die Verteilungen erhält man, indem man das Differenzbild mit Hilfe der Eichfaktoren aus Tabelle 6.1 in ein Photonenhistogramm umrechnet und dann das Rauschen des einzelnen Pixels in Relation zur Gesamtphotonenzahl in diesem Pixel setzt. Um das gemessene Photonenrauschen zu analysieren, wurde schließlich der theoretisch zu erwartende Verlauf aus Gleichung 6.1 an das gemessene Signal - Rausch - Verhältnis angefitet. Man stellt fest, dass das Kamerasignal das typische, photonenabhängige Schrotrauschen (*photon shot noise*) aufweist, dessen quantitativer Zusammenhang direkt aus der Poisson - Statistik für Photonen folgt und dessen Verlauf charakteristisch für diese Einzelphotonenkamera ist. Daraus folgt insbesondere, dass das Signal - Rausch - Verhältnis im Wesentlichen proportional zu Wurzel der detektierten Photonenzahl ist [76]. Aus der Analyse des relativen Rauschens folgt, dass bei der Verstärkereinstellung 1 und mit maximalem *On - chip multiplication gain* das beste Signal - Rausch - Verhältnis⁴ erzielt werden kann. Eine detaillierte Analyse zum aufgebauten Detektionssystem findet sich auch in der Arbeit von M. Michels [125].

Für das Atomleiterexperiment spielt aber nicht nur das relative Rauschen eine wichtige Rolle, sondern vor allem der Absolutwert des Rauschpegels. Dieses liegt daran, dass nur ein sehr schwaches, atomares Signal pro Atom und Pixel zu erwarten ist. Wie hoch der Streulichtpegel maximal sein darf, damit ein einzelnes Atom detektiert werden kann,

⁴Diese Einstellung wird im Folgenden mit $\eta_{1,4095}$ bezeichnet.

Parameter	Zahlenwert
longitudinale Strahlausdehnung (exp.)	$\Delta_l \simeq 800\mu\text{m}$
mittlere Streurrate (theo.)	$\Gamma_{sc.} = 5.4\text{MHz}$
Wechselwirkungszeit(exp.)	$t_{ww} = (500 \pm 50)\mu\text{s}$
Atomstrahlbreite	$\Delta_a \simeq 16\mu\text{m}$
Quanteneffizienz @780nm	QE=0.4
Transmissionseffizienz der Filter @780nm	$\eta_{trans} = (0.97)^4$
Transmissionseffizienz der Linsen	$\eta_{abs} = (0.96)^8$
Raumwinkel	$\Delta\Omega \simeq (\phi/4f)^2 = 0.05$
Abbildungsmaßstab	$V = 1.099$
Pixelfläche	$\Delta_{pixel} = 16 \times 16\mu\text{m}^2$

Tabelle 6.2: Parameter und Zahlenwerte zur Abschätzung der Signalstärke eines Atoms.

und wie hoch die erreichte, atomare Empfindlichkeit des Detektionssystem ist, wird in den folgenden Abschnitten diskutiert.

6.2.1 Analyse der atomaren Empfindlichkeit

Aus der Analyse der maximal zu erwartenden Signalstärke pro Atom und Pixel kann man unmittelbar auf die Streulichtmenge schließen, die höchstens pro Pixel erlaubt ist, um das atomare Signal vom Hintergrund selektieren zu können. Die Signalthöhe kann abgeschätzt werden, indem man die detektierbare Photonenzahl N_{ph} pro Atom und Pixel mit Hilfe der Formel

$$N_{ph}/\text{pro Pixel}/\text{pro Atom} = \Gamma_{sc.} \cdot t_{ww} \cdot \Delta\Omega \cdot \eta_{trans} \cdot \eta_{abs} \cdot QE \times \frac{\Delta_{pixel}}{\Delta_l \cdot \Delta_a \cdot V} \quad (6.4)$$

bestimmt, wobei die Bedeutung und Größe der einzelnen Parameter in Tabelle 6.2 zu finden sind. Die Formel beschreibt, wie viele Photonen pro Atom im Detektionsvolumen gestreut werden und welcher Abschwächung das Fluoreszenzsignal ausgesetzt ist. Wertet man die Formel mit Hilfe der Parameter aus Tabelle 6.2 aus, so erhält man einen Wert von $\eta_{atom} = 40.9 \pm 4.5$ detektierten Photonen pro Atom, was bei einer typischen, atomaren Trajektorie etwa 0.8 ± 0.09 detektierten Photonen pro Atom und Pixel entspricht. Zusammen mit den Fitparametern für den optimalen Betriebsmodus, also $\eta_{1,4095} = 33$, ergibt sich, dass die Streulichtmenge nicht höher als etwa 1.34 Photon pro Pixel sein darf, um ein einzelnes Atom nachweisen zu können. Im Experiment wird durch Abschirmung der Optik von allen Streulichtquellen ein RMS - Rauschen von etwa 1.4 Photonen pro Pixel bei einer Belichtungszeit von 11ms erreicht. Das bedeutet, dass man etwa zwei Atome in 11ms auf derselben Trajektorie benötigt, um aus dem Kamerarauschen herauszukommen. Dieses entspricht einem dem Photonenrauschen äquivalenten, atomaren Mindestfluss von etwa 160/s.

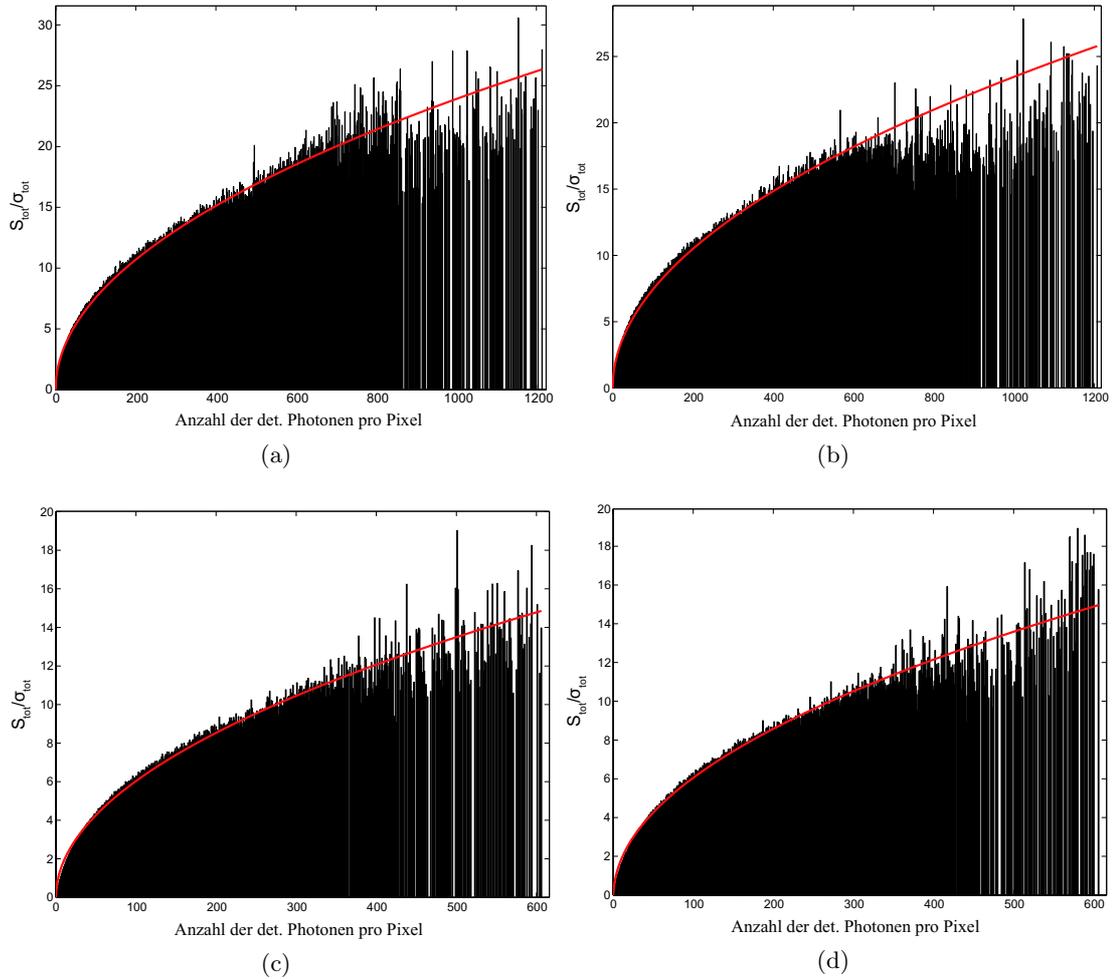


Abbildung 6.3: Darstellung des Signal - Rausch - Verhältnisses in Abhängigkeit von der detektierten Photonenzahl pro Pixel für die vier Betriebsmodi aus Tabelle 6.1 in der Reihenfolge: a) konventioneller *gain* 1, *On - chip multiplication gain* 4000, b) konventioneller *gain* 1, *On - chip multiplication gain* 4095, c) konventioneller *gain* 3, *On - chip multiplication gain* 4000 und d) konventioneller *gain* 3, *On - chip multiplication gain* 4095. Man beachte beim Vergleich insbesondere die unterschiedliche Skalierung.

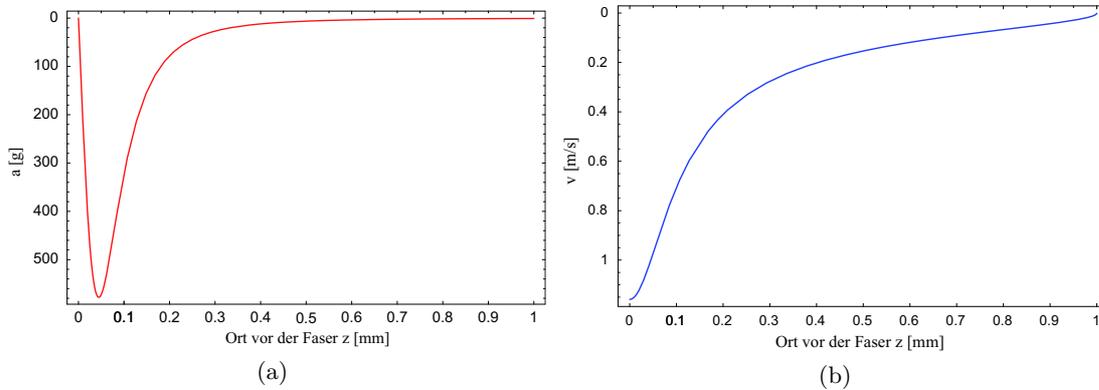


Abbildung 6.4: Beschleunigung a) und Geschwindigkeit b) in Abhängigkeit vom Startort auf der Faserachse bei einer Falltiefe von 8.3mK.

6.3 Bildaufnahme und Bildanalyse

Um die Atomleitung durch die *band gap* Faser zu untersuchen, wird die Faserfalle zunächst aus der MOT und der *dark* Melasse geladen. Nach dem Umladeprozess werden die Melassenstrahlen abgeschaltet, um die Faser mit Atomen aus der Dipolfalle zu füllen. Die Flugzeit der Atome durch die Faser kann mit Hilfe der mittleren axialen Geschwindigkeit der Atome abgeschätzt werden. Zur Illustration sind in Abbildung 6.4 die Beschleunigung und die Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Orte vor der Faser aufgetragen. Das Atom startet dabei im Zentrum der Falle, also bei $z = 1$ mm und $r = 0 \mu\text{m}$. Um den atomaren Fluss über eine Zeit, die länger als die eigentliche Wechselwirkungszeit ist, integrieren zu können, bleibt der Dipolfallenlaser während der Detektion eingeschaltet. Die Integrationszeit liegt dabei bei 11ms. Um das atomare Signal extrahieren zu können, werden zwei Bilder aufgenommen. Das erste Bild enthält die atomare Information, das zweite Bild nur das Hintergrundsignal, welches vom Detektionslaser dominiert wird. Dieses Bild wird in einem zweiten Durchlauf unter identischen Bedingungen aufgenommen, allerdings wird nach der Füllzeit der Faser der Dipolfallenlaser für 5ms unterbrochen. Dadurch wird gewährleistet, dass alle geführten Atome mit der Faserwand kollidieren und somit auch nach dem Wiedereinschalten des Faserlasers nicht zu einem atomaren Fluss beitragen können, da bei der hier vorliegenden Temperatur die zurückgelegte Strecke deutlich über den Kerndurchmesser der Faser hinausgeht. Die zeitliche Auflösung, mit dem das Flugzeitintervall durchschritten wird, ist adaptiv einstellbar. Das bedeutet, dass die Auflösung in einzelnen Teilintervallen erhöht oder erniedrigt werden kann, um die atomare Signalhöhe besser analysieren zu können. Um die Vergleichbarkeit der Messpunkte zu jedem Zeitpunkt zu garantieren, wird das gesamte Flugzeitintervall in Form einer Sequenz durchschritten. Durch diese Methode können driftabhängige Prozesse im Experiment, die sich während der Bildaufnahme ereignen, berücksichtigt werden. Typischerweise wird die experimentelle Sequenz 10 – 15 Mal für die ausgewählten Flugzeiten wiederholt. Die so aufgenommenen Bildpaare werden dann

mit Hilfe von selbstprogrammierten *Matlab* - Programmen nach Flugzeiten sortiert und in mehreren Schritten analysiert. Quantitativ errechnet man aus den Einzelbildern 1 und 2, also $A_{i,exp.}$ und $B_{i,dark}$ für jede Flugzeit ein gemitteltes, belichtetes Bild und ein gemitteltes Bild ohne Atome mit unterbrochenem Dipolfallenlaser:

$$\begin{aligned}\bar{A}_{exp.} &= \sum_{i=1}^n A_{i,exp.} \\ \bar{B}_{dark} &= \sum_{i=1}^n B_{i,dark}.\end{aligned}\tag{6.5}$$

Die Zahl n bezeichnet dabei die Anzahl der Sequenzen, also der Iterationen. Zusätzlich werden zwei Fehlermatrizen berechnet, die den Fehler für jeden gemittelten Pixelwert im Bild angeben

$$\begin{aligned}\sigma_{\bar{A}_{exp.}} &= \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (A_i - \bar{A}_{exp.})^2} \\ \sigma_{\bar{B}_{dark.}} &= \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (B_i - \bar{B}_{dark})^2}\end{aligned}\tag{6.6}$$

Daraus erhält man das eigentliche, auf Photonen geeichte Differenzbild ($\eta_{1,4095} = 33$) mit der dazugehörigen Fehlermatrix

$$C^{final} = (\bar{A}_{exp.} - \bar{B}_{dark}) \frac{1}{\eta_{1,4095}}\tag{6.7}$$

$$\sigma^{C^{final}} = \left(\sqrt{\sigma_{\bar{A}_{exp.}}^2 + \sigma_{\bar{B}_{dark}}^2} \right) \frac{1}{\eta_{1,4095}}.\tag{6.8}$$

Das atomare Signal S_{atom} kann dann durch einfache Summation über alle Pixel im Bildbereich und erneuter Fehlerfortpflanzung bestimmt werden. Als Resultat erhält man die Ausdrücke

$$S_{atom} = \sum_p \sum_q C_{p,q}^{final}\tag{6.9}$$

$$\sigma_{S_{atom}} = \sqrt{\sum_p \sum_q (\sigma_{p,q}^{C^{final}})^2}.\tag{6.10}$$

Aus ihnen lassen sich zusammen mit der Integrationszeit t_Σ (typischerweise 11ms) und dem atomaren Kalibrierungsfaktor, der mit η_{atom} bezeichnet wird und die Anzahl gestreuten Photonen pro Atom definiert, der atomare Fluss Φ bestimmen. Man erhält die Ausdrücke

$$\Phi_{atom} = \frac{S_{atom}}{\eta_{atom} t_\Sigma}\tag{6.11}$$

$$\sigma_{\Phi_{atom}} = \frac{\sigma_{S_{atom}}}{\eta_{atom} t_\Sigma}.\tag{6.12}$$

Die Teilchenzahl ergibt sich dann als Integration über den Fluss

$$N_{guide} = \int_t \Phi_{atom} dt' \quad (6.13)$$

$$\sigma_{N_{guide}} = \int_t \sigma_{\Phi_{atom}} dt' \quad (6.14)$$

6.3.1 Bestimmung des minimal detektierbaren Flusses

Einstellen der Detektionsleistung

Um das Streulicht klein zu halten, ist die Detektionsleistung so eingestellt worden, dass das RMS - Rauschen pro Pixel unmittelbar hinter der Faser⁵ nicht höher als 1.4 Photonen ist. Im Rahmen der Optimierung wurde daher ein Wert für die Gesamtleistung von etwa 70–80 μ W eingestellt, wobei der Anteil des Rückpumpers etwa 5–8 μ W beträgt. Dieses entspricht bei einer Intensität von etwa $0.9 \times I_{Sat}$ für den Primärstrahl und etwa $0.5 \times I_{Sat}$ für den rückreflektierten Strahl einer mittleren Streurrate von etwa 5.4 MHz. Dabei ist die Sättigungsintensität für linear polarisiertes Licht anzusetzen. Quantitativ gilt der Zusammenhang

$$I_{Sat}(F_i \rightarrow F_j) = \frac{\epsilon_0 c \hbar^2 \gamma^2}{4 S_{F_i F_j} |\langle J_i || er || J_j \rangle|^2 g_p (2F_i + 1)} \quad (6.15)$$

mit $S_{F_i F_j} = (2F_j + 1)(2J_i + 1) \left\{ \begin{matrix} J_i & J_j & 1 \\ F_j & F_i & I \end{matrix} \right\}^2$ und $g_p = 0.05927$ [113, 126]. Setzt man die entsprechenden Größen ein, so ergibt sich für ^{85}Rb der Wert $I_{Sat}(F = 3 \rightarrow F = 4) = 31.29 \text{ W/m}^2$.

Abschätzung des minimal detektierbaren, atomaren Flusses

Mit dieser Einstellung wurde der minimal detektierbare, atomare Fluss abgeschätzt. Dazu wurde der Faserlaser in beiden Bildern unterbrochen und die Schwankung des Dunkelsignals σ_{Dark} im relevanten Bildbereich analysiert (ROI=53x168 Pixel, Anzahl der Iterationen $n = 28$, $t_\Sigma = 11 \text{ ms}$, $\eta_{atom} = 40.9 \pm 4.5$ Photonen/Atom). Quantitativ gilt der Zusammenhang

$$\Phi_{atom} \geq \Phi_{atom}^{min} := \frac{\sigma_{Dark}}{\eta_{atom} \Delta t_\Sigma} \quad (6.16)$$

Die so definierte Größe ist im Allgemeinen vor jeder Messung erneut experimentell zu bestimmen, da sie von der Justage, der verwendeten Detektionsleistung, vom ausgewählten Bildbereich, von der Integrationszeit und der Anzahl der Mittelungen abhängt. In Abbildung 6.5 ist der Rauschpegel des Differenzbildes in Photonen, welcher gemäß Gleichungen (6.9) und (6.10) berechnet worden ist, zu sehen. Mit einer Schwankung von etwa

⁵4-5 Pixel hinter der Faser

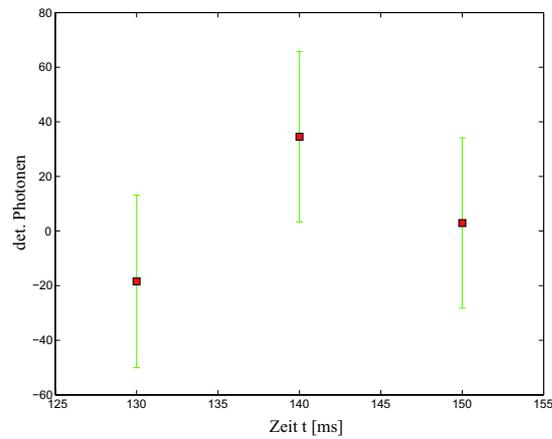


Abbildung 6.5: Dunkelrauschen im Differenzbild

66 Photonen ergibt sich folgende Abschätzung für den rauschäquivalenten, atomaren Fluss:

$$\Phi_{atom} \geq \frac{147 \pm 16}{s}. \quad (6.17)$$

Dieser abgeschätzte Wert ist mit dem Wert aus der obigen Rauschanalyse der Kamera verträglich. Insbesondere folgt daraus, dass mit dem implementierten Detektionssystem ein Aufbau zur Verfügung steht, mit dessen Hilfe die Fluoreszenz kleinster, atomarer Flüsse hochempfindlich nachgewiesen werden kann.

Kapitel 7

Atomleitung in der photonischen *band gap* Faser

7.1 Einführung

Im Rahmen dieses Experiments konnte erstmals demonstriert werden, dass ein Materiewellenleiter auf der Grundlage einer photonischen *band gap* Faser gebaut werden kann, dessen Effizienz für kalte Atome bis jetzt unerreichbar schien und deshalb neue Maßstäbe im Bereich des atomaren Transports kalter Ensembles zu setzen vermag.

Die Untersuchungen deuten darauf hin, dass alle bis jetzt bekannten, limitierenden Faktoren im Bereich optisch generierter Materiewellenleiter mit diesem System überwunden werden können. Das bedeutet insbesondere, dass die physikalischen Grenzen im Bereich der transportierten Teilchenzahl, der atomaren Kohärenzzeit in der Faser und des atomaren Flusses bei weitem noch nicht erreicht worden sind.

Im folgenden Kapitel werden die ersten Ergebnisse der Untersuchungen an diesem neuartigen Materiewellenleiter vorgestellt und diskutiert. Um das System quantitativ beschreiben zu können, ist zunächst untersucht worden, wie die experimentellen Parametern zu wählen sind, damit der atomare Transport durch die Faser effizient funktionieren kann (siehe auch die Diplomarbeit von S. Möller [127]). Insbesondere ist untersucht worden, wie der Absorptionsprozess der Atome im Detektionsstrahl quantitativ zu verstehen ist. Auf der Grundlage dieser Ergebnisse sind dann die transportierte Teilchenzahl, die atomare Flugzeit durch die Faser, die Dichte in der Faser und der atomare Fluss durch die Faser in Abhängigkeit von der Falltiefe bestimmt worden.

Insbesondere sind umfangreiche Messungen zur Stabilität des Systems sowie zur Polarisationsabhängigkeit des Dipolfallenlasers durchgeführt worden. Letzteres ist deshalb von Interesse, da bei thermischen Atomen polarisationsabhängige Effekte beobachtet werden konnten [75].

Weiterhin ist es gelungen, die experimentellen Ergebnisse sowohl mit dem in der Arbeitsgruppe von E. Cornell entwickelten, analytischen Modell [50] als auch mit den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationsrechnungen zu vergleichen, mit dem Ergebnis, dass die beobachteten Abhängigkeiten durch plausible, physikalische Ge-

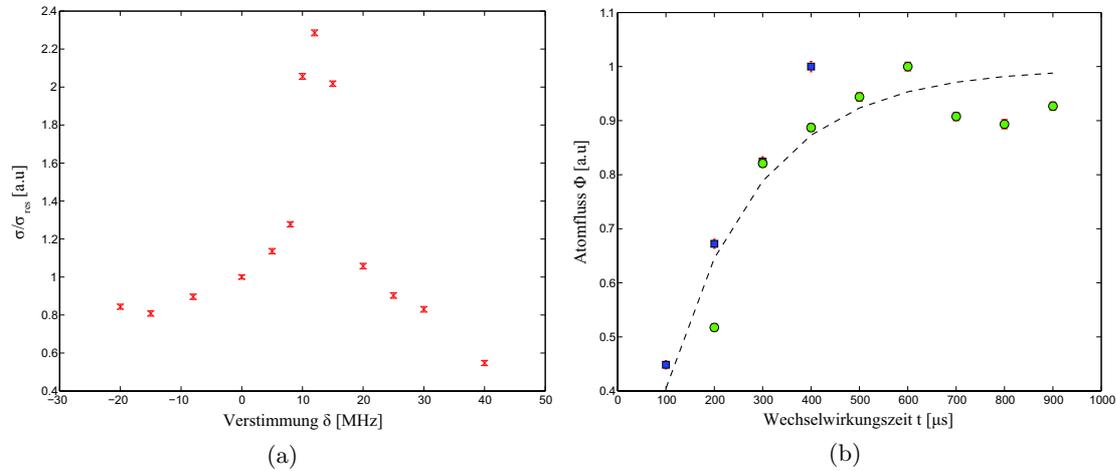


Abbildung 7.1: Absorptionsprofil (links) und Wechselwirkungszeit (rechts) der in der Dipolfalle detektierten, fasergeführten Atome.

setzmäßigkeiten beschrieben werden können.

Im letzten Abschnitt werden die Ergebnisse, die im kombinierten System, bestehend aus Faserfalle und Hilfsfalle, erzielt worden sind, vorgestellt. Hier konnte beobachtet werden, dass der atomare Fluss in abgeschwächter Form deutlich länger aufrechterhalten werden kann als ohne Hilfsfalle. Dieses eröffnet zum ersten Mal die Möglichkeit, ein auf einer photonischen *band gap* Faser basierendes cw - System für kalte Atome, welches im Wesentlichen durch die Geometrie und die Lebensdauer der Hilfsfalle begrenzt wird, zu bauen.

7.1.1 Untersuchung der Wechselwirkungszeit und des Absorptionsprozesses der Atome im Detektionsstrahl

Zunächst ist untersucht worden, wie der Absorptionsprozess quantitativ im Detektionsstrahl charakterisiert werden kann. Die Detektion der geführten Atome erfolgt bei eingeschalteter Dipolfalle, sodass der atomare Fluss über eine längere Zeit hinweg integriert werden kann. Um den atomaren Fluss bestimmen zu können, müssen sowohl die effektive Wechselwirkungszeit des Atoms als auch das Absorptionsprofil in der Falle bekannt sein, wobei die Absorption durch die AC - Stark - Verschiebung in der Falle dominiert wird. In der linken Grafik in Abbildung 7.1 ist das auf die Resonanzfrequenz normierte Absorptionsprofil in der Faserfalle als Funktion der Verstimmung dargestellt. Man erkennt, dass das Maximum der Absorption etwa 12MHz oberhalb der Resonanz ist und um etwa einen Faktor 2.3 überhöht ist. Da die Absorptionsbreite in der Größenordnung der natürlichen Linienbreite liegt, ist die Verschiebung der Resonanz eindeutig auf die Stark - Verschiebung in der Falle zurückzuführen. Die Wechselwirkungszeit eines Atoms in der Falle bestimmt die Anzahl der gestreuten Photonen pro Atom. Theoretisch ergibt sich im retroreflektierten Detektionssystem eine Wechselwirkungszeit von etwa $460\mu\text{s}$. Um

diese Zeit experimentell abzuschätzen, wurde die Gesamtintegrationszeit in Teilintervalle der Länge einer Millisekunde unterteilt. Diese Zeit entspricht bei einer verwendeten Laserleistung von 2.8W etwa der Flugzeit eines Atoms mit maximaler Geschwindigkeit durch den Detektionsstrahl. Das Ergebnis ist in der rechten Grafik von Abbildung 7.1 zu sehen. Auf der x -Achse ist die Zeit aufgetragen, während der der Detektionslaser innerhalb der einen Millisekunde eingeschaltet ist. Der Detektionsstrahl ist bei den grünen Punkten 12MHz blau verstimmt, bei den blauen Punkten wird er resonant eingestrahlt. Man erkennt, dass der relative Fluss ab einer Zeit von etwa $500 \pm 50\mu\text{s}$ sättigt, sodass dieser Zeitpunkt als Maß für die effektive Wechselwirkungszeit des Atoms in der Falle herangezogen werden kann. Diese Zeit stimmt recht gut mit der simulierten Wechselwirkungszeit überein und ist benutzt worden, um den atomaren Kalibrierungsfaktor η_{atom} zu bestimmen (siehe Kap. 6.2.1).

7.2 Charakterisierung des photonischen Atomleiters

Die Falltiefe und die Temperatur der Atome in der Falle bestimmen den atomaren Fluss Φ , die transportierte Gesamtteilchenzahl N durch die Faser, sowie die Flugzeit t_{Fly} und die Dichte ρ der Atome in der Faser. Das Modell, anhand dessen die Bewegung charakterisiert werden kann, ist in der kleinen Grafik in Abbildung 7.2a) zu sehen. Die Atome werden zunächst vor der Faser mit Hilfe der optischen *dark* Melasse in die Faserfalle hineingekühlt und aufgrund des attraktiven Potentials in Richtung Faserkern beschleunigt. Innerhalb der Faser durchlaufen die Atome ein konstantes Potential, sodass sich dort die axiale Geschwindigkeit nicht mehr ändert. Am anderen Ende der Faser laufen die Atome schließlich den Potentialberg hinauf und verlieren dabei ihre anfänglich gewonnene, kinetische Energie. Während des Abbremsvorgangs werden die Atome mit dem Detektionlicht bestrahlt, sodass das abgestrahlte Fluoreszenzlicht auf die CCD - Kamera abgebildet werden kann.

Abbildung 7.2 zeigt jeweils die auf das Maximum normierten Ergebnisse als Funktion der Falltiefe¹ In Grafik a) ist zunächst der normierte Atomfluss gegen die Falltiefe aufgetragen. Der funktionale Zusammenhang wird recht gut durch die simulierte und hier bestätigte $\sqrt{U_0}$ - Abhängigkeit beschrieben. Eine detaillierte Analyse findet sich weiter unten in Kap. 7.3.

Abbildung b) zeigt hingegen deutlich, dass die transportierte Teilchenzahl durch die Faser mit zunehmender Falltiefe ansteigt. In Grafik c) sieht man die Entwicklung der Flugzeit durch die Faser. Da die anfängliche, kinetische Energie gegenüber der Potentialtiefe zu vernachlässigen ist, gilt der Zusammenhang

$$\frac{1}{2}mv_z^2 = U_0 \text{ mit } v_z = \frac{l_{Faser}}{t_{Fly}}. \quad (7.1)$$

Daraus folgt, dass die Flugzeit wie $1/\sqrt{U_0}$ skalieren muss. Dieser Zusammenhang konnte durch die Messung verifiziert werden.

¹Dabei gilt: $1\text{mK} \hat{=} 270\text{mW}$ eingekoppelter Laserleistung

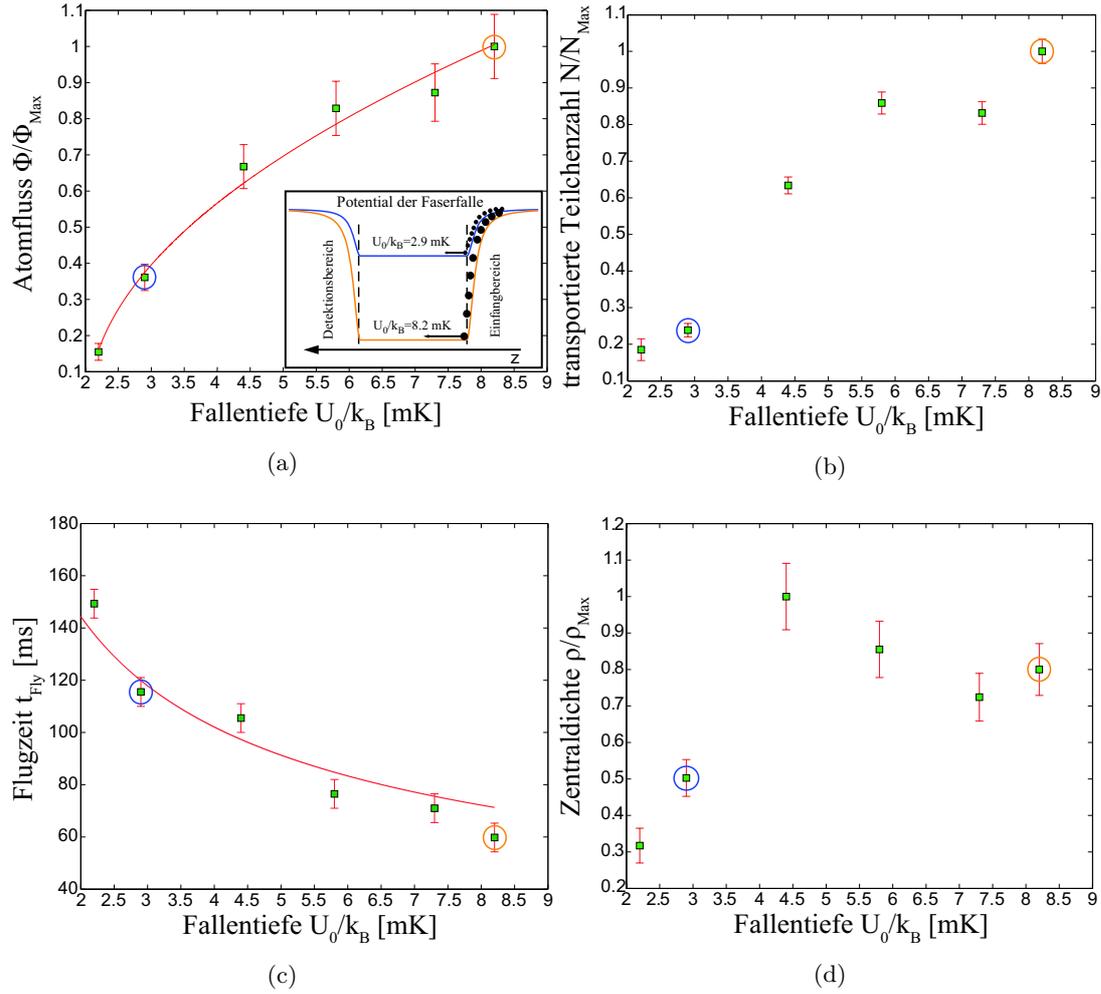


Abbildung 7.2: Untersuchung des Atomflusses a), der transportierten Teilchenzahl b), der Flugzeit c) und der Dichte d) in Abhängigkeit von Falltiefe in relativen Einheiten.

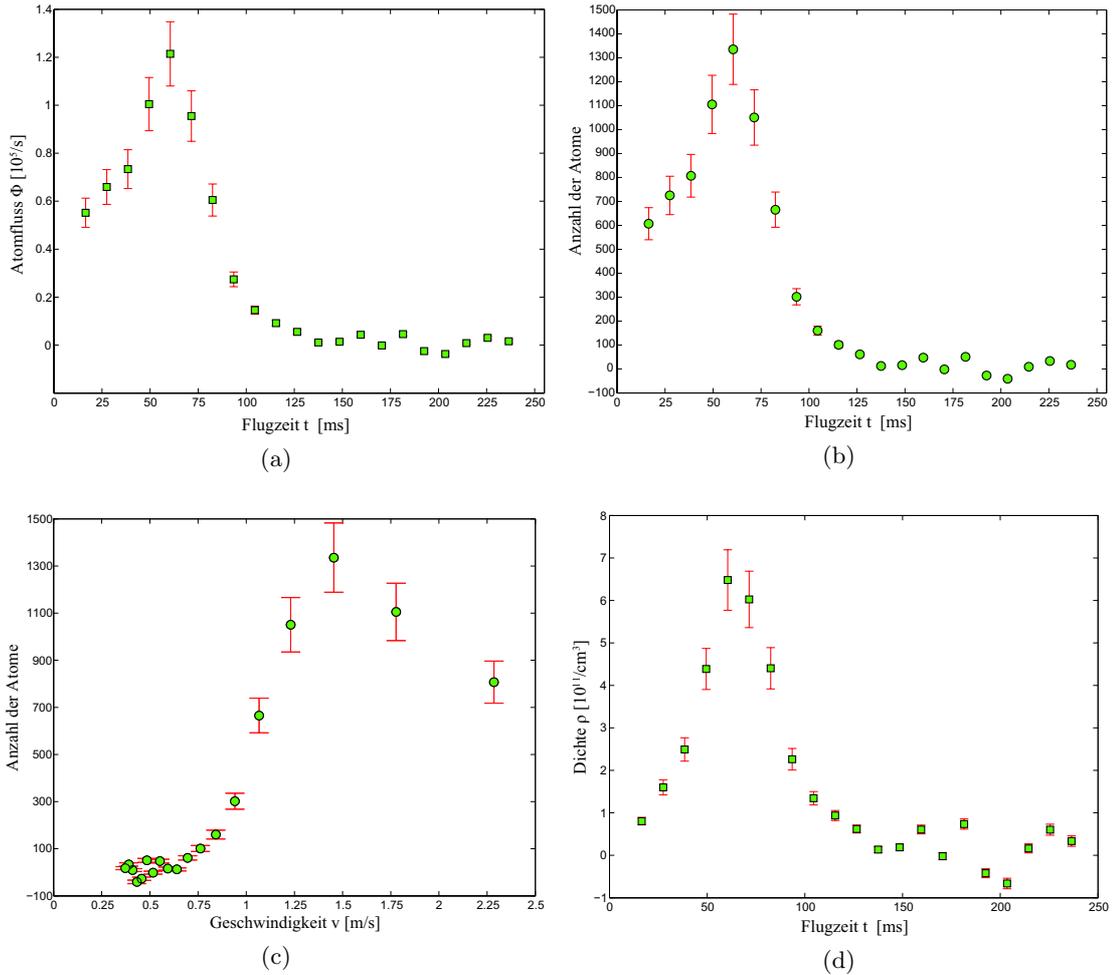


Abbildung 7.3: Zeitaufgelöste Darstellung des optimierten Atomflusses a), der transportierten Teilchenzahl b), der Geschwindigkeitsverteilung c) sowie der dazugehörigen Dichteverteilung d) bei einer Falltiefe von $U_0 = 8.2\text{mK}$ und einer angenommenen Transversaltemperatur von $T \simeq T_{MOT}/2 = 50\mu\text{K}$.

Die atomare Dichte in der Faser kann über den Zusammenhang $\rho = \Phi/v \langle A \rangle$ berechnet werden. Dabei bezeichnen v die Geschwindigkeit der Atome im Integrationsintervall und $\langle A \rangle$ den Erwartungswert der Querschnittsfläche, die die Atome in der Faser einnehmen. Dieser wird über den Erwartungswert der besetzten Oszillatorzustände, in der Form

$$\langle A \rangle = \pi \langle r_{\langle n \rangle}^2 \rangle \quad \text{mit} \quad \langle r_{\langle n \rangle}^2 \rangle = \langle \langle n \rangle, \langle n \rangle | r^2 | \langle n \rangle, \langle n \rangle \rangle \quad (7.2)$$

abgeschätzt. Im Grafik d) ist die normierte Dichte dargestellt. Eigentlich würde man eine nahezu konstante Dichte in der Faser erwarten. Allerdings beobachtet man, dass zunächst die Dichte ansteigt und dann mit zunehmender Falltiefe wieder abfällt. Der Effekt kann möglicherweise durch zwei gegeneinander arbeitende Prozesse beschrieben werden. Zum einen nimmt - wie in Abbildung a) deutlich zu sehen - der Atomfluss mit zunehmender Falltiefe zu. Auf der anderen Seite wird das Geschwindigkeitsprofil der Atome verbreitert. Dieser Effekt wirkt sich zunächst nicht negativ auf die Zentraldichte aus, mit zunehmender Falltiefe führt er jedoch zu einer Ausdünnung der atomaren Wolke in der Faser und demzufolge zu einer Abnahme der Dichte. Offensichtlich muss die Falltiefe im Experiment sehr genau eingestellt werden, um die Dichte in der Faser zu maximieren.

Unter optimalen Bedingungen wird im Experiment ein Maximalfluss von $\Phi_{Max} = (1.2 \pm 0.13) \times 10^5/s$ erreicht. Dieses entspricht einer transportierten Teilchenzahl von $N_{Max} = 7361 \pm 285$ Atomen. Die maximale Dichte liegt bei einer angenommenen Temperatur von $T \simeq T_{MOT}/2 = 50\mu K$ bei $(6.4 \pm 0.71) \times 10^{11}/cm^3$. Diese Größenordnungen sind bis jetzt in keinem anderen Experiment erzielt werden.

In Abbildung 7.3 sind schließlich der Fluss, die transportierte Teilchenzahl sowie die Geschwindigkeitsverteilung und die Dichte zeitaufgelöst für optimierte Parameter bei einer Falltiefe von 8.2mK dargestellt. Man erkennt, dass der atomare Puls, der durch die Faser transportiert wird, eine zeitliche Ausdehnung von etwa 50ms besitzt. Diese Größe kann als Maß für die zeitliche Kohärenz der Atome aufgefasst werden. Insbesondere definiert sie, auf welcher Zeitskala zukünftige Experimente in der Faser durchgeführt werden können.

Betrachtet man das Geschwindigkeitsprofil, so erkennt man, dass Atome bis hinab zu einer Geschwindigkeit von 0.5m/s transportiert werden können, wobei das zentrale Maximum mit einer Geschwindigkeit von etwa 1.5m/s die Faser durchläuft. Insbesondere stellen die hier erreichten Geschwindigkeiten einen neuen Rekord beim Leiten kalter Atome dar.

Da die CCD - Kamera erstmals auch die orts aufgelöste Information über die transportierten Atome liefern kann, ist in Abbildung 7.4 die dazugehörige Flugserie bei optimierten Bedingungen in chronologischer Reihenfolge von links nach rechts zu sehen. Der Startpunkt liegt bei $t = 16.5ms$, der Endpunkt bei $t = 115.5ms$. Die zeitliche Auflösung beträgt 11ms, die Anzahl der Iterationen ebenfalls 11. Um die Faserspitze sehen zu können, sind hier die gemittelten Bilder mit dem atomaren Signal und dem Hintergrundrauschen gezeigt. In allen Bildern ist deutlich das *blooming*, welches durch eine Überbelichtung der Faserspitze verursacht wird und erst durch die Differenzbildung herausfällt, zu sehen. Zieht man das Hintergrundrauschen ab, so erhält man als Ender-

7.2 CHARAKTERISIERUNG DES PHOTONISCHEN ATOMLEITERS

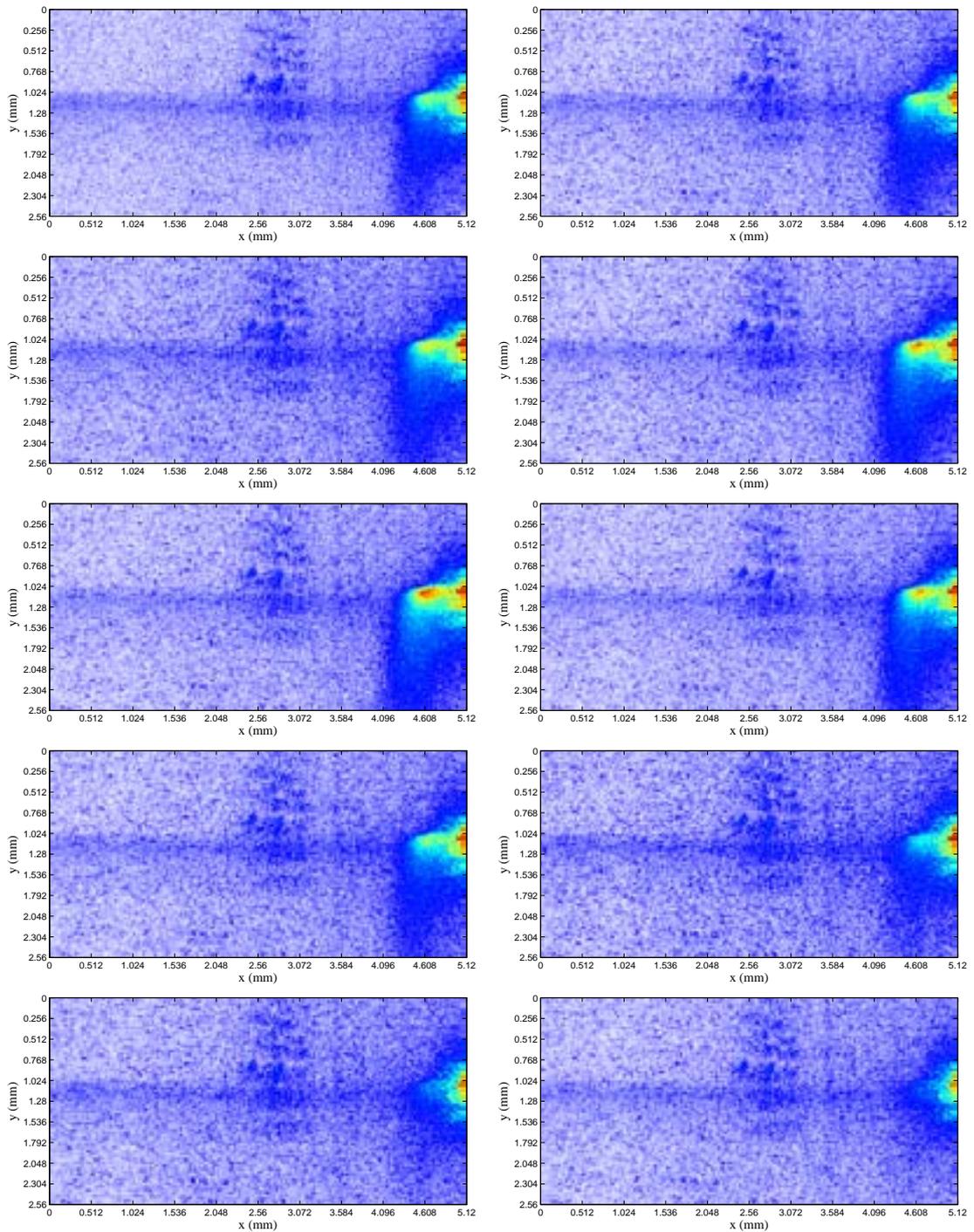


Abbildung 7.4: Bilder einer Flugserie mit Hintergrundrauschen und atomarem Signal in chronologischer Reihenfolge von links nach rechts. Der Startpunkt liegt bei $t = 16.5\text{ms}$, der Endpunkt bei $t = 115.5\text{ms}$, die zeitliche Auflösung liegt bei 11ms .

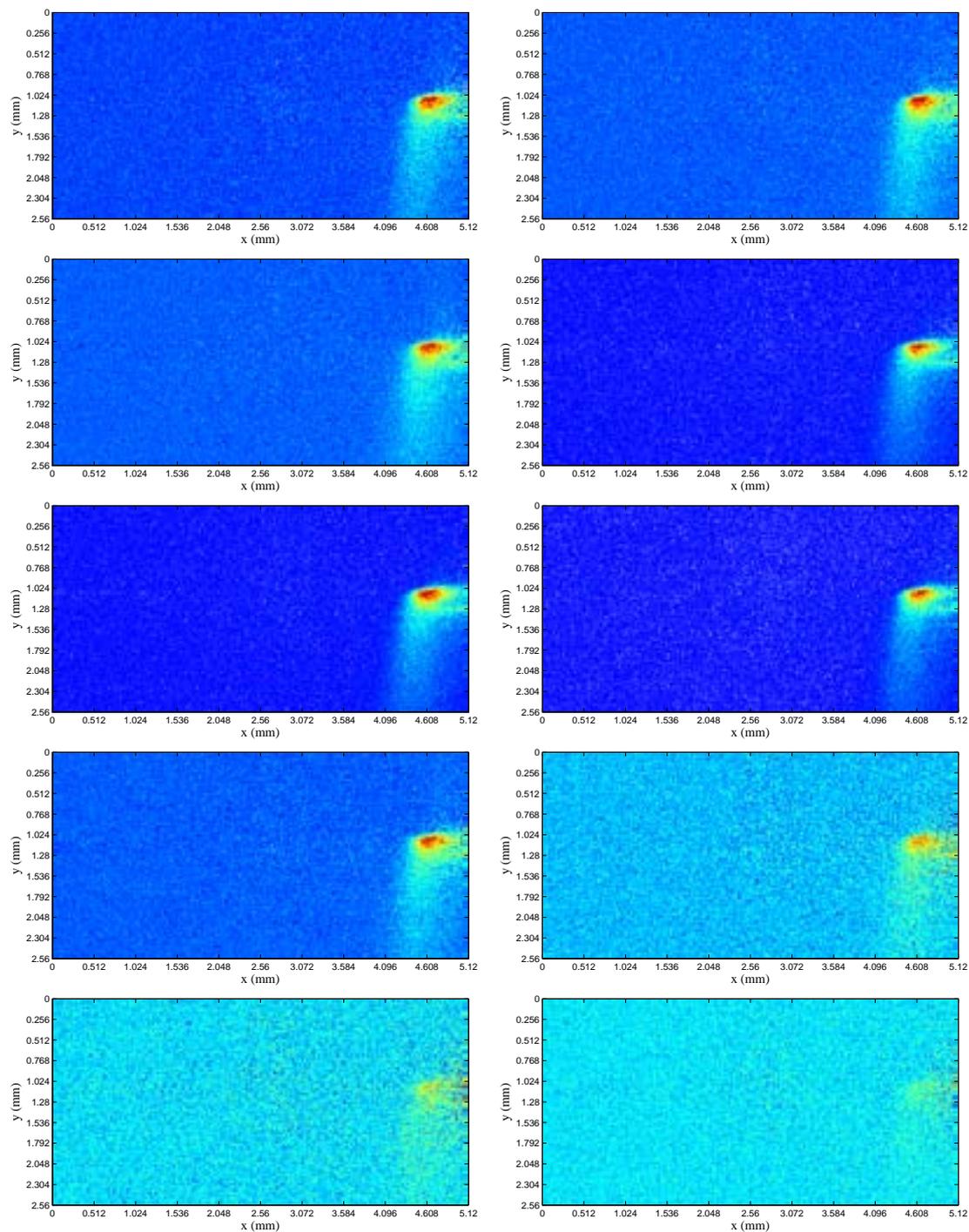


Abbildung 7.5: Flugserie aus Abbildung 7.4 ohne Hintergrundrauschen.

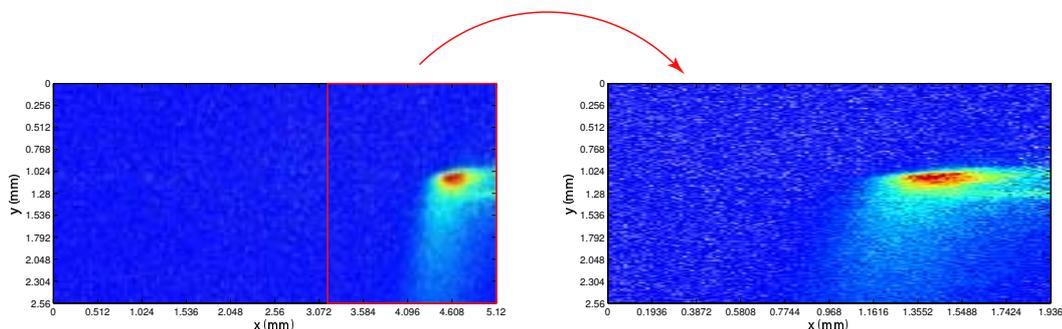


Abbildung 7.6: Vergrößerung des Bildbereiches vor der Faser nach einer Flugzeit von $t = 60.5\text{ms}$

gebnis die Bildqualität in Abbildung 7.5. Die genaue Ortsverteilung der Atome ist noch einmal in Abbildung 7.6 für die Flugzeit $t_{Fly} = 60.5\text{ms}$ in vergrößerter Form dargestellt. Die hier gewählte Zeit entspricht gerade der Ankunftszeit des Maximums. Man erkennt zum einen, dass unmittelbar an der Faserspitze keine Fluoreszenz und demzufolge keine Atome zu beobachten sind. Dieses ist auf die AC - Stark - Verschiebung in der Falle zurückzuführen. Daraus folgt auch, dass die Atome, deren Geschwindigkeit nicht ausreicht, um in Resonanz mit dem Detektionstrahl zu kommen, bei eingeschalteter Falle nicht detektiert werden können. Zum zweiten sieht man sehr deutlich die Asymmetrie in der Detektionsleistung zwischen dem vom oberen Bildrand kommenden Primärstrahl und dem entgegenlaufenden, reflektierten Strahl.

7.2.1 Weitere Ergebnisse der Untersuchungen

Im Rahmen der Untersuchungen konnte weiterhin gezeigt werden, dass die Atomleitung nicht von der Polarisation des Dipolfallenstrahls abhängt. Dieses liegt im Gegensatz zum Experiment von Knize et al. daran, dass die hier verwendete Wellenlänge der Faserfalle sehr zentral in der Bandlücke liegt und demzufolge die Defektmode sehr stark im nichtlinearen Hohlkern lokalisiert ist [77].

Zum zweiten konnte beobachtet werden, dass der Atomleiter recht unempfindlich auf zeitliche Drifts in der Teilchenzahl der Dipolfalle reagiert. Dieses kann damit begründet werden, dass die durch die Faser transportierte Atomzahl um zwei bis drei Größenordnungen unterhalb der Teilchenzahl in der Dipolfalle liegt.

Allerdings ist die Justage der Faserfalle selbst sehr anspruchsvoll und langwierig, weshalb die verwendeten, mechanischen Komponenten eine extrem hohe Stabilität besitzen müssen. Dieses gilt auch für die Justage des Detektionsstrahls und des Rückreflexes.

Geht man sukzessive zu höheren Laserleistungen und damit zu höheren Fallentiefen über, beobachtet man ein Absinken des Flusses. Da die Dipolfalle sehr weit rotverstimmt ist, ist dieser Effekt nicht auf eine spontane Anregung der Atome beim Durchflug durch die Faser zurückzuführen. Quantitativ gilt wegen $\Gamma_{sc} \sim P$ und $t_{Fly} \sim 1/\sqrt{P}$

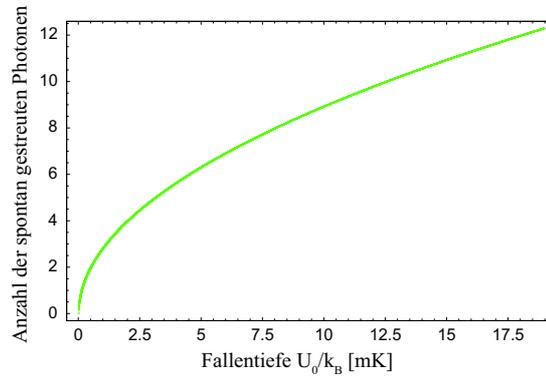


Abbildung 7.7: Anzahl der während der Flugzeit durch die Faser spontan gestreuten Photonen in Abhängigkeit von der Falltiefe.

der Zusammenhang

$$N_{Ph}^{spon.} \sim \sqrt{P}. \quad (7.3)$$

In Abbildung 7.7 ist die Anzahl der spontan gestreuten Photonen als Funktion der Flugzeit gezeigt. Man sieht, dass bei den hier verwendeten Laserleistungen $N_{Ph}^{spon.} < 10$ gilt.

Vielmehr hat sich im Experiment gezeigt, dass mit dem zweiten Dipolfallenweig (siehe Abb. 5.3) keine Atomleitung zu realisieren ist. Da diese Mode eine ovale Form besitzt und zudem ein nicht achsenzentriertes Intensitätsprofil aufweist, ist davon auszugehen, dass es bei der Superposition der beiden Moden in der Faser zu einer Verzerrung des radialen Potentialverlaufs kommt. Dieses hat zur Folge, dass der radiale Einschluss aufgeweicht wird und damit die Atome durch Kollisionen mit der Faserwand verloren gehen. Insbesondere zeigt dieses Phänomen, wie empfindlich das Leiten kalter Atome vom Modenprofil abhängt.

7.3 Quantitative Analyse des atomaren Transports

Zur quantitativen Analyse der in Kapitel 7.2 vorgestellten Messergebnisse werden im Folgenden zwei Modelle herangezogen: Zum einen handelt es sich um das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte, numerische Modell, zum zweiten das von M. Renn et al. im Rahmen der von ihnen durchgeführten Atomleiterexperimente entwickelte, analytische Modell zur Untersuchung des Atomflusses durch eine Glaskapillare [50].

7.3.1 Vergleich mit dem analytischen Modell

In dem Modell von M. Renn et al. wird die relative Änderung des Flusses entlang der Faser für verschiedene Szenarien analysiert, insbesondere für den hier wichtigen Fall, dass erstens die Rabi - Frequenz Ω_R klein gegenüber der Verstimmung Δ ist, also $\Delta_n := \frac{\Delta}{\Omega_R} \gg 1$ gilt und zweitens die Dämpfung in der Faser vernachlässigbar ist. Dafür

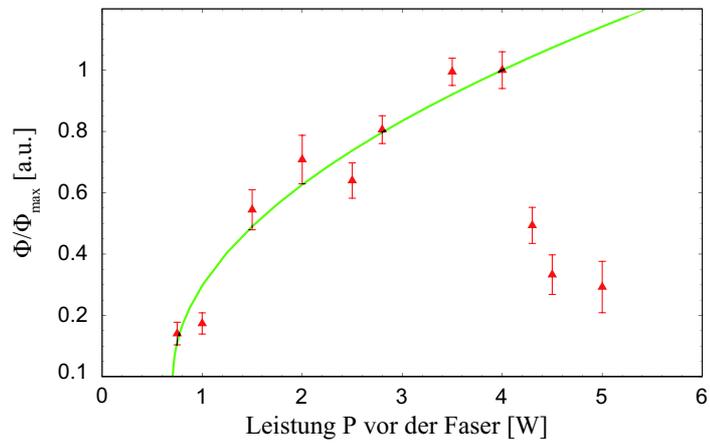


Abbildung 7.8: Normierter Atomfluss und analytischer Fit bei der Einkopplung beider Moden.

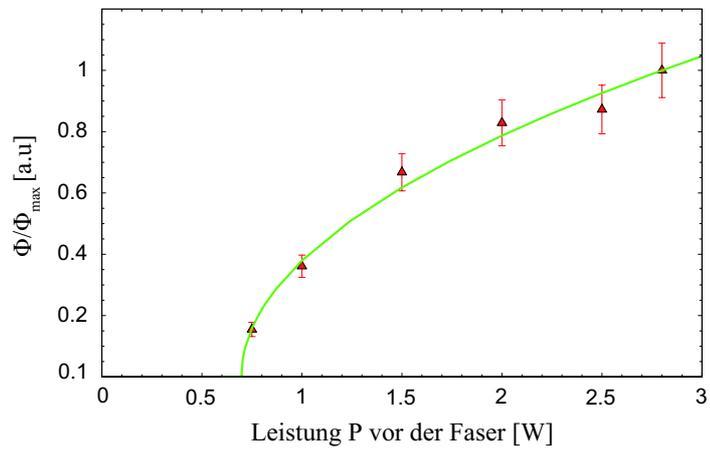


Abbildung 7.9: Normierter Atomfluss und analytischer Fit bei der Einkopplung der atomführenden Mode .

ergibt sich folgender Ausdruck [109]:

$$\Phi = \frac{\tilde{\Phi}}{\Phi_{sc.}} \approx \left(\frac{v_t}{v_l} \right)^2 \frac{\Omega_R}{|\Delta|} \quad (7.4)$$

v_l und v_t bezeichnen die axiale respektive transversale Geschwindigkeit. Da die Analyse für einen thermischen Atomstrahl, der auf die Faserspitze gerichtet ist, entwickelt worden ist, bezeichnet $\Phi_{sc.}$ den konstanten, thermischen Fluss aus dem Ofen. Die beiden Geschwindigkeitskomponenten können wie bereits gezeigt über die Falltiefe U_0 berechnet werden. Ohne *counter rotating* Term gelten die Zusammenhänge:

$$\Omega_R^2 = \frac{2d^2 I}{\hbar^2 \epsilon_0 c} \quad (7.5)$$

$$U(r) \approx \hbar \frac{\Omega_R^2(r)}{4\Delta} \quad (7.6)$$

$$v_t = \sqrt{\frac{\hbar \Omega_R^2}{2\Delta m}} \quad (7.7)$$

$$v_l = v_0 \sqrt{\frac{I}{I_{max}}} \quad (7.8)$$

wobei d das Dipolmatrixelement für den weitverstimten Fall, v_l die auf v_0 normierte, longitudinale Geschwindigkeit und I_{max} die Intensität bei maximaler Falltiefe bezeichnen. Setzt man die Ausdrücke ein und normiert den relativen Fluss ebenfalls auf die Maximalintensität der jeweiligen Messreihe, so ergibt sich der bereits bekannte Zusammenhang

$$\frac{\Phi}{\Phi_{max}} = \frac{\tilde{\Phi}(I)}{\tilde{\Phi}(I_{max})} \sim \sqrt{P} \sim \sqrt{U_0}, \quad (7.9)$$

sodass auch von diesem Modell eine $\sqrt{U_0}$ -Abhängigkeit prognostiziert wird. In Abbildung 7.8 sind zunächst die normierten Flüsse bei der Einkopplung beider Moden in die Faser zu sehen. Bis zum Einbruch des Flusses wird der Verlauf durch das Modell richtig wiedergegeben. Man stellt fest, dass der Fluss nicht bei null startet, sondern einen *offset* besitzt, der im Bereich von etwa 0.7W liegt. Dieser Wert entspricht einer kritischen Eintrittsgeschwindigkeit von etwa 0.6m/s, unterhalb derer die Atome nicht signifikant durch die Faser transportiert werden können. Es ist ausgeschlossen, dass der *offset* durch eine Schranke in der Nachweisempfindlichkeit hervorgerufen wird, da die Signalstärke bei allen Punkten deutlich oberhalb des Rauschens liegt. Da der Effekt auch bei der atomführenden Mode bei fast identischer Schwelle zu beobachten ist (siehe Abb. 7.9), kann die Einkopplung der deformierten Mode nicht die Ursache für dieses Phänomen sein. Möglicherweise sind hier Interferenzen schuld und zwar zwischen dem Licht, welches aus dem Hauptkern austritt und dem Licht aus der inneren Kapillarstruktur des photonischen Kristalls. Der Effekt würde sich umso stärker bemerkbar machen, je schlechter die Einkopplung an die Apertur der Faser angepasst ist respektive je weiter die verwendete Wellenlänge an den Rand der Bandlücke rutscht. Andererseits könnten auch Interferenzen in der Faser selbst diesen Effekt hervorgerufen und dafür sorgen,

dass der radiale Einschluss der Atome im Kern aufgeweicht wird. Insbesondere sei darauf hingewiesen, dass dieser Effekt auch im Experiment von R. Knize beobachtet worden ist [75]. Dort wurde eine kritische Geschwindigkeit von etwa 50m/s gemessen, die Einkoppeleffizienz lag dort allerdings auch bei weniger als 30%.

7.3.2 Vergleich mit dem numerischen Modell

Im Gegensatz zum analytischen Modell von Renn et al. können mit dem numerischen Modell nicht nur für den Fluss, sondern auch für die Flugzeit t_{Fly} und die transportierte Teilchenzahl N die funktionalen Abhängigkeiten von der Falltiefe berechnet werden. In den Grafiken a) - c) in Abbildung 7.10 sind die Vergleiche zwischen den experimentellen und den numerisch bestimmten Daten für die Teilchenzahl, den Fluss und die Flugzeit gezeigt. Um die Abweichung der Vorhersage besser veranschaulichen zu können, sind die simulierten Daten in b) und c) zusätzlich mit einem Korrekturfaktor skaliert worden, der in der Legende des jeweiligen Bildes angegeben ist. Passt man die simulierten, funktionalen Abhängigkeiten an die gemessenen Daten an, so ergeben sich die folgenden Zusammenhänge für die Teilchenzahl, den Fluss und die Flugzeit

$$N_{exp.}(U_0) = (869.40 \pm 23.63) \frac{U_0}{[\text{mK}]} \quad (7.10)$$

$$\Phi_{exp.}(U_0) = C_0 \sqrt{\frac{U_0}{[\text{mK}]} - U_{offset}} \times \left[\frac{1}{\text{s}} \right]$$

$$\text{mit } C_0 := 4.82 \times 10^4 \pm 599.7 \text{ und } U_{offset} := 2.05 \pm 0.036$$

$$t_{Fly,exp.}(U_0) = (207.33 \pm 3.41) \frac{1}{\sqrt{U_0/[\text{mK}]}} \times [\text{ms}].$$

Man erkennt, dass die Simulation die funktionale Abhängigkeit im Falle des Flusses und der Flugzeit richtig beschreibt. Relativ gesehen weicht die simulierte Flugzeit um etwa 33% von der gemessenen Flugzeit ab. Dieser Wert liegt zwar deutlich außerhalb der oben bestimmten Standardabweichung ($\sim 1.6\%$), stellt aber im Rahmen der im Modell gemachten Annahmen trotzdem ein recht gutes Ergebnis dar. Man beachte bei der Messung vom 13.05.08 (siehe Legende), dass die deformierte Mode, mit der - wie oben bereits beschrieben - allein keine Atomleitung zu realisieren ist, ebenfalls in die Faser eingekoppelt worden ist. Offensichtlich führt die deformierte Mode ebenfalls zu einem attraktiven Potential, sodass die Atome bei der Superposition beider Moden dieselbe Beschleunigung erfahren wie in dem Falle, in dem das Potential nur von der atomführenden Mode erzeugt wird (Messung von 22.05.08). Allerdings ist der Fluss wesentlich geringer, da der Verlust in der Faser bei der Einkopplung der deformierten Mode wesentlich höher ist.

Für den atomaren Fluss gilt, dass das Simulationsmodell zwar den wahren Wert um etwa anderthalb Größenordnungen (Faktor 13.7) überschätzt, aber den funktionalen Verlauf richtig prognostiziert.

Auch die funktionale Abhängigkeit der Teilchenzahl scheint vom numerischen Modell richtig wiedergegeben zu werden. Um diese Annahme besser analysieren zu können, ist

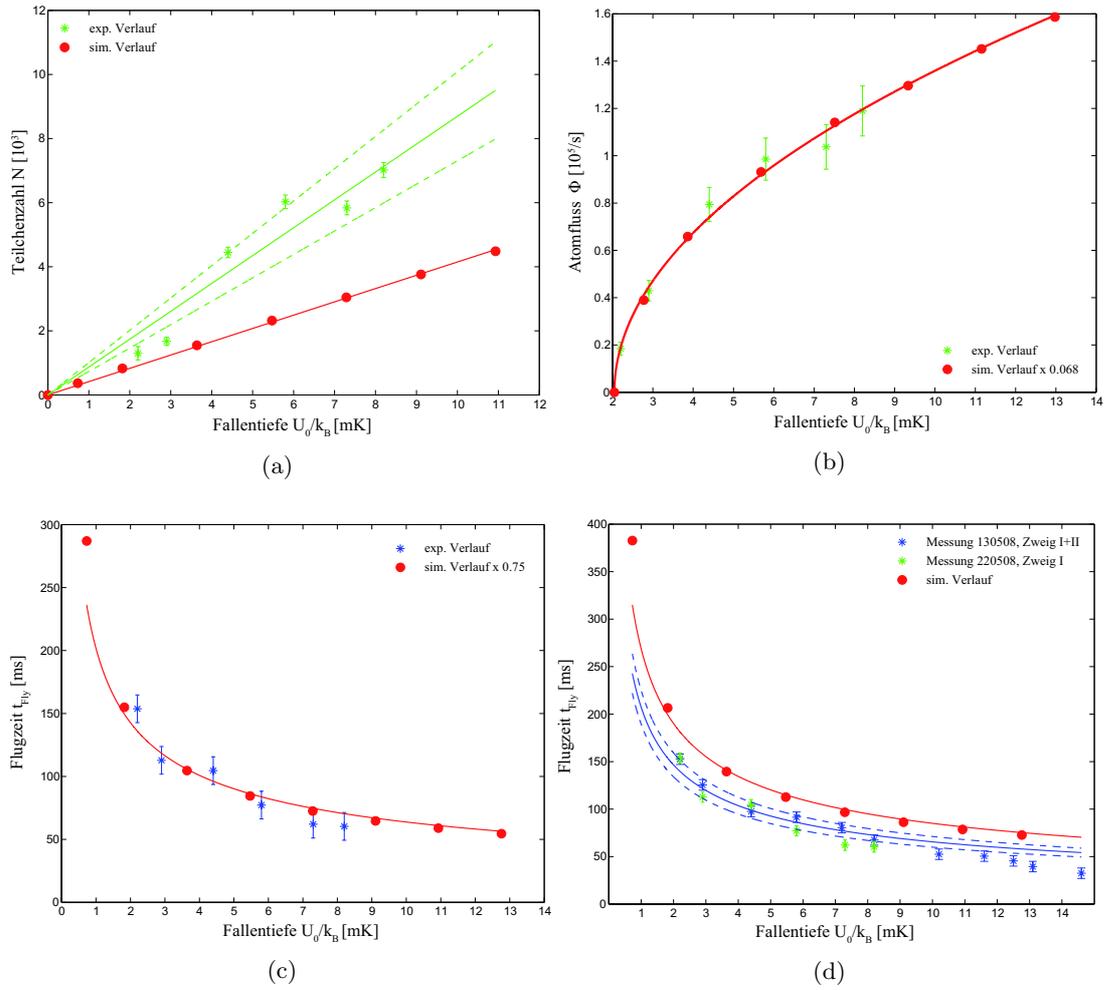


Abbildung 7.10: Grafiken a) - c): Vergleich zwischen den experimentellen und simulierten Daten für die transportierte Teilchenzahl N , den atomaren Fluss Φ und für die Flugzeit t_{Fly} . Die simulierten Daten in b) und c) sind zusätzlich mit einem Skalierungsfaktor versehen, um die Abweichung des Modells zu veranschaulichen. Grafik d): Vergleich zwischen der gemessenen und der vorhergesagten Flugzeit.

in Abbildung 7.10a) neben dem prognostizierten Verlauf zusätzlich das 2σ - Konfidenzintervall angegeben. Der relative Fehler des Fitparameters beträgt zwar nur etwa 2.7%, man erkennt allerdings, dass die Statistik nur bedingt ausreicht, um eine eindeutige Aussage auf diesem Niveau treffen zu können. Die vorliegende Statistik könnte auch dafür verantwortlich sein, dass der *offset*, der beim atomaren Fluss so deutlich zu beobachten ist, durch diese Messung nicht eindeutig reproduziert werden kann.

Absolut gesehen weichen die simulierten Teilchenzahlen um etwa einen Faktor 2 von den gemessenen Werten ab, dieses ist allerdings im Rahmen der im Modell getroffenen Annahmen akzeptabel.

7.3.3 Schlußfolgerungen

Zusammenfassend gilt, dass mit dem hier aufgebauten System zum ersten Mal sehr effizient kalte Atome mit hohem Fluss über eine makroskopische Entfernung hinweg optisch geführt werden können. Insbesondere ist es möglich, die gemessenen Abhängigkeiten auf der Grundlage semiklassischer Überlegungen zu simulieren sowie korrekte Vorhersagen über die Größenordnung von Φ , N und t_{Fly} zu machen.

7.4 Der quasi - kontinuierliche Atomleiter: Faserfalle mit Hilfsfalle

Schaltet man zusätzlich zur Faserfalle die nahverstimmte, großvolumige Dipolfalle ein und justiert die Hilfsfalle anhand der Kriterien aus Kapitel 5.3.3, so beobachtet man ein quasi - kontinuierliches Nachladen der Faserfalle. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.11 zusammengestellt. Im linken, oberen Bild ist zunächst die Umladedynamik zu sehen. Die Falltiefe der Faserfalle liegt bei 8.2mK, die Falltiefe der Hilfsfalle entsprechend bei 2.1mK. Aufgetragen ist die Anzahl der Atome in Abhängigkeit von der Zeit, während der die Hilfsfalle nach dem Abschalten der Melasse eingeschaltet ist (rote Kurve). Die blaue Kurve beschreibt die schnelle Entladedynamik der Faserfalle ohne zeitlichen Überlapp mit der Hilfsfalle. Dabei stellen die Lebensdauern ein Maß für die Transferzeit der Atome dar. Bei der Faserfalle ergibt sich der bereits bekannte Wert von etwa 8.6ms. Da die beiden Dipolfallenfoki getrennt sind und zudem die Energieverteilung der Atome in der Hilfsfalle völlig anders ist als die in der Faserfalle, beobachtet man effektiv eine erhöhte Transferzeit der Atome in der Hohlkern der Faser. Dieser Effekt ist mit den Ergebnissen der Simulationsrechnung verträglich. Die Zeitkonstante der verlangsamten Transferdynamik liegt experimentell bei etwa 42.2ms, der simulierte Wert entsprechend bei 36ms.

In Grafik 7.11b) ist der atomare Fluss Φ gegen die Wartezeit hinter der Faser aufgetragen. Man erkennt, dass der Fluss im kombinierten System, d.h. mit eingeschalteter Hilfsfalle, über eine wesentlich längere Zeit aufrechterhalten werden kann. Während der Maximalfluss nahezu unverändert bleibt, beobachtet man nach dem Durchlaufen des atomaren Hauptpulses einen breiten, nahezu konstanten Fluss von etwa $1 - 2 \times 10^4/s$, der noch mindestens weitere 125ms anhält. Man kann erwarten, dass die hier beobach-

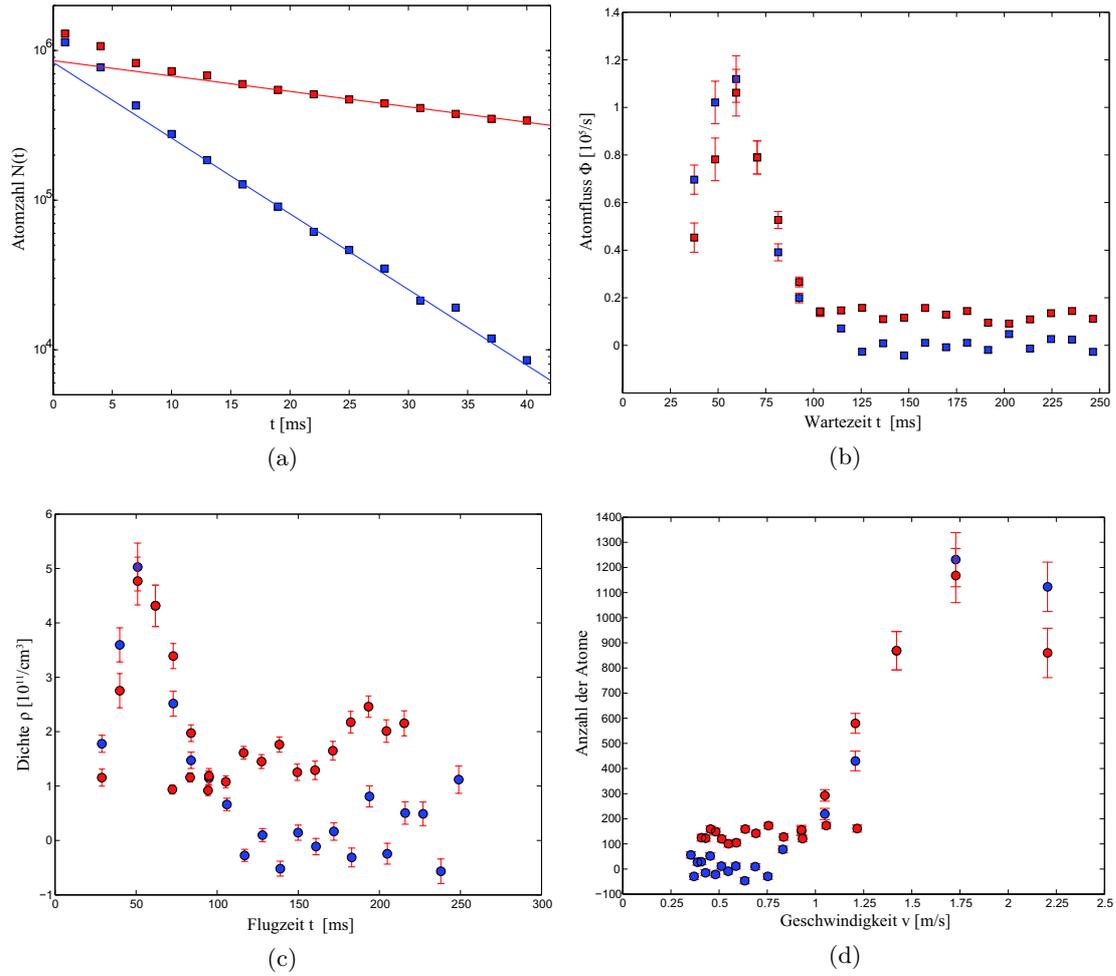


Abbildung 7.11: Atomleitung mit der Hilfsfalle. Dargestellt sind das Entladeverhalten der Faserfalle a) sowie der Atomfluss b), die Dichteverteilung c) und die Geschwindigkeitsverteilung d) als Funktion der Flugzeit bei $U_{0,1067nm} = 8.2\text{mK}$ respektive $U_{0,782nm} = 2.1\text{mK}$. Die rote Kurve beschreibt den Verlauf bei eingeschalteter Hilfsfalle, die blaue Kurve den Verlauf ohne Hilfsfalle.

tete Zeitskala im Wesentlichen von der Geometrie der Hilfsfalle, der Position und vor allem der Lebensdauer definiert wird. Dieses spiegelt sich auch in der Gesamtzahl der transportierten Atome wider. Integriert man die Flüsse, so ergibt sich ein Anstieg der transportierten Teilchenzahl um etwa 17%. Dieser Wert läßt sich einfach abschätzen. Bezeichnet N_{Puls} die Anzahl der Atome im Puls und N_{cw} den Anteil der Atome, der nach dem Puls beobachtet wird, so gilt für die Steigerung der Zusammenhang

$$\frac{N_{cw}}{N_{Puls}} = \frac{\Phi_{cw} \cdot \Delta t_{cw}}{N_{Puls}}. \quad (7.11)$$

Setzt man die entsprechenden Werte ein ($N_{Puls} = 7360$, $\Phi_{cw} \simeq 1.4 \times 10^4/s$ und $\Delta t_{cw} \simeq 125ms$), so ergibt sich ein Wert von etwa 24%.

Wenn es gelingt, den konstanten Anteil des atomaren Flusses zusammen mit der Lebensdauer der Hilfsfalle zu erhöhen ohne den zentralen Puls aufzuweichen, dann hat man zum ersten Mal die Chance, einen Materiewellenleiter für kalte Atome mit quasi - kontinuierlichem Betriebsmodus und extrem langer, zeitlicher Kohärenzzeit zu erzeugen.

Da zur Berechnung der Geschwindigkeits- sowie Dichteverteilung in der Faser die reinen Flugzeiten benötigt werden, werden die Transferzeiten, also die Lebensdauern von den Wartezeiten hinter der Faser subtrahiert. Die Ergebnisse sind in den beiden unteren Grafiken in Abbildung 7.11 gezeigt. Man erkennt, dass im kombinierten System Atome mit Geschwindigkeiten von unter 0.5m/s geführt werden. Die Tatsache, dass der Anteil der langsameren Atome anwächst, macht sich insbesondere bei der atomaren Dichte in der Faser bemerkbar. Diese steigt mit zunehmender Flugzeit an. Somit ergibt sich die Möglichkeit, mit diesem System nicht nur eine längere, atomare Kohärenzzeit zu erzielen, sondern zusätzlich die Dichte in der Faser zu erhöhen.

7.4.1 Schlußfolgerungen

Insgesamt demonstriert das kombinierte System, dass ein quasi - kontinuierlicher Betrieb eines Atomleiters für kalte Atome erzeugt werden kann. Man gewinnt nochmals einen Anstieg in der atomaren Kohärenzzeit und aufgrund der veränderten Geschwindigkeitsverteilung einen zusätzlichen Anstieg in der zentralen Dichte in der Faser. Problematisch sind jedoch die Interferenzen, die an der Faserspitze zu beobachten sind.

Kapitel 8

Absorptionsspektroskopie in der *band gap* Faser

Neben der Messung des atomaren Fluoreszenzsignals besteht auch die Möglichkeit, die Atome absorptiv hinter der Faser und vor allem in der Faser zu untersuchen. Dieses kann man erreichen, indem man einen schwachen *probe* Laser, bestehend aus Kühl- und Rückpumplicht in der Kern der *band gap* Faser einkoppelt und die Abschwächung der Laserintensität mit einer hochempfindlichen Photodiode misst. Da in der Faser die Energieniveaus aufgrund der AC - Stark - Effekts verschoben werden, ist es notwendig, den Detektionslaser relativ zu einem Referenzlaser mit Hilfe eines *offset lock* - Verfahrens in seiner Frequenz zu stabilisieren.

Mit dem so implementierten Verfahren ist es dann möglich, einen Eindruck über die Besetzung der transversalen Oszillatorniveaus zu bekommen.

Im folgenden Kapitel wird dieses hochempfindliche Detektionsverfahren vorgestellt. Es wird gezeigt, dass damit ebenfalls eine Einzelatomdetektion möglich ist. Da im Faserpotential das Lamb - Dicke Regime erreicht wird, eröffnet sich zudem die Möglichkeit, die Atome in der Faser transversal zu kühlen.

8.1 Das Detektionsprinzip

Um die Atome in der Faser zu detektieren, wird ein schwacher *probing* Strahl ($\sim 10 - 30\text{nW}$), bestehend aus Kühllicht ($|F = 3\rangle \rightarrow |F = 4\rangle$) und Rückpumplicht ($|F = 2\rangle \rightarrow |F = 3\rangle$) in den Kern der Faser eingekoppelt. Wird die Resonanz der Atome in der Faser getroffen, absorbieren die Atome Licht und der Strahl wird abgeschwächt. Führt man diese Messung nochmals ohne Atome durch, läßt sich analog zur Fluoreszenzdetektion hinter der Faser durch Subtraktion der beiden Signale und mit ausreichender Statistik die Abschwächung in der Faser bestimmen. Voraussetzung hierfür ist ein extrem rauscharmes und hochempfindliches Detektionssystem. Zu diesem Zweck wird im Rahmen der geplanten Untersuchungen eine hochsensitive Avalanche - Diode¹ mit einer NEP² von

¹Hamamatsu C5460-01

²noise equivalent power

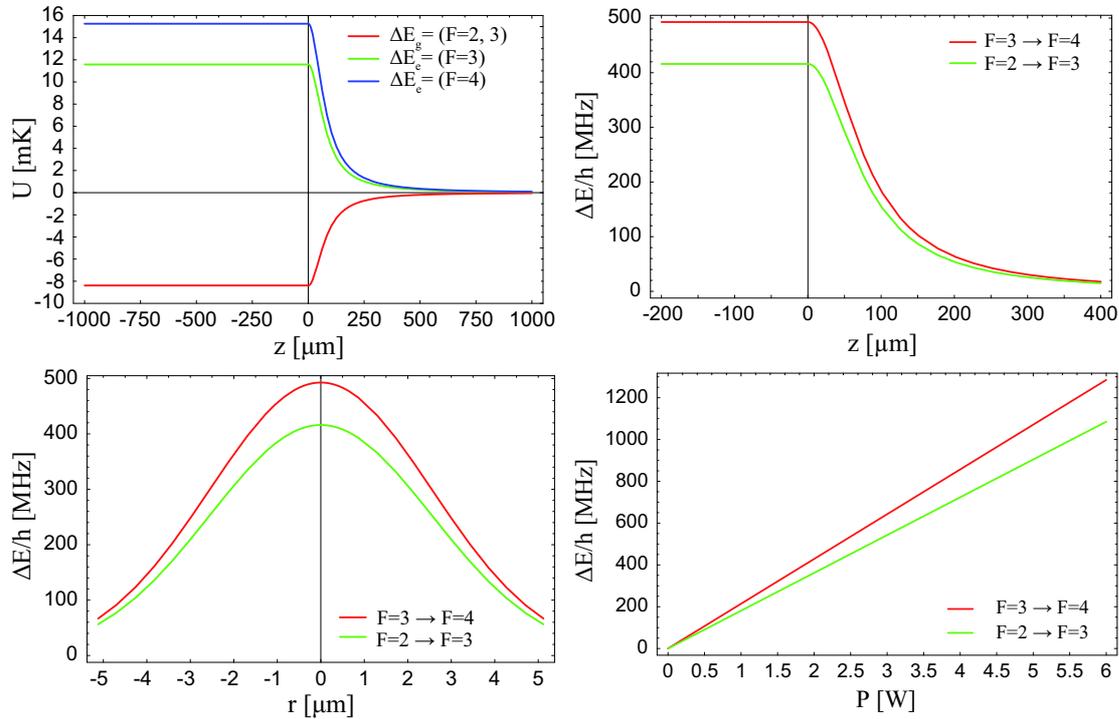


Abbildung 8.1: Links oben: Energiekorrektur der drei relevanten Energieniveaus bei einer eingekoppelten Laserleistung von $P = 2.2\text{W}$. Rechts oben und links unten: Axialer sowie radialer Schnitt durch die Frequenzverschiebung der beiden Übergänge. Rechts unten: Zusammenhang zwischen Energieverschiebung und Laserleistung.

6.3pW eingesetzt. Da die AC - Stark - Verschiebung bei den erzeugten Fallentiefen im Bereich von einigen 100MHz liegt, ist es notwendig, die beiden Laserfrequenzen mit Hilfe eines *offset lock* - Verfahrens zu stabilisieren. In der linken Grafik in Abbildung 8.1 ist die Energieverschiebung des Grundzustands und der beiden beteiligten angeregten Zustände für linear polarisiertes Licht als Funktion der axialen Koordinate aufgetragen. Die eingekoppelte Laserleistung beträgt 2.2W, $z = 0$ bezeichnet den Fasereingang. Diese Energiekorrektur transformiert sich in eine Frequenzverschiebung für die beiden relevanten Übergänge. Im oberen rechten Bild und im linken unteren Bild sind der axiale wie radiale Verlauf der Energiekorrektur in der Faser dargestellt. Im Falle der Kühlübergangs errechnet man bei einer Laserleistung von 2.2W eine maximale Verschiebung von etwa 493MHz, für den Rückpumper etwa 416MHz. Im rechten unteren Bild ist schließlich der lineare Zusammenhang zwischen der Maximalverschiebung und der verwendeten Laserleistung dargestellt. Die Frequenzstabilisierung 493MHz respektive 419MHz oberhalb der jeweiligen Resonanzen wird erreicht, indem man zunächst den für das Kühllicht eingesetzten Laser mit einem frequenzstabilisierten Referenzlaser interferieren läßt. Das daraus generierte Schwebungssignal wird mit einer schnellen Photodiode aufgenommen, verstärkt und anschließend mit dem Signal eines VCO gemischt. Das gemischte Signal

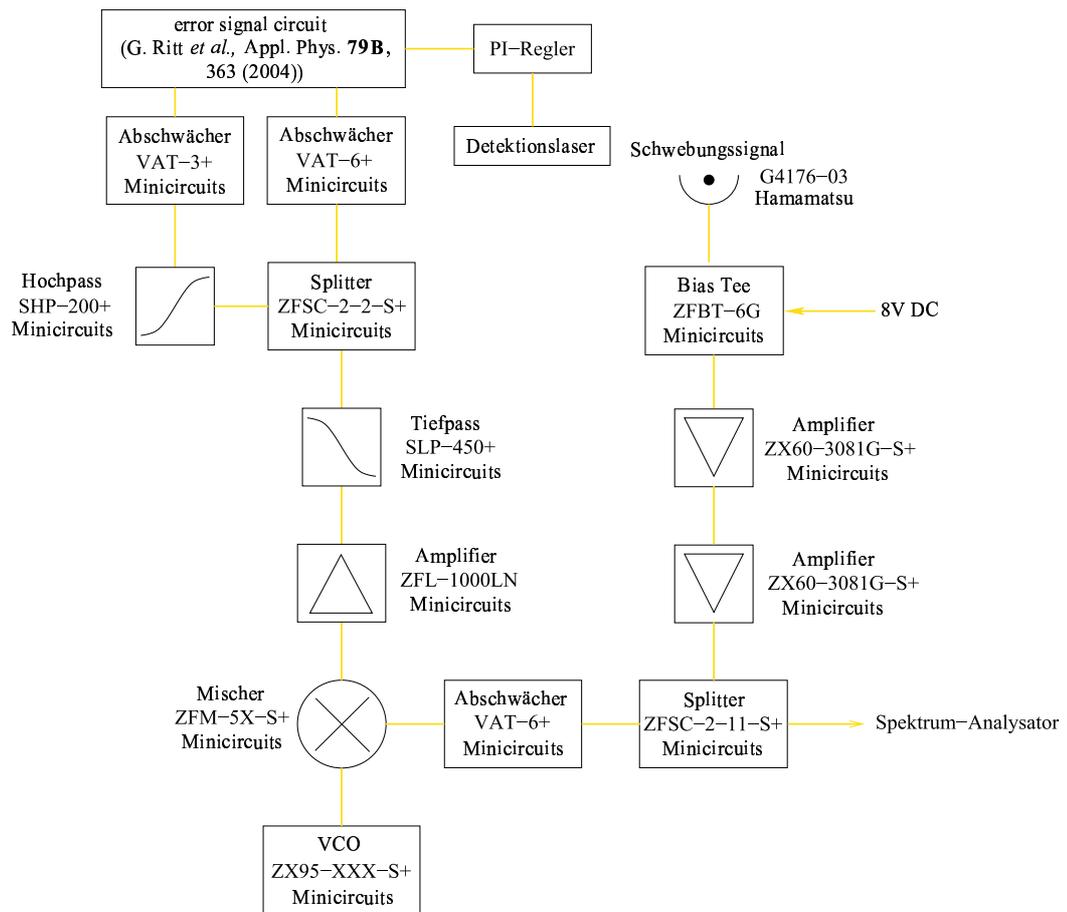


Abbildung 8.2: Aufbau des *offset - locks* zur Frequenzstabilisierung des Detektionlasers.

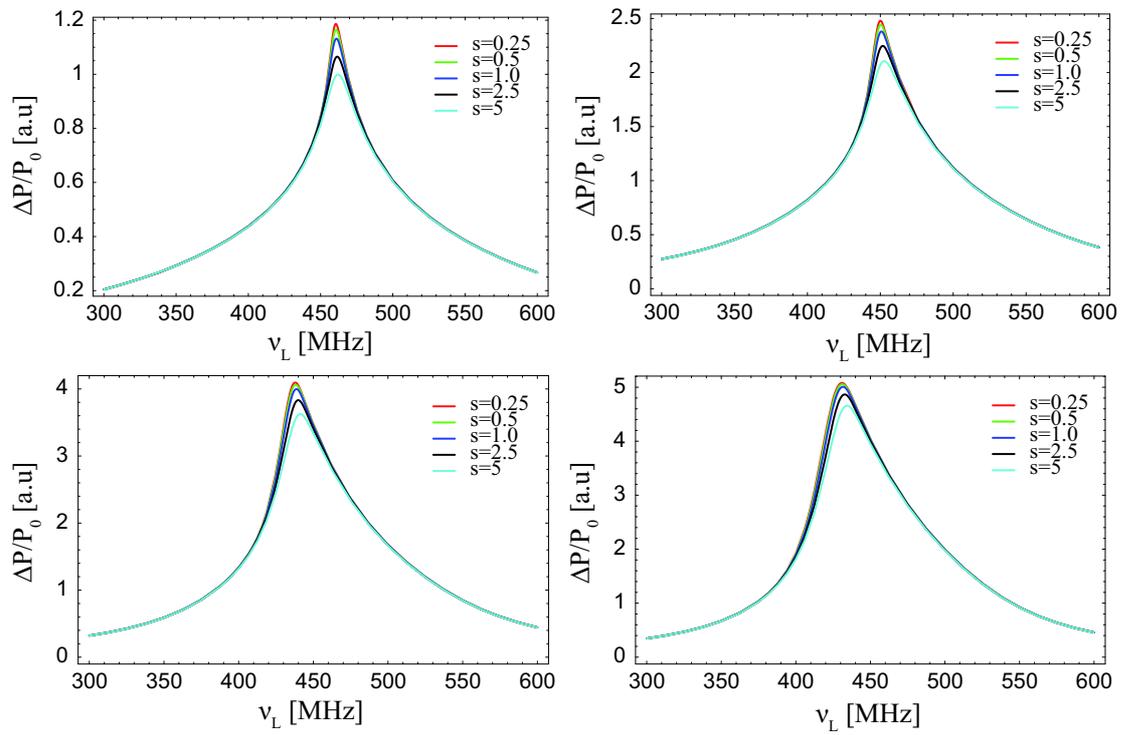


Abbildung 8.3: Von links nach rechts: Abschwächverhalten des *probe* Lasers als Funktion des Sättigungsparameters bei $U_0 = 8.3\text{mK}$ und einer Füllung von $N = 7360$ Atomen für die Temperaturen $T = 20\mu\text{K}$, $T = 50\mu\text{K}$, $T = 100\mu\text{K}$ und $T = T_D$.

durchläuft einen Tiefpass, und wird anschließend in zwei Anteile aufgeteilt. Der eine Anteil wird um 6dB abgeschwächt, der andere Anteil durchläuft einen Hochpass und einen 3dB Abschwächer. Vergleicht man diese beiden Signale miteinander, so erhält man als Ergebnis ein dispersives Signal mit einem Nulldurchgang beim 3dB - Punkt des Hochpasses [128]. Bezeichnet $\Delta\nu$ die Schwebungsfrequenz und ν_{VCO} die Frequenz des VCO, so errechnet sich der Nulldurchgang des dispersiven Signals aus der Bedingung

$$|\Delta\nu - \nu_{VCO}| = \nu_{3dB}, \text{ mit } \nu_{3dB} = 164\text{MHz}. \quad (8.1)$$

Ist der Laser weit genug durchstimmbaar, stehen mit diesem Verfahren vier verschiedene Regelflanken und damit vier verschiedene *offset* - Frequenzen zur Verfügung. Eine Möglichkeit, das für die Detektion notwendige Rückpumplicht zu erzeugen, besteht darin, einen Teil des *offset gelockten* Laserlichts mit Hilfe eines elektrooptischen Modulators bei einer Frequenz von 3GHz zu modulieren. Die Grobeinstellung der Frequenz kann über den VCO erfolgen, die Feinabstimmung und das Schalten muss jedoch für jeden Zweig separat mit Hilfe eines AOM's durchgeführt werden. Die beiden Strahlen können dann überlagert und über eine Faser zum Experiment geführt werden, wo schließlich die Einkoppelung in die *band gap* Faser erfolgt. Der VCO wird dabei wie die AOM's auch über das *ADWin* - System des Experimentes angesteuert. Zur Illustration ist in Abbildung 8.2 noch einmal die eben diskutierte Frequenzregelung für den Detektionslaser dargestellt.

8.2 Bestimmung der zu erwartenden Signalstärke

Wie eingangs diskutiert, handelt es sich bei dieser Nachweismethode um eine Einzela-
tomdetektion mit Signalstärken im Bereich weniger 10pW. Es ist deshalb vor diesem Hintergrund absolut notwendig, die zu erwartende Signalstärke für verschiedene Szenarien abzuschätzen, um feststellen zu können, welche Empfindlichkeit das Detektionssystem mindestens besitzen muss. Ausgangspunkt der Diskussion ist das de - Beersche Gesetz für schwache Sättigung, also $s \ll 1$, welches in der Form

$$\frac{\Delta I(r, \nu)}{I_0} := 1 - \frac{I(r, \nu_L)}{I_0} = 1 - e^{-\int_{-l/2}^{l/2} n(r, z) \sigma_{abs}(r, \nu_L) dz} \quad (8.2)$$

die ortsaufgelöste, frequenzabhängige Abschwächung des Probestrahls entlang der Faser beschreibt. $n(r, z)$ bezeichnet die gaußförmige Dichteverteilung in der Dipolfalle und $\sigma_{abs}(r, \nu_L)$ den Absorptionsquerschnitt, dessen Intensitätsabhängigkeit bei der Integration vernachlässigt worden ist, der aber explizit aufgrund der AC - Stark - Verschiebung von der Radialkoordinate abhängt. Bezeichnet $\delta_{AC}(r) := \Delta E(r)/\hbar$ die ortsabhängige Verstimmung eines Atoms im Abstand r , so erhält man mit $\Delta(r, \nu_L) := \delta_{AC}(r) - 2\pi\nu_L$ und $\sigma_0 = \frac{\hbar\omega_{res}\gamma}{2I_{Sat}}$ für den Absorptionsquerschnitt $\sigma_{abs}(r, \nu_L)$ den Ausdruck

$$\sigma_{abs}(r, \nu_L) = \frac{\sigma_0}{1 + 4(\Delta(r, \nu_L)/\gamma)^2 + s}. \quad (8.3)$$

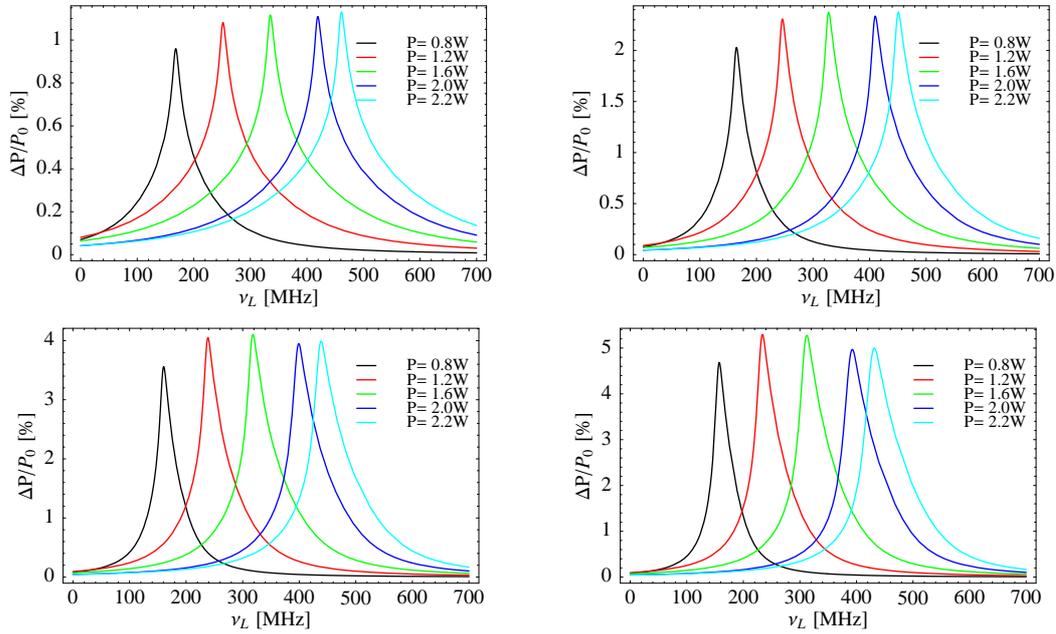


Abbildung 8.4: Von links nach rechts: Abschwächverhalten des *probe* Lasers als Funktion der Laserleistung mit experimentell bestimmter Füllung und Dichte bei $s = 1$ für die Temperaturen $T = 20\mu\text{K}$, $T = 50\mu\text{K}$, $T = 100\mu\text{K}$ und $T = T_D$.

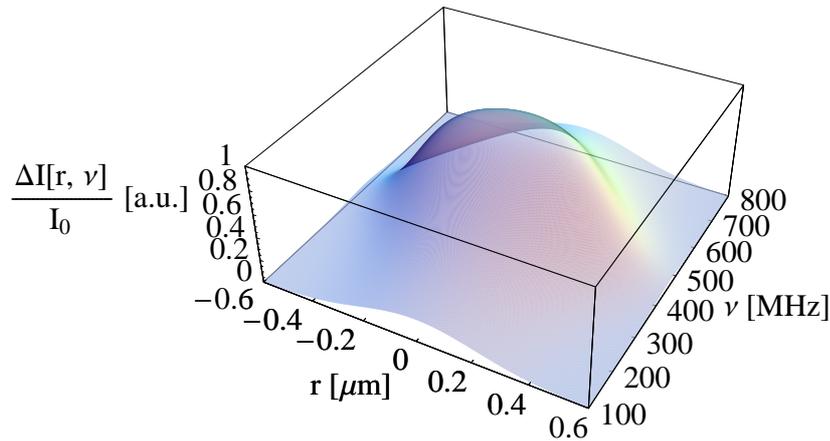


Abbildung 8.5: Relative Absorptionsstärke in Abhängigkeit von der radialen Position und der Frequenz für $U_0 = 8.3\text{mK}$, $N = 7360$ und $T = 50\mu\text{K}$.

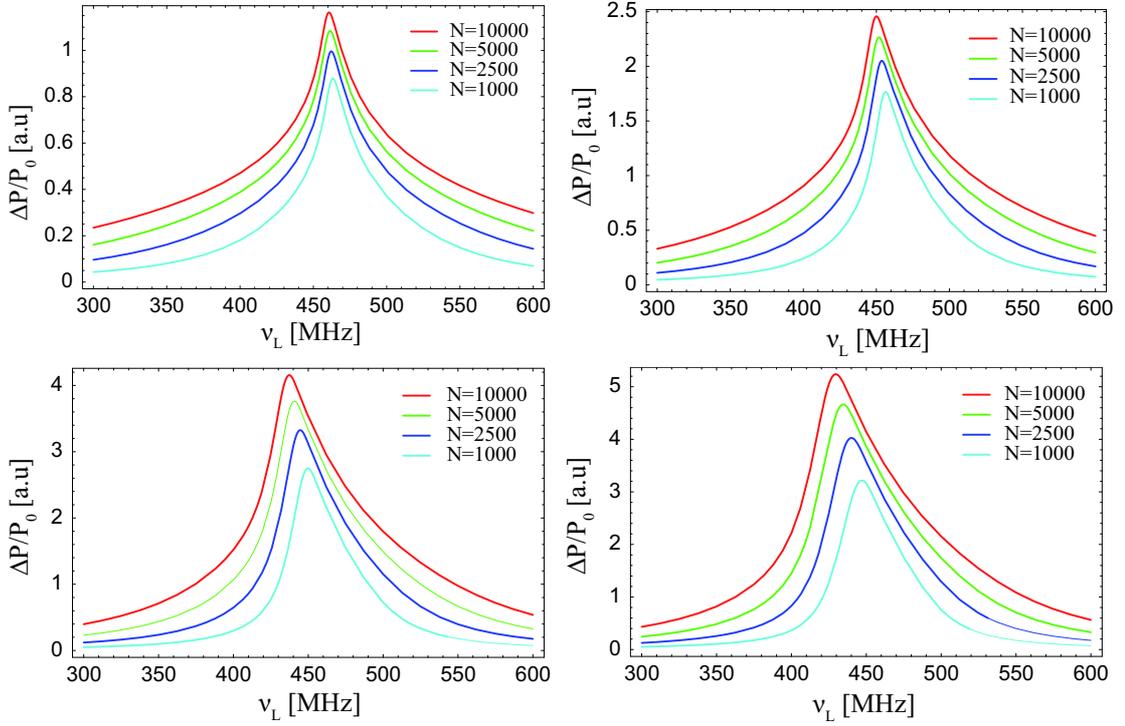


Abbildung 8.6: Von links nach rechts: Abschwächverhalten des *probe* Lasers als Funktion der Füllung bei $U_0 = 8.3\text{mK}$ und $s = 1$ für die Temperaturen $T = 20\mu\text{K}$, $T = 50\mu\text{K}$, $T = 100\mu\text{K}$ und $T = T_D$.

ω_{res} bezeichnet die Resonanzfrequenz bei 780nm , I_{Sat} die Sättigungsintensität für ein isotropes Pumpfeld.

Um die Ausdehnung der Dichteverteilung, also σ_r und σ_z und die Maximaldichte n_0 bestimmen zu können, muss die Ausdehnung der Oszillatorwellenfunktion für den im Mittel besetzten Zustand $|\langle n \rangle\rangle$ berechnet werden. Dieser Zustand wird wie in Kapitel 3.2 beschrieben aus der Boltzmann - Verteilung als Funktion der Temperatur des Gases in der Faser bestimmt. Bezeichnet $\langle r_{\langle n \rangle}^2 \rangle$ den Erwartungswert dieses Zustands, so kann n_0 über den Zusammenhang

$$n_0 = \frac{\Phi}{v_z \pi \langle r_{\langle n \rangle}^2 \rangle} \quad (8.4)$$

berechnet werden. Dieser Wert liegt in der Größenordnung von $10^{11}/\text{cm}^3$. Φ bezeichnet den optimierten Maximalfluss ($\sim 1.2 \times 10^5/\text{s}$) durch die Faser und v_z die dazu gehörige Axialgeschwindigkeit ($\sim 1.46\text{m/s}$) bei 2.2W eingekoppelter Laserleistung. σ_r wird mittels $\langle r_{\langle n \rangle} \rangle$ in der Form $\sigma_r \approx \langle r_{\langle n \rangle} \rangle$ abgeschätzt, wobei σ_z dann mit Hilfe der experimentell bestimmten Teilchenzahl N durch die Normierung der Gesamtdichte festgelegt werden kann.

In Abbildung 8.5 ist die relative Absorptionsstärke entlang der Faser als Funktion der

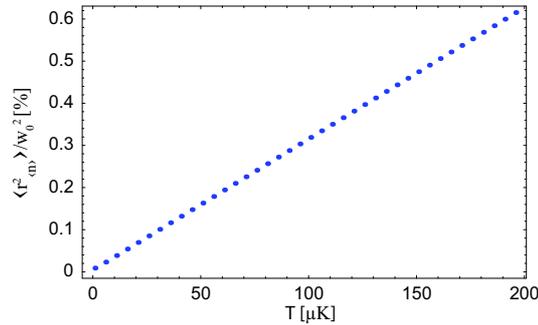


Abbildung 8.7: Darstellung des temperaturabhängigen Flächenverhältnisses, definiert durch den quadratischen Erwartungswert des im Mittel besetzten Zustands $\langle r_{\langle n \rangle}^2 \rangle$ und den quadratischen Modenradius w_0^2 .

Radialkoordinate und der Laserfrequenz bei einer Füllung von $N = 7360$, einer Fallentiefe von 8.3mK , $s = 1$ und einer Temperatur von $50\mu\text{K}$ visualisiert. Man erkennt, dass auf der Faserachse und auf der Resonanz die Absorption vollständig ist.

Um die Abschwächung der Laserleistung über die gesamte Querschnittsfläche des Strahls zu erhalten, wird Gleichung (8.2) über den Kernradius integriert. Man erhält damit den Ausdruck für die relative Abschwächung respektive Signalstärke

$$\eta_{\text{signal}} := \frac{\Delta P(\nu)}{P} = \frac{2\pi}{\pi w_0^2} \int_0^{w_0} r \frac{\Delta I(r, \nu)}{I_0} dr. \quad (8.5)$$

Mit Hilfe von Gleichung (8.5) kann nun für verschiedene Temperaturen respektive Maximaldichten, das Abschwächverhalten des Detektionsstrahls entlang der Faser in Abhängigkeit von der Sättigung s , von der Füllung N in der Faser und von der verwendeten Laserleistung berechnen werden. In Abbildung 8.3, 8.4 und 8.6 sind die Ergebnisse dargestellt. Man erkennt, dass der dominante Parameter zur Charakterisierung der Abschwächung die Temperatur und damit die Besetzung respektive die Dichteverteilung der Atome im Dipolpotential ist. Offensichtlich nimmt die Abschwächung annähernd linear mit zunehmender Temperatur zu. Dieses kann damit begründet werden, dass das Verhältnis zwischen Strahldurchmesser und Ausdehnung der radialen Wellenfunktion die Abschwächung bestimmt. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 8.7 visualisiert. Aufgetragen ist das Verhältnis zwischen dem quadratischen, radialen Erwartungswert des im Mittel besetzten Zustands $\langle r_{\langle n \rangle}^2 \rangle$ und dem quadratischen Modenradius w_0^2 als Funktion der Temperatur. Im relevanten Temperaturbereich hat man es in der Tat mit einem linearen Zusammenhang zu tun, der bis auf einen Skalierungsfaktor die Leistungsabschwächung des Detektionstrahls in der Faser recht gut beschreibt.

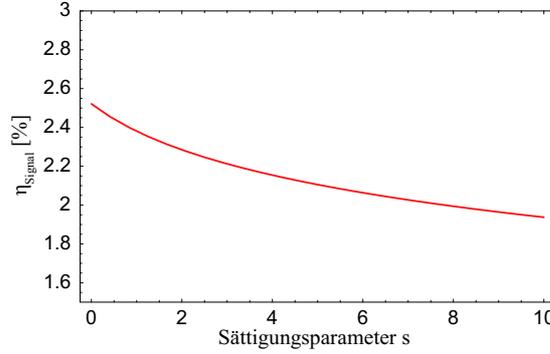


Abbildung 8.8: Relative Signalstärke als Funktion des Sättigungsparameters bei $U_0 = 8.3\text{mK}$, $n_0 = 6.4 \times 10^{11}/\text{cm}^3$ und einer Füllung von $N = 7360$ Atomen.

8.3 Anforderungen an das Detektionssystem

Die Analyse des Absorptionsprozesses in der Faser hat gezeigt, dass die zu erwartende relative Signalstärke η_{Signal} im Bereich von etwa 2.2% liegt (siehe auch Abb. 8.8). Da offensichtlich die Sättigung den Absorptionsprozess nicht allzu sehr einschränkt, kann ohne Weiteres mit mehr Leistung gearbeitet werden, was zudem den Vorteil hat, dass das Signal - Rausch - Verhältnis besser wird. Bezeichnet $\Delta\nu_{APD}$ die Bandbreite der Avalanche - Diode³ und $P_{det.,1}$ und $P_{det.,2}$ die Detektionsleistung vor und nach der Absorption, so gilt für das Signal - Rausch - Verhältnis S/N der Zusammenhang

$$S/N = \frac{P_{det.,2} \eta_{Signal}}{NEP\sqrt{\Delta\nu_{APD}}} \text{ mit } \eta_{Signal} = 1 - \frac{P_{det.,1}}{P_{det.,2}}. \quad (8.6)$$

Die zeitliche Schwankung von S/N wird über den Ausdruck

$$\sigma_{S/N} = \frac{1}{NEP\sqrt{\Delta\nu_{APD}}} \sqrt{(\sigma_{\eta_{Signal}} P_{det.,2})^2 + (\eta_{Signal} \sigma_{P_{det.,2}})^2} \text{ mit} \quad (8.7)$$

$$\sigma_{\eta_{Signal}} = \sqrt{\left(\frac{1}{P_{det.,2}} \sigma_{P_{det.,1}}\right)^2 + \left(\frac{P_{det.,1}}{P_{det.,2}^2} \sigma_{P_{det.,2}}\right)^2}$$

definiert. Aufgrund der Bedingung $\eta_{signal} \ll 1$ vereinfachen sich die Ausdrücke mit der Abkürzung $P_{det.,1} \approx P_{det.,2} =: P_{det.}$ zu

$$S/N = \frac{P_{det.} \eta_{Signal}}{NEP\sqrt{\Delta\nu_{APD}}} \quad (8.8)$$

$$\sigma_{S/N} \approx \frac{1}{NEP\sqrt{\Delta\nu_{APD}}} \sqrt{2 + \eta_{Signal}^2} \sigma_{P_{det.}}$$

In Abbildung 8.9 sind zunächst die absolute Signalstärke, also $\eta_{Signal} P_{det.}$ sowie S/N als Funktion des Sättigungsparameters aufgetragen. Anhand der rechten Grafik erkennt man, dass die Empfindlichkeit der Avalanche - Diode für die zu erwartenden

³ $\Delta\nu_{APD} = 100\text{kHz}$, $NEP = 0.02\text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$

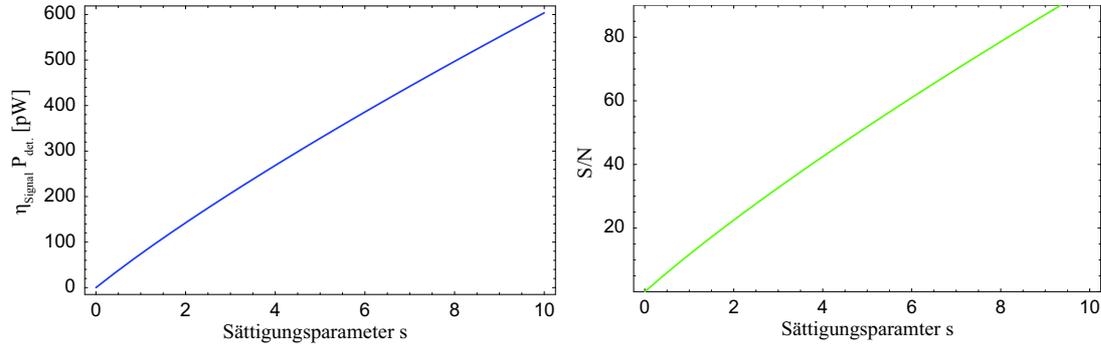


Abbildung 8.9: Absolute Signalstärke $\eta_{Signal}P_{det.}$ und Nachweisempfindlichkeit S/N der Avalanche - Diode in Abhängigkeit von der Sättigung bei $U_0 = 8.3\text{mK}$, $n_0 = 6.4 \times 10^{11}/\text{cm}^3$ und $N = 7360$.

Signalstärken (linke Grafik) sehr gut ist und demzufolge der limitierende Faktor in diesem Messverfahren im wesentlichen die Stabilität des Lasersystems selbst ist. Betrachtet man zur Analyse dieses Sachverhalts die relative Schwankung des Signals, so erhält man den Ausdruck

$$\frac{\sigma_{S/N}}{S/N} = \frac{\sqrt{2 + \eta_{Signal}^2} \sigma_{P_{det.}}}{\eta_{Signal} P_{det.}} \quad (8.9)$$

Da sowohl mit zunehmendem Laserrauschen als auch mit zunehmender Sättigung das Verhältnis schlechter wird, existiert kein optimaler Arbeitspunkt. Setzt man deshalb $S/N \stackrel{!}{=} \sigma_{S/N}$, so erhält man eine obere Schranke für das Laserrauschen in Abhängigkeit vom Sättigungsparameter s .

$$\frac{\sigma_{P_{det.}}}{P_{det.}} = \frac{\eta_{Signal}}{\sqrt{2 + \eta_{Signal}^2}} \approx \frac{\eta_{Signal}}{\sqrt{2}} \quad (8.10)$$

Diese Größe ist somit ein Maß für die benötigte Intensitätsstabilität der Detektion. In Abbildung 8.10 ist die benötigte Intensitätsstabilität in Abhängigkeit des Sättigungsparameters aufgetragen. Daraus folgt, dass

$$\frac{\sigma_{P_{det.}}}{P_{det.}} \ll 1\% \quad (8.11)$$

zu erfüllen ist, was die Implementierung einer Intensitätsregelung für den Detektionslaser erzwingt. Zudem gewinnt man auch durch eine verbesserte Statistik einen Faktor \sqrt{p} (p : Anzahl der Iterationen).

Ohne Regelung wird beim gegenwärtigen Aufbau für $p = 20$ eine Stabilität von etwa 3% erreicht, was auf einen Wert für $\sigma_{S/N}/S/N$ von etwa 2 führt und damit für die Detektion der Atome noch nicht ausreichend ist.

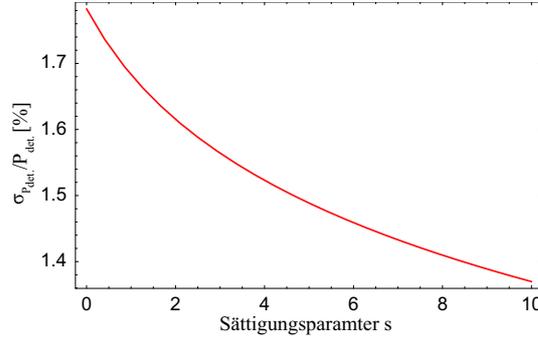


Abbildung 8.10: Erforderliche Intensitätsstabilität in Abhängigkeit vom Sättigungsparameter bei $U_0 = 8.3\text{mK}$, $n_0 = 6.4 \times 10^{11}/\text{cm}^3$ und $N = 7360$.

8.4 Neuartige Physik mit photonischen *band gap* Fasern

Mit dem eben diskutierten Messverfahren und mit ausreichend hoher Stabilität und einem gegebenenfalls empfindlicheren Detektor und guter Statistik ist es möglich, die Atome in der Faser mit einem Signal - Rausch - Verhältnis, das wesentlich besser als eins ist, zu detektieren.

Daraus ergibt sich die Frage, welche physikalischen Möglichkeiten dieses neuartige, photonische System mit kalten Atomen bietet. Im folgenden Abschnitt werden zwei Szenarien vorgestellt, die experimentell mit diesem System zu erreichen sind.

8.4.1 Nichtlineare Optik in einem stark wechselwirkenden System

In dem im Rahmen dieser Arbeit generierten, photonischen System unterschreitet die radiale Ausdehnung $\langle A \rangle$ der atomaren Wellenfunktion die optische Wellenlänge, wodurch ein stark korreliertes System, bestehend aus kalten Atomen und photonischem Lichtfeld, erzeugt wird. Dieses System eröffnet die Möglichkeit, nichtlineare, optische Effekte in der Faser zu erzeugen. Aktuelle, theoretische Vorschläge gehen davon, dass mit geeigneten Techniken ein photonisches Tonks - Girardeau Gas in der Faser durch Ausnutzung nichtlinearer Effekte erzeugt werden könne [129]. Ausgangspunkt der folgenden Diskussion ist die elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT), die erstmals von [130] beobachtet worden ist. Dazu wird das Λ - System, bestehend aus den drei Zuständen $|1\rangle$, $|2\rangle$ und $|3\rangle$ in Abbildung 8.11 betrachtet. Ω_p^\pm und Ω_c^\pm bezeichnen die Rabi - Frequenzen der hin- und rücklaufenden Kontroll- respektive Probefelder, Δ_{31} und Δ_{32} die Verstimmungen der Einzelphotonenübergänge, γ_{31} und γ_{32} die spontanen Zerfallsraten dieser Übergänge und $\delta := \Delta_{32} - \Delta_{31}$ die Verstimmung gegenüber der Zweiphotonenresonanz. Die Kopplung der beiden Felder Ω_c^+ und Ω_p^+ an den gemeinsamen Zustand $|3\rangle$ führt zu einer AC - Stark - Verschiebung der atomaren Niveaus. Das sich daraus ergebene System wird unter der Bedingung, $\delta = 0$, also $\Delta := \Delta_{31} = \Delta_{32}$,

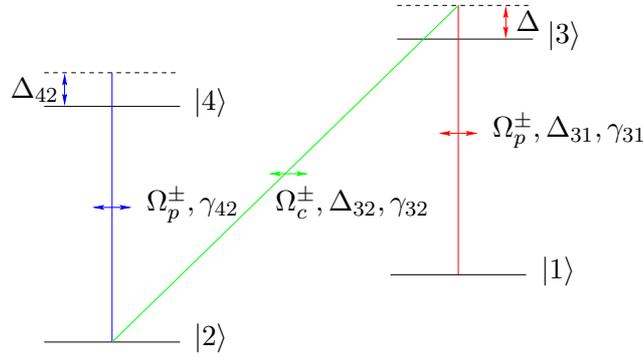


Abbildung 8.11: Niveausystem zur Erzeugung eines Tongs - Girardeau Gases mit dem zugrundeliegenden Λ - System zur Erzeugung von EIT.

durch die neuen Basiszustände

$$\begin{aligned}
 |\psi^0\rangle &= \cos(\theta) |1\rangle - \sin(\theta) |2\rangle \\
 |\psi^+\rangle &= \sin(\theta) \sin(\phi) |1\rangle + \cos(\theta) \sin(\phi) |2\rangle + \cos(\phi) |3\rangle \\
 |\psi^-\rangle &= \sin(\theta) \cos(\phi) |1\rangle + \cos(\theta) \cos(\phi) |2\rangle - \sin(\phi) |3\rangle
 \end{aligned} \tag{8.12}$$

mit

$$\tan(\theta) = \frac{\Omega_p^+}{\Omega_c^+} \quad \text{und} \quad \tan(2\phi) = \frac{\sqrt{\Omega_p^{+2} + \Omega_c^{+2}}}{\Delta} \tag{8.13}$$

und die dazugehörigen Energieeigenwerte

$$\begin{aligned}
 \hbar\delta_{AC}^0 &= 0 \\
 \hbar\delta_{AC}^\pm &= \frac{\hbar}{2} \left(\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \Omega_c^{+2} + \Omega_p^{+2}} \right)
 \end{aligned} \tag{8.14}$$

charakterisiert. $|\psi^0\rangle$ wird in diesem Zusammenhang als Dunkelzustand bezeichnet, da eine Entwicklung des Systems in diesem Zustand zu keiner Absorption führt. Im Falle schwacher *probe* Intensität, also $\Omega_p^+ \ll \Omega_c^+$, wird die AC - Stark - Verschiebung durch das Kontrollfeld dominiert. In diesem experimentell wichtigen Fall gilt $\theta = \pi/2$, sodass der Dunkelzustand mit dem alten Basiszustand $|1\rangle$ übereinstimmt. Daraus folgt die Transparenz der Mediums für den eingestrahnten *probe* Laser. Das Phänomen wird elektromagnetisch induzierte Transparenz (EIT) genannt und läßt auch als destruktive Interferenz der durch das Kontrollfeld miteinander gekoppelten Zustände $|2\rangle$ und $|3\rangle$ auffassen. Weiterhin ist es zweckmäßig, in diesem Zusammenhang die lineare Suszeptibilität $\chi^{(1)}$ zu betrachten, für die unter den oben genannten Bedingungen und im Grenzfall langer Kohärenzzeit der beiden Grundzustände der Zusammenhang $\chi^{(1)}(\delta)|_{\delta=0} = 0$ gilt. Daraus folgt zum einen wegen $\text{Im}(\chi^{(1)}(\delta)) = 0$ die vollständige Unterdrückung der Absorption des *probe* Lichts, also die Transparenz des Mediums und zum zweiten wegen $\text{Re}(\chi^{(1)}(\delta)) = 0$ eine Dispersion mit einem sehr steilen Nulldurchgang bei der

Zweiphotonenresonanz [131]. Dieser Durchgang wird in linearer Näherung durch den Ausdruck

$$\operatorname{Re} \left(\chi^{(1)}(\delta) \right) = \frac{3}{4\pi^2} \rho \lambda_p^3 \frac{2\gamma_{31}\delta}{\Omega_c^{+2}} + \mathcal{O}(\delta^2) \quad (8.15)$$

charakterisiert, wobei ρ die atomare Dichte und λ_p die Wellenlänge des *probe* Lasers bezeichnen. Da die Atome vom Lichtfeld völlig entkoppelt sind, ist der Brechungsindex in diesem Regime eins und damit entspricht die Phasengeschwindigkeit der Lichtgeschwindigkeit, also $v_{ph} = c$. Für die Gruppengeschwindigkeit gilt hingegen der Zusammenhang

$$v_{gr} := \left. \frac{d\omega_p}{dk_p} \right|_{\delta=0} = \frac{c}{1 + \omega_p \left(\frac{dn}{d\omega_p} \right)} \text{ mit } n(\delta) = \sqrt{1 + \operatorname{Re} \left(\chi^{(1)}(\delta) \right)}. \quad (8.16)$$

Damit ergibt sich eine dispersionsfreie Entwicklung des *probe* Lichts mit einer Gruppengeschwindigkeit, die durch den Ausdruck

$$v_{gr} = \frac{c}{1 + n_{gr}} \text{ mit } n_{gr} = \frac{3}{2\pi} \rho \lambda_p^2 c \frac{\gamma_{31}}{\Omega_c^{+2}} = \rho \sigma c \frac{\gamma_{31}}{\Omega_c^{+2}} \quad (8.17)$$

gegeben ist, wobei $\sigma = 3\lambda_p^2/2\pi$ den Absorptionsquerschnitt bezeichnet. Es ist demzufolge möglich, durch eine Verringerung der Intensität ($I_c \sim \Omega_c^{+2}$) des Kopplungsfeldes respektive eine Erhöhung der atomaren Dichte den Lichtpuls bis auf wenige Meter pro Sekunde abzubremesen. Dieses konnte experimentell bestätigt werden [132].

Um mit diesem Verfahren einen Lichtpuls völlig stoppen zu können, ist zu fordern, dass die Bandbreite des Pulses $\Delta\omega_B$ zu jedem Zeitpunkt wesentlich kleiner als die Breite der spektralen Transparenz $\Delta\omega_{trans}$ ist, da nur so die Absorption des Pulses unterbunden werden kann. Führt man die Verzögerung des Pulses in der Form $\tau_d = L_{Fib}(1/v_{gr} - 1/c) = L_{Fib}n_{gr}/c$ ein, so muss die Ungleichung

$$\Delta\omega_B \ll \Delta\omega_{trans} = \frac{\Omega_c^{+2}}{\sqrt{\gamma_{31}\gamma_{deph.}}} \frac{1}{\sqrt{\rho\sigma L_{Fib}}} = \sqrt{\rho\sigma L_{Fib}} \frac{1}{\tau_d} \sqrt{\frac{\gamma_{31}}{\gamma_{deph.}}} \quad (8.18)$$

erfüllt werden, wobei $\gamma_{deph.}$ die durch Dephasierung und spontanen Zerfall verursachte Abnahme der Kohärenz des angeregten Zustands charakterisiert [131]. Diese Bedingung kann eingehalten werden, indem die Gruppengeschwindigkeit adiabatisch durch Herunterrampen des Kontrollfeldes reduziert wird, da in diesem Falle die Pulsbreite mit der Gruppengeschwindigkeit in der Form $\Delta\omega_B(t) = \Delta\omega_B(0)v_{gr}(t)/v_{gr}(0)$ skaliert [133]. Eine nahezu perfekte Umgebung für die Erzeugung von langsamem respektive gestopptem Licht bietet aufgrund der starken Korrelation zwischen den Lichtfeldern und den kalten Atomen die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte, photonische *band gap* Faser. Dazu werden aus einer Richtung gleichzeitig das Kontrollfeld Ω_c^+ und der *probe* Lichtpuls Ω_p^+ in die Faser eingekoppelt. Aufgrund der normalen Dispersion wird dieser Puls komprimiert und propagiert entlang der Faser mit der oben angegebenen Gruppengeschwindigkeit. Wird nun wie oben beschrieben das Kontrollfeld Ω_p^+ adiabatisch heruntergerampft, so kann die photonische Anregung in eine atomare Spin - Anregung

umgewandelt und der Puls gestoppt werden [134, 135, 136, 137]. Die kohärente Dynamik des Pulses wird durch die Einführung eines Quasiteilchen modelliert, das in diesem Kontext als dunkles Polariton bezeichnet wird [138, 133, 139]. Schaltet man dann zusätzlich das entgegenlaufende Kontrollfeld Ω_c^- ein und rampt beide gemeinsam hoch, so kann die reversibel umgewandelte, photonische Anregung vollständig in der Stehwelle eingeschlossen, d.h gespeichert werden, da an den Knoten der Stehwelle die Transparenz des Mediums aufgehoben wird. Die Nichtlinearität des Mediums wird ausgenutzt, indem das entgegenlaufende *probe* Feld den Zustand $|2\rangle$ an das angeregte Niveau $|4\rangle$ koppelt. Aufgrund der Verstimmung gegenüber dem oberen Niveau führt dieses Feld zu einer zusätzlichen AC - Stark - Verschiebung des Grundzustands $|2\rangle$. Diese verursacht effektiv eine Verschiebung der Zweiphotonenresonanz und damit insbesondere eine intensitätsabhängige Verschiebung des dispersiven Signals. Quantitativ wird der Brechungsindex um einen nichtlinearen Beitrag, der nun explizit von der Intensität dieses Feldes abhängt, erweitert. Aufgrund der Steilheit der Suszeptibilität in der Resonanz und aufgrund der in Faser generierten hohen Intensitäten, erzeugt dieses System eine extrem hohe Nichtlinearität und damit die Möglichkeit, die Dynamik des Polaritons zu beeinflussen.

Diese Dynamik wird mit Hilfe einer nichtlinearen Schrödingergleichung charakterisiert. Bezeichnet Ψ_{\pm} den Feldoperator für ein nach rechts (+) respektive nach links (-) laufendes Polariton, so läßt sich die zeitliche Entwicklung in der Form

$$i\partial_t\Psi(z,t) = -\frac{1}{2m_{eff}}\partial_z^2\Psi(z,t) + 2\tilde{g}\Psi^\dagger(z,t)\Psi^2(z,t) \text{ mit} \quad (8.19)$$

$$\Psi(z,t) = \frac{\Psi_+(z,t) + \Psi_-(z,t)}{2}, \quad m_{eff} = -\frac{\gamma_{1D}\rho}{4\Delta v_{gr}} \text{ und } 2\tilde{g} = \frac{\gamma_{1D}v_{gr}}{\Delta_{42}}$$

darstellen [129]. γ_{1D} bezeichnet die spontane Emissionsrate eines Atoms in eine benachbarte *dressed state* Mode, v_{gr} die Gruppengeschwindigkeit, ρ die konstante, atomare Dichte in der Faser und \tilde{g} die Wechselwirkungsstärke zwischen den Photonen. Dabei kann die Wechselwirkung durch den dimensionslosen Parameter η eingestellt werden, der sich in der Form

$$\eta = \frac{m_{eff}\tilde{g}}{n_{ph}} = -\frac{\gamma_{1D}^2}{8\Delta_{42}\Delta} \frac{\rho}{\rho_{ph}} \quad (8.20)$$

darstellen läßt und der das Verhältnis zwischen der photonischen Wechselwirkung und der kinetischen Energie der Photonen beschreibt. Dabei bezeichnet ρ_{ph} die Photondichte in der Faser. Im Grenzfall $\eta \rightarrow \infty$ hat man es mit einer sehr starken, repulsiven Wechselwirkung zu tun, die zu einer Fermionisierung der Photonen führt und als Tonks - Girardeau Regime bezeichnet wird [140, 141]. Dieses Regime ist im photonischen System durch das Einstellen der Verstimmungen Δ_{42} und Δ erreichbar. Mit ultrakalten, bosonischen Atome ist es bereits 2004 erfolgreich gelungen, ein Tonks - Gas zu erzeugen [142, 143].

Inwieweit das Tonks - Gas und damit die Erzeugung eines fermionisierten, photonischen Kristalls mit dem verwendeten, photonischen Wellenleiter möglich ist, bleibt in diesem Stadium des Experimentes offen. Dieses liegt vor allem an der Tatsache, dass die zentrale Wellenlänge der Faser bei 1060nm liegt und man damit zumindest gegenüber den

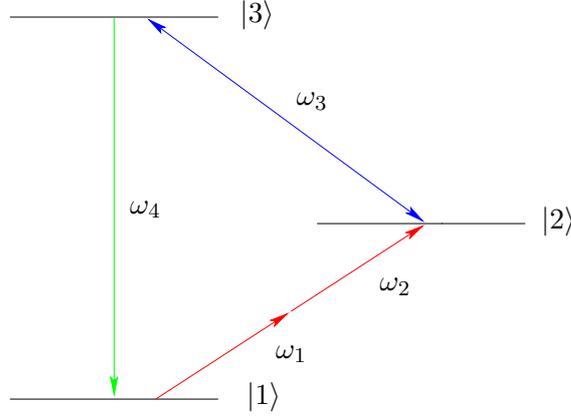


Abbildung 8.12: Niveausystem zur Erzeugung von Vierwellenmischprozessen in transparenten Medien.

beiden D - Linien extrem weit rot verstimmt ist. Da die optische Dichte $\kappa_{opt} = \rho\sigma L_{Fib}$ wegen $\sigma = 3\lambda^2/2\pi$ und $\rho \sim 5 \times 10^{17}/\text{m}^3$ im Bereich von 10^4 liegt, sollte in dem hier untersuchten System EIT beobachtbar sein. EIT konnte bereits in einer mit Rubidium - Dampf gefüllten, photonischen Faser bei einer Dichte von $2.1 \times 10^{16}/\text{m}^3$ beobachtet werden [70]. Daneben gibt es weitere Konzepte, die Nichtlinearität der Faser für andere physikalische Phänomene auszunutzen, eine Übersicht dieser Vorschläge findet sich in [72].

Eine Möglichkeit besteht darin, die Faser gezielt für Vierwellen-Mischprozesse im Regime der EIT einzusetzen, wie es in Abbildung 8.12 dargestellt ist. Dabei erzeugt die Polarisation P des atomaren Mediums das elektrische Feld E_4 mit der Mischfrequenz ω_4 . Die Entwicklung des neuen Feldes wird über die erweiterte Wellengleichung charakterisiert. Bezeichnen E_1, E_2 und E_3 die drei Primärfelder und E_4 das erzeugte Feld in einer Dimension, dann läßt sich der Zusammenhang durch den Ausdruck

$$\frac{\partial E_4}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_4}{\partial t} = \frac{i\omega_4}{2c\epsilon_0} \left(P^{(1)}(\omega_4) + P^{(3)}(\omega_4) \right) \quad \text{mit} \quad (8.21)$$

$$P^{(1)}(\omega_4) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E_4 \quad \text{und} \quad P^{(3)}(\omega_4) = \frac{3}{2} \epsilon_0 \chi^{(3)} E_1 E_2 E_3$$

beschreiben. Die lineare Suszeptibilität $\chi^{(1)}$ charakterisiert die Absorption und Dispersion des Feldes bei der Mischfrequenz ω_4 , während die nichtlineare Suszeptibilität $\chi^{(3)}$ die Stärke des Feldes festlegt. Im stationären Fall wird der Anstieg des Feldes entlang des Mediums, also der Faserachse, durch den Ausdruck

$$\frac{dE_4}{dz} = i \frac{\omega_4}{4c} \chi^{(3)} E_1 E_2 E_3 e^{i\Delta k z} - \frac{\omega_4}{2c} \text{Im} \left(\chi^{(1)} \right) E_4 + i \frac{\omega_4}{2c} \text{Re} \left(\chi^{(1)} \right) E_4 \quad (8.22)$$

beschrieben, wobei $\Delta k = k_4 - (k_1 + k_2 + k_3)$ die Phasenfehlانpassung definiert, die aufgrund des frequenzabhängigen Brechungsindex $n(\omega)$ induziert wird. Da nun die Mischfrequenz als *probe* Laser im EIT - System fungiert (siehe auch Abb. 8.12), gilt

$$\text{Im} \left(\chi^{(1)}(\omega_4) \right) = \text{Re} \left(\chi^{(1)}(\omega_4) \right) = 0. \quad (8.23)$$

Man kann zeigen, dass im allgemeinen Fall die Intensität des erzeugten Feldes durch den Ausdruck

$$I_4 = \frac{3n(\omega_4)\omega^2}{8Z_0c^2} \left| \chi^{(3)} \right|^2 |E_1|^2 |E_2|^2 |E_3|^2 F \left(\Delta k, z, \text{Re} \left(\chi^{(1)} \right), \text{Im} \left(\chi^{(1)} \right) \right) \quad (8.24)$$

beschrieben werden kann, wobei der Faktor F die Phasenfehlانpassung charakterisiert und $Z_0 = 376.7\Omega$ die Impedanz des freien Raums beschreibt[131]. Da $\chi^{(3)}|_{\omega=\omega_4}$ maximal wird und zudem $\chi^{(3)} \sim \rho$ gilt, folgt, dass die photonische Faser ein ideales Medium für die Beobachtung von nichtlinearen Mischprozessen darstellt.

8.4.2 Transverales Kühlen im photonischen System

Eine weitere, vielversprechende Möglichkeit besteht darin, eine Kühlung der Atome in der Faser zu realisieren und den Einfluss dieses Kühlverfahrens sowohl anhand des atomaren Flusses als auch anhand der Energieverteilung in der Faser zu untersuchen. Ein effizientes Kühlverfahren eröffnet die Möglichkeit, kohärente Materiewellen innerhalb der Faser zu erzeugen, mit denen schließlich auf photonische Fasern basierende Atominterferometer konstruiert werden können. Auch bei dieser Implementierung spielt die starke Korrelation zwischen dem Licht und den Atomen eine fundamentale Rolle.

Der zugrundeliegende Hamiltonoperator zur Charakterisierung des Systems in einer Dimension kann im mitrotierenden System der Laserfrequenz ω_L und unter Anwendung der *rotating wave* Approximation in der Form

$$\mathcal{H} = \hbar\omega_r \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) - \frac{\hbar\Delta}{2} \sigma + \frac{\hbar\Omega_r}{2} \left(e^{i\eta_{LD}(a+a^\dagger)} \sigma_+ + c.c. \right) \quad (8.25)$$

mit $\Delta := \omega_L - \omega_0$, $\sigma := |e\rangle \langle e| - |g\rangle \langle g|$ und $\sigma_+ := |e\rangle \langle g|$ dargestellt werden [144, 145]. Der erste Term beschreibt das harmonische Oszillatorpotential, der zweite Term das atomare System und der letzte Term die Kopplung zwischen den Oszillatorzuständen $\{|n\rangle, n = 0, 1, 2, \dots\}$ und dem Atom $\{|g\rangle, |e\rangle\}$. Dabei bezeichnet η_{LD} den Lamb - Dicke - Parameter. Er charakterisiert die Kopplungsstärke zwischen dem Laserfeld und den Oszillatorzuständen und kann für ein harmonisches Potential in der Form

$$\eta_{LD} := \sqrt{\frac{\omega_{recoil}}{\omega_r}} \quad (8.26)$$

definiert werden. Im Fall $\eta_{LD} \ll 1$ befindet sich das System im Lamb - Dicke - Regime, was bedeutet, dass die Franck - Condon Koeffizienten nur für $\Delta n = 0, \pm 1$ wesentlich von null verschieden sind und mit η_{LD}^2 skalieren. In diesem Regime kann die Dynamik über ein Ratengleichungssystem beschrieben werden. Anhand von Abbildung 8.13 ergibt sich für die Dynamik der Besetzungswahrscheinlichkeit $P(n)$ des Zustands $|g, n\rangle$ [65]

$$\frac{dP(n)}{dt} = \eta_{LD}^2 (A_- [(n+1)P(n+1) - (n)P(n)] + A_+ [nP(n-1) - (n+1)P(n)]) \quad (8.27)$$

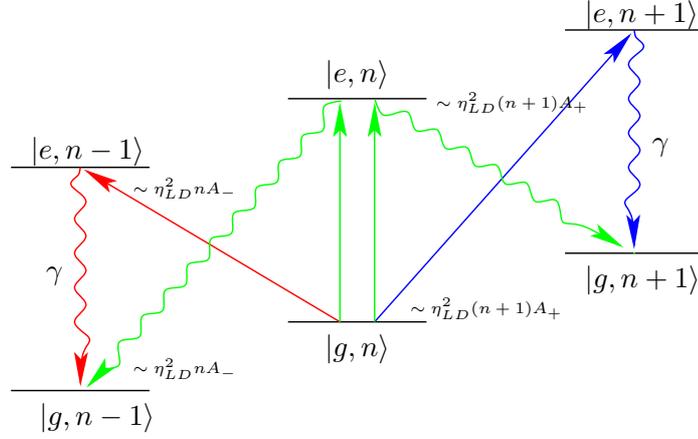


Abbildung 8.13: Übergänge und relative Übergangsstärken im Lamb - Dicke Regime für den allgemeinen Fall.

Dabei charakterisiert A_+ die Heizrate auf dem Übergang $|g, n\rangle \rightarrow |g, n+1\rangle$, während A_- entsprechend die Kühlrate und damit den Übergang von $|g, n\rangle \rightarrow |g, n-1\rangle$ beschreibt. Geht man zu Erwartungswerten mittels $\langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n P(n)$ über, so erhält man die Darstellung

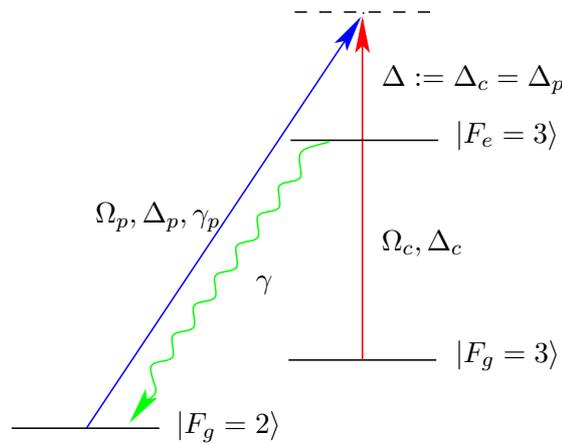
$$\frac{d\langle n \rangle}{dt} = -\eta_{LD}^2 (A_- + A_+) \langle n \rangle + \eta_{LD}^2 A_+ \quad (8.28)$$

mit der stationären Lösung

$$\langle n_s \rangle = \frac{1}{\frac{A_-}{A_+} - 1} \quad (8.29)$$

Eine effektive Kühlung tritt folglich nur für $A_- \gg A_+$ auf.

Für den Lamb - Dicke - Parameter in der photonischen Faser ergibt sich mit der obigen Definition bei einer Falltiefe von 8.3mK ein Wert von $\eta_{LD} \sim 0.265$, so dass dieses photonische System in der Bereich des Lamb - Dicke - Regimes kommt und damit derartige Kühlverfahren möglich werden. Für dieses spezielle System existieren zwei unterschiedliche Verfahren, die für eine zweidimensionale Kühlung der Atome in Frage kommen. Bei dem einen Verfahren handelt es sich um die *resolved sideband* Raman - Kühlung [146, 147, 148, 149, 150, 151]. In diesem System wird der Kühlübergang zwischen zwei langlebigen Grundzuständen ausgenutzt, die über einen Ramanlaser und einen Rückpumplaser miteinander gekoppelt sind. Aufgrund der Langlebigkeit des Übergangs erreicht man das für die Kühlung notwendige *tight confinement*, also $\gamma \ll \omega_r$ und damit die Auflösung der Oszillatorzustände. Genau wie bei der konventionellen Seitenband - Kühlung, die erfolgreich für Ionen eingesetzt wird [152, 153], so wird auch in diesem System durch eine Rotverstimmung des Ramanlasers gegenüber der Zweiphotonenresonanz in der Form $\delta = -\omega_r$ die Bedingung $A_- \gg A_+$ erfüllt und damit auf dem roten Seitenband 1D, 2D und 3D gekühlt, wobei der Grundzustandstransfer für Ionen wie für neutrale Atome $> 90\%$ ist.


 Abbildung 8.14: Λ - System der EIT - Kühlung.

Ein einfacheres und damit vielversprechendes Kühlechema ist das Kühlen auf der Grundlage der bereits oben diskutierten EIT, welches von [65] und [154] vorgeschlagen und zum ersten Mal von [155] experimentell demonstriert wurde. Während bei dem obigen Kühlechema die Bedingungen $\gamma \ll \omega_r$ und $\eta_{LD} \ll 1$ erfüllt sein müssen, ist in diesem Verfahren nur die zweite Bedingung einzuhalten. Das benötigte atomare System besitzt erneut die typische Λ - Konfiguration, dieses Mal bestehend aus den beiden langlebigen Grundzuständen $|F_g = 2\rangle$ und $|F_g = 3\rangle$, die mittels zweier Laserstrahlen, charakterisiert durch die Größen $\{\Omega_c, \Delta_c\}$ respektive $\{\Omega_p, \Delta_p\}$ an den gemeinsamen oberen Zustand $|F_e = 3\rangle$ koppeln (siehe Abb. 8.14). Es folgt, dass im Falle starken Pumpens auf dem Übergang $|F_g = 3\rangle \rightarrow |F_e = 3\rangle$, also unter der Bedingung $\Omega_p \ll \Omega_c$ und bei $\Delta_p = \Delta_c$ der *probe* Laser keine Absorption im Medium erfährt. Im Falle ausreichend, großer Verstimmung $\Delta > 0$ besitzt das System ein Fano - ähnliches Absorptionsprofil, bestehend aus der Linie des Einzelphotonenübergangs ($|\psi^-$) und einer sehr schmalen Linie oberhalb der Zweiphotonenresonanz ($|\psi^+$). Diese beiden Linien können mit den neuen Eigenfrequenzen aus Gleichung (8.14) identifiziert werden. Für die schmale Resonanz gilt zudem $\gamma_p \ll \gamma$, sodass es möglich ist, bei entsprechend großen Fallenfrequenzen, also $\gamma_p \ll \omega_r$, die atomaren Oszillatorzustände aufzulösen und damit die Produktzustände $\{|F, n\rangle\}$ mit einem schmalbandigen Laser zu adressieren. Wählt man die Rabi - Frequenz des Pumpfeldes in der Form $\Omega_c = 2\sqrt{\omega_r(\omega_r + \Delta)}$, so gilt für die AC - Stark - Verschiebung der schmalen Absorptionslinie der Ausdruck $\delta_{AC}^+ = \Delta + \omega_r$. Hält man nun im gekoppelten System die Bedingung für EIT, also $\Delta = \Delta_c = \Delta_p$ ein, so findet maximale Absorption auf dem roten Seitenband statt. Folglich entspricht der Übergang $|F_g = 2, n\rangle \rightarrow |F_e = 3, n\rangle$ dem transparenten Fall und der Übergang $|F_g = 2, n\rangle \rightarrow |F_e = 3, n - 1\rangle$ maximaler Absorption. Damit läßt sich sehr effektiv das Heizen auf dem Trägerübergang, wie es beispielweise beim Seitenbandkühlen auftritt, unterdrücken. Anschaulich betrachtet wird die fehlende Anregungsenergie ω_r der äußeren atomaren Bewegung entzogen. Demzufolge besitzt der angeregte Zustand ein Schwingungsquant weniger als der Grundzustand. Dieses führt allerdings nur dann

Grundzustand	$\Delta E/hP$ [MHz/W]	angeregter Zustand	$\Delta E/hP$ [MHz/W]
$ F_g = 2\rangle$	-76.0	$ F_e = 1\rangle$	+119.5
$ F_g = 3\rangle$	-76.0	$ F_e = 2\rangle$	+86.2
		$ F_e = 3\rangle$	+104.9
		$ F_e = 4\rangle$	+138.2

Tabelle 8.1: Energiekorrekturen der Hyperfeinzustände der D_2 - Linie von ^{85}Rb aufgrund der AC - Stark - Verschiebung in der Faserdipolfalle für linear polarisiertes Licht.

zur einer Kühlung, wenn das Lamb - Dicke - Regime im System realisiert ist und damit die Rückstoßenergie beim spontanen Zerfall $|F_e = 3, n - 1\rangle \rightarrow |F_g = 2, n - 1\rangle$ gegenüber $\hbar\omega_r$ zu vernachlässigen ist. Im Falle der EIT - Kühlung kann der Lamb - Dicke - Parameter auch in der Form

$$\eta_{LD} = |\mathbf{k}_c - \mathbf{k}_p| a_0 \quad (8.30)$$

ausgedrückt werden, wobei a_0 die RMS - Ausdehnung der Grundzustandswellenfunktion ist. Für den stationären Mittelwert des Verteilung ergibt sich [65]

$$\langle n_s \rangle = \left(\frac{\gamma}{4\Delta} \right)^2. \quad (8.31)$$

Um die EIT - Kühlung zu implementieren, wird ein Lasersystem benötigt, welches in ähnlicher Weise aufgebaut sein muss, wie das oben vorgestellte System zur absorptiven Detektion der Atome in der Faser. Um die Zweiphotonenresonanz auflösen zu können, muss das Lasersystem zudem eine Linienbreite besitzen, die unterhalb der in Gleichung (8.18) definierten Transparenzbreite $\Delta\omega_{trans}$ liegt. Setzt man die oben abgeschätzte, optische Dichte κ_{opt} ein und nimmt weiterhin $\Omega_c = \gamma_{deph.} \sim \gamma$ an, so erhält man eine Breite von etwa 290kHz. Man beachte in diesem Zusammenhang, dass die Einzelphotonübergänge diese geringe Breite nicht besitzen müssen.

Die Analyse zeigt, dass mit Hilfe der oben vorgestellten *offset* Stabilisierung das für die EIT - Kühlung notwendige Λ - System zu realisieren ist. Um eine zweidimensionale Kühlung zu erreichen, ist es notwendig, die beiden Strahlen elliptisch aufzuweiten und aus zwei Raumrichtungen längs der Faser durch den Glasmantel hindurch einzustrahlen. Da der photonische Kristall für diese Wellenlänge transparent ist, gibt es keine Schwierigkeit, die Atome im Kern zu erreichen. Da zudem die Rabi - Frequenz Ω_p für das Pumpfeld bei einer Fallenfrequenz von etwa 350kHz und bei einer Verstimmung von $\Delta = 2.5\gamma$ im Bereich von 12MHz liegt, ist lediglich eine Leistung von etwa 5mW für die aufgeweiteten Strahlen notwendig. Bei der gesamten Diskussion ist zu beachten, dass die Hyperfeinzustände aufgrund der AC - Stark - Verschiebung, welche durch die Dipolfalle induziert wird, stark verschoben sind. Dieses muss bei der Implementierung der hier vorgeschlagenen Lasersysteme stets beachtet werden. Tabelle 8.1 liefert einen Überblick der Energiekorrekturen bei der Falltiefe $U_0 = 8.3\text{mK}$. Um die Besetzung der Oszillatorniveaus zu vermessen, muss eine ähnliche Technik wie bei der Raman - Seitenband - Kühlung angewendet werden [156]. Die nach der EIT - Kühlung sich in $|F_g = 2, n\rangle$

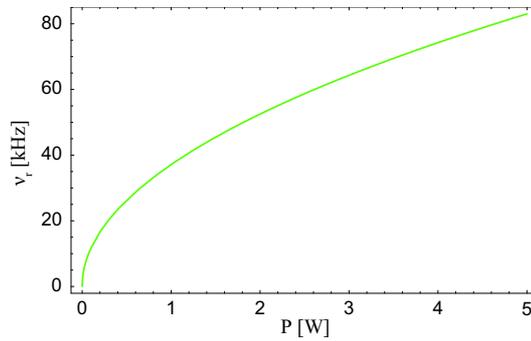


Abbildung 8.15: Benötigte Auflösung des Raman - Lasers als Funktion der Laserleistung.

befindenden Atome werden mit Hilfe einer adiabatischen Passage in den oberen Hyperfeingrundzustand $|F_g = 3, n \pm 1\rangle$ transferiert [157]. Dieses kann durch Einstrahlen eines $\pi/2$ Pulses mit Hilfe des bereits zur Kühlung eingesetzten EIT - Lasersystems erfolgen [131]. Die Detektion der sich im Zustand $|n \pm 1\rangle$ befindenden Atome erfolgt dann auf dem normalen Kühlübergang, indem die Absorption der umgepumpten Atome - wie oben ausführlich - diskutiert, gemessen wird. Dieses ist allerdings nur mit einem Detektionssystem möglich, welches die Besetzung der Atome bereits vor dem eigentlichen Kühlen hochaufgelöst spektroskopieren kann. Dabei wird die hier benötigte Auflösung des Adressierungslasers durch die radiale Fallenfrequenz bestimmt, da die Energieabsenkung der beiden Hyperfeinzustände für linear polarisiertes Licht gleich ist. In Abbildung 8.15 ist die benötigte Auflösung als Funktion der Laserleistung dargestellt. In diesem Fall liegt diese im niedrigen Kiloherzbereich.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Promotion ist es erstmals erfolgreich gelungen, einen auf einer photonischen *band gap* Faser basierenden Atomleiter für kalte Atome zu realisieren. Dazu wurde ein komplexes Quantengasexperiment zur Erzeugung kalter, optisch geführter ^{85}Rb - Atome geplant und aufgebaut. Der Schwerpunkt lag dabei in der Realisierung und Charakterisierung dieses neuartigen, photonischen Systems. Die dazu notwendigen, theoretischen Grundlagen und Analysen sowie die experimentell eingesetzten Techniken sind in der Arbeit ausführlich diskutiert worden. Einen wesentlichen Schwerpunkt nahmen in diesem Zusammenhang die experimentellen Schwierigkeiten bei der Detektion kleiner atomarer Flüsse ein.

Um den Mechanismus der Lichtpropagation sowohl im photonischen Kristall als auch im Hohlkern der Faser zu verstehen, wurde zunächst die dazu notwendige Theorie beschrieben und anhand eines eindimensionalen Kristalls illustriert. Eine große experimentelle Herausforderung stellte das effiziente Laden der in der Faser generierten, optischen Dipolfalle dar. Dieses Problem konnte durch die Erweiterung der konventionellen *bright* zu einer *dark spot* MOT erfolgreich gelöst werden. Die dadurch erzielte Komprimierung der Atome vor der Faser brachte schließlich die Stabilität in das Atomleiterexperiment, die zu einem erfolgreichen Führen der Atome notwendig ist. Zum zweiten konnte nachgewiesen werden, dass nur mit einem hochsensiblen und sehr stabilen, retroreflektierten Detektionssystem die atomare Fluoreszenz beobachtet werden kann.

Unter optimierten, experimentellen Bedingungen konnte schließlich ein atomarer Fluß von bis zu $1.2 \times 10^5/\text{s}$ bei einer Maximaldichte von bis zu $6.4 \times 10^{11}/\text{cm}^3$ beobachtet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Dynamik der atomaren Bewegung durch die Faser experimentell wie theoretisch untersucht. Dabei konnte gezeigt werden, dass die beobachtete, funktionale Abhängigkeit des atomaren Flusses numerisch modelliert werden kann und damit Abschätzungen experimenteller Größen möglich sind. Experimentell konnte zudem nachgewiesen werden, dass eine untere Schranke für die Einlaufgeschwindigkeit in die Faser existiert, die allem Anschein nach auf Interferenzen am Fasereingang zurückzuführen sind.

Mit Hilfe einer elongierten, nahverstimzten Hilfsdipolfalle, die vor der Faser positioniert

wurde, ist schließlich demonstriert worden, dass ein quasi - kontinuierlicher Fluss kalter Atome nur unter Einsatz von optischen Dipolfallen realisierbar ist. Es zeigte sich allerdings, dass Interferenzen an der Faserspitze den Transfer in die Faser beeinträchtigen. Es existieren nun eine Reihe von Ansätzen, wie mit diesem neuen System weitergearbeitet werden kann. Zu den momentan interessantesten Arbeitsgebieten, die mit diesem System erschlossen werden können, gehören die Atomoptik und die nichtlineare Optik. Im Rahmen der Diskussion ist verdeutlicht worden, dass der Einsteig in die Atomoptik mit Hilfe der auf der elektromagnetisch induzierten Transparenz beruhenden, atomaren Kühlung in der Faser und der damit verknüpften Erzeugung kohärenter Materiewellen vollzogen werden kann. Damit eröffnet sich die Möglichkeit, die aus der Optik bereits seit langem bekannten Systeme wie Interferometer, Strahlteiler und Ähnliches auf Materiewellen in photonischen Fasern zu übertragen.

Auf der anderen Seite stellt die photonische Faser ein extrem nichtlineares Medium dar. In Kombination mit den eingeschlossenen, kalten Atomen hat man es in der Faser mit einem stark wechselwirkenden System zu tun. Diese Tatsache eröffnet die Möglichkeit, unter Ausnutzung der Nichtlinearität und der elektromagnetisch induzierten Transparenz einen fermionisierten, photonischen Kristall in der Form eines Tonks - Gases zu generieren. Die Nichtlinearität kann zudem dazu verwendet werden, um Vierwellenmischprozesse zu beobachten und zu analysieren.

Anhang A

Das Lasersystem

Im Rahmen dieses Projekts wurde ein komplexes Laser- und Optiksistem für ^{85}Rb konzipiert und aufgebaut. Dazu wurden die technischen Entwicklungen, die in der Arbeitsgruppe bereits für Lasersysteme gemacht worden sind, aufgegriffen [85, 86, 87, 88] und an die speziellen Erfordernisse dieses Experiments angepasst.

Das System besteht zum einen aus Laserdioden, die mit Hilfe von Laserverstärkern (*tapered amplifier*) die für das Experiment erforderliche Laserleistung erzeugen. Zum anderen werden Laserquellen benötigt, die bei entsprechend eingestellter Frequenz und ausreichender Schmalbandigkeit in der Lage sind, die zur Manipulation der Atome benötigten Hyperfeinstrukturübergänge aufzulösen. Dazu werden zwei Masterdioden (Master I, Master II) unter Ausnutzung der dopplerfreien FM - Sättigungsspektroskopie in ihrer Frequenz auf die *crossover* Resonanzen $|F = 3\rangle \rightarrow |CO(3, 4)\rangle$ respektive $|F = 2\rangle \rightarrow |CO(2, 3)\rangle$ stabilisiert. Da beide Laserfrequenzen zuvor durch einen AOM verschoben werden, liegt die eigentliche Frequenz im Falle des ersten Masterlasers etwa 160MHz oberhalb des Kühlübergangs $|F = 3\rangle \rightarrow |F = 4\rangle$ und entsprechend beim zweiten Master etwa 118MHz oberhalb der Rückpumpübergangs $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 3\rangle$. Das Laserlicht der ersten Masterdiode wird dann in einem Slave (Slave I) verstärkt und in vier Teile aufgeteilt. Mit einem Teil werden jeweils ein Slave (Slave 2D -/3D - MOT) und ein TA *geseeded*. Die Frequenzanpassung mit Hilfe zweier weiterer AOM sorgt dafür, dass das so generierte Kühllicht für die 2D - bzw. 3D - MOT etwa 20MHz rot gegenüber dem Kühlübergang verstimmt ist. Die anderen drei Teile werden für die Detektion vor, hinter und in der Faser sowie für den *pushing* Strahl für die 2D - MOT verwendet. Die Frequenzen der drei Strahlen werden jeweils über einen AOM im Doppelpass eingestellt. Dabei dient der Master I im Falle der Absorptionsdetektion in der Faser als Referenzlaser für die *offset gelockten* Master für das Kühllicht respektive für das Rückpumplicht (vgl. Abb. A.2).

Der zweite Master *seeded* ebenfalls einen Slave (Slave II) und wird mit einen AOM um etwa 118MHz auf die Resonanz $|F = 2\rangle \rightarrow |F = 3\rangle$ geschoben. Dieser wird dann mit dem Detektionstrahl und mit dem Kühllicht für die 2D- und 3D - MOT überlagert. Da im Experiment die MOT komprimiert wird, wird separat Rückpumplicht für die *dark* MOT bereitgestellt.

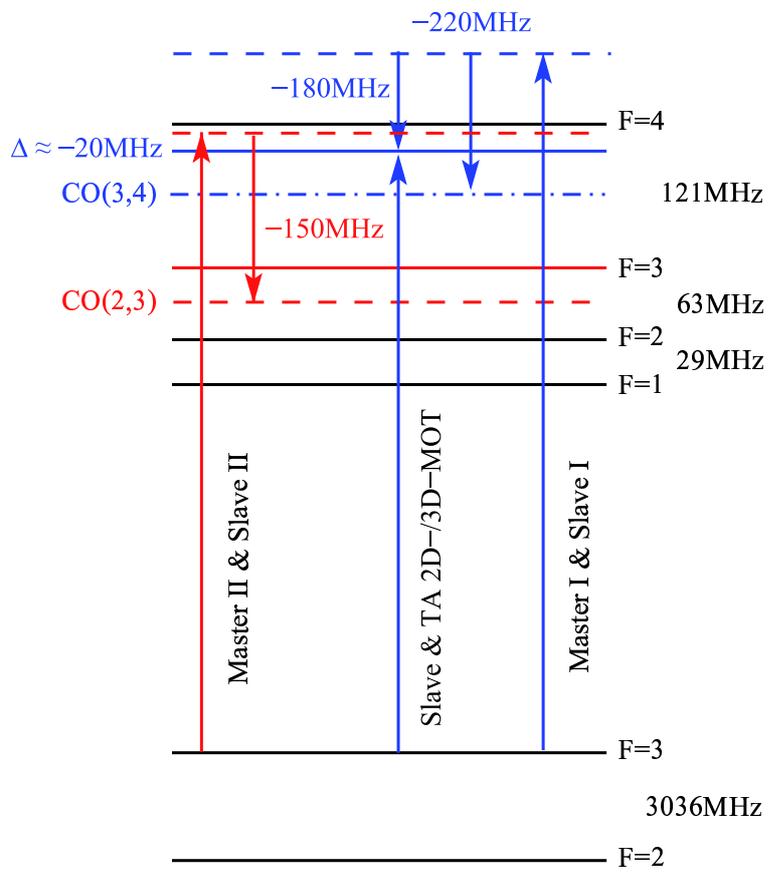


Abbildung A.1: Das Lock - Schema der implementierten Laser für ^{85}Rb .

Die Lasersysteme für die beiden implementierten Dipolfallen sind in Abbildung A.3 zu finden.

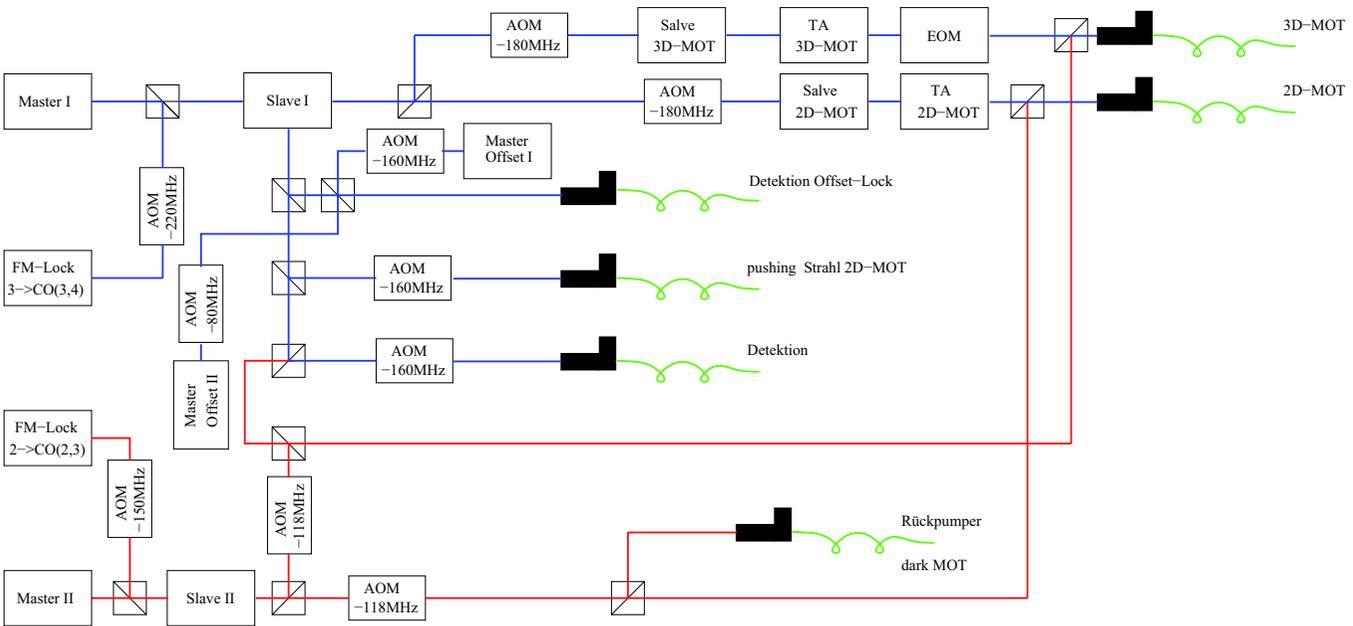


Abbildung A.2: Das Lasersystem für 85Rb .

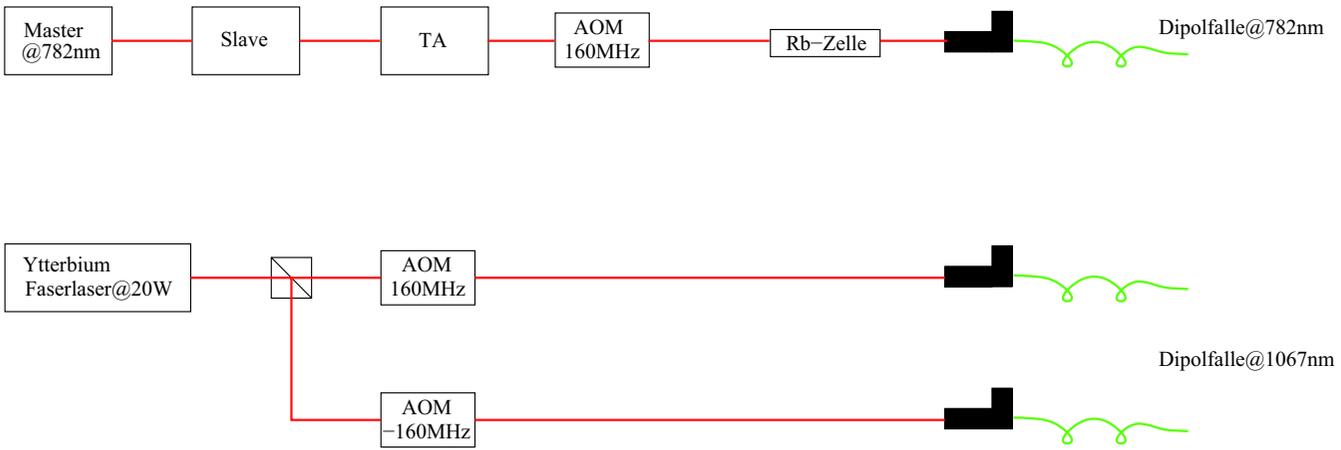


Abbildung A.3: Das Lasersystem der beiden Dipolfallen @782nm bzw. @1067nm.

Anhang B

Modellierung der Bewegung der Atome in der Faser

Für niedrige Temperaturen läßt sich das atomare Dipolfallenpotential in der Faser durch einen zweidimensionalen, harmonischen Oszillator modellieren. Da das harmonische Potential rotationssymmetrisch zur Faserachse ist, handelt es sich für die atomare Bewegung im klassischen Bild sowohl bei der Gesamtenergie als auch bei der z - Komponente des Bahndrehimpulses um Erhaltungsgrößen. Deshalb ist es auch in der quantenmechanischen Betrachtungsweise sinnvoll, den Drehimpulsoperator \mathcal{L}_z zusammen mit dem Hamiltonoperator \mathcal{H} zur Charakterisierung des Systems zu definieren [82]. Sie lassen sich in der Form

$$\mathcal{H} = \frac{\mathcal{P}_x^2 + \mathcal{P}_y^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2(\mathcal{X}^2 + \mathcal{Y}^2) \quad (\text{B.1})$$

$$\mathcal{L}_z = \mathcal{X}\mathcal{P}_y - \mathcal{Y}\mathcal{P}_x \quad (\text{B.2})$$

darstellen und bilden im Raum der Eigenzustände wegen der Eigenschaft $[\mathcal{H}, \mathcal{L}_z] = 0$ einen vollständigen Satz kommutierender Operatoren. Mit \mathcal{X}, \mathcal{Y} und $\mathcal{P}_x, \mathcal{P}_y$ werden die entsprechenden Orts- respektive Impulsoperatoren der beiden Raumrichtungen bezeichnet. Mit Hilfe der Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren a_x^\dagger, a_x bzw. a_y^\dagger, a_y , die auf die einzelnen Oszillatormoden wirken, lassen sich die folgenden, zirkularen Operatoren definieren:

$$a_d := \frac{1}{\sqrt{2}}(a_x - ia_y) \quad (\text{B.3})$$

$$a_g := \frac{1}{\sqrt{2}}(a_x + ia_y) \quad (\text{B.4})$$

Sowohl a_d als auch a_g vernichtet bei der Wirkung auf einen beliebigen Eigenzustand ein Energiequant $\hbar\omega$. Zudem übertragen sich die Eigenschaften der ursprünglichen Operatorpaare a_x^\dagger, a_x bzw. a_y^\dagger, a_y auf die neuen Operatoren. Man erhält dieselben nichtverschwindenden Kommutatoren

$$[a_d, a_d^\dagger] = [a_g, a_g^\dagger] = 1. \quad (\text{B.5})$$

Unter Beachtung dieser Beziehungen lassen sich der Hamiltonoperator und der Drehimpulsoperator durch a_d^\dagger , a_d , a_g^\dagger und a_g ausdrücken. Führt man dann noch die Zahloperatoren $\mathcal{N}_d := a_d^\dagger a_d$ und $\mathcal{N}_g := a_g^\dagger a_g$ ein, erhält man eine zum kartesischen Falle analoge Darstellung:

$$\mathcal{H} = (\mathcal{N}_d + \mathcal{N}_g + 1) \hbar\omega \quad (\text{B.6})$$

$$\mathcal{L}_z = (\mathcal{N}_d - \mathcal{N}_g) \hbar. \quad (\text{B.7})$$

Ein beliebiger Eigenzustand $|n_d, n_g\rangle$ von \mathcal{H} und \mathcal{L}_z läßt sich dann sukzessive aus dem Grundzustand konstruieren und besitzt die Form

$$|n_d, n_g\rangle = \frac{1}{\sqrt{n_d! n_g!}} \left(a_d^\dagger\right)^{n_d} \left(a_g^\dagger\right)^{n_g} |0, 0\rangle, \quad (\text{B.8})$$

wobei es sich bei n_d und n_g wie im eindimensionalen Falle um positive, ganze Zahlen handelt. Die dazugehörigen Eigenwerte besitzen mit den Abkürzungen $n := n_d + n_g$ und $m := n_d - n_g$ die Darstellung $E_n = (n + 1)\hbar\omega$ respektive $L_m = m\hbar$. Durch die Anwendung von a_d^\dagger auf den Eigenzustand werden Energie und der Drehimpuls um $1\hbar$ erhöht, dieses entspricht einem linkszirkular polarisierten Quantenzustand, bei der Anwendung von a_g^\dagger wird die Energie in gleicher Weise um ein Quant erhöht, allerdings wird dadurch ein rechtszirkular polarisierter Quantenzustand erzeugt. Mit den Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren ist man demnach in der Lage, die Drehrichtung des Atoms um die z -Achse einzustellen. Drückt man nun den Eigenzustand $|n_d, n_g\rangle$ mit Hilfe der neuen Quantenzahlen n und m aus, erhält man

$$|n, m\rangle = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{n+m}{2}\right)! \left(\frac{n-m}{2}\right)!}} \left(a_d^\dagger\right)^{\frac{n+m}{2}} \left(a_g^\dagger\right)^{\frac{n-m}{2}} |0, 0\rangle, \quad (\text{B.9})$$

Zu jeder Quantenzahl n gehören demzufolge $n + 1$ Drehimpulseinstellungen, wobei für die Drehimpulsquantenzahlen die Bedingungen $|m| \leq n$ und $|m_{j+1} - m_j| = 2$ bei festem n zu erfüllen sind. Durch Übergang zur Ortsdarstellung können die Wellenfunktionen konstruiert werden. Drückt man die Orts- und Impulsoperatoren in Zylinderkoordinaten aus, erhält man zusammen mit der Abkürzung $\beta := \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}$ folgende Darstellungen für a_d^\dagger und a_g^\dagger :

$$a_d^\dagger = \frac{e^{i\phi}}{2} \left(\beta r + \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{i}{\beta r} \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \quad (\text{B.10})$$

$$a_g^\dagger = \frac{e^{-i\phi}}{2} \left(\beta r - \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{i}{\beta r} \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \quad (\text{B.11})$$

$$(\text{B.12})$$

Wendet man diese Operatoren auf den Grundzustand $|0, 0\rangle = \frac{\beta}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{\beta^2 r^2}{2}}$ des zweidimensionalen, harmonischen Oszillators an, erhält man folgenden, analytischen Ausdruck für

die Quantenzustände

$$|n, m\rangle = \frac{\beta^{|m|+1}}{\sqrt{\pi \binom{n_r+|m|}{n_r}} \Gamma(1+|m|)} r^{|m|} L_{|m|}^{n_r}(\beta^2 r^2) e^{im\phi} e^{-\frac{\beta^2 r^2}{2}}, \quad (\text{B.13})$$

wobei $n_r := (n - |m|) / 2$ gilt und der Ausdruck $L_p^q(x)$, $p \geq 0$, $q > -1$ die verallgemeinerten Laguerreschen Polynome bezeichnet. Für $n=2$ erhält man zum Beispiel die folgenden Lösungen

$$\begin{aligned} |2, 2\rangle &= \frac{\beta}{\sqrt{2\pi}} (\beta r)^2 e^{i2\phi} e^{-\frac{\beta^2 r^2}{2}} \\ |2, 0\rangle &= \frac{\beta}{\sqrt{\pi}} \left(1 - (\beta r)^2\right) e^{-\frac{\beta^2 r^2}{2}} \\ |2, -2\rangle &= \frac{\beta}{\sqrt{2\pi}} (\beta r)^2 e^{-i2\phi} e^{-\frac{\beta^2 r^2}{2}} \end{aligned}$$

Anhang C

Untersuchungen zur Adiabatizität der atomaren Transferdynamik in die Faser

Im Folgenden wird untersucht, ob die atomare Dynamik vor der Faser unter adiabatischen Bedingungen abläuft. Quantenmechanisch läuft eine Zustandsentwicklung des Quantenzustands n genau dann adiabatisch ab, wenn sich das Betragsquadrat des dazu gehörigen Entwicklungskoeffizienten $c_n(t)$ im relevanten Zeitfenster nicht wesentlich ändert, d.h. $|c_n|^2 \approx 1$ und $|c_m|^2 \approx 0$ für $m \neq n$ gilt. Aus dieser Forderung läßt sich ein Kriterium für Adiabatizität ableiten, mit dessen Hilfe die atomare Bewegung vor der Faser untersucht werden kann. Dieses wird zum einen von der Startgeschwindigkeit des Atoms, also der Falltiefe, und zum anderen vom Startpunkt z in der Falle abhängen. Das Potential im Außenraum schreibt sich in harmonischer Näherung:

$$U_{out}(r, z) \simeq U_0 + \frac{1}{2}m\omega(t)^2 r^2 \text{ mit } \omega(t) = \frac{\omega_0}{1 + \left(\frac{z(t)}{z_R}\right)^2} \quad (\text{C.1})$$

$\omega_0 = \sqrt{\frac{8P|U_1|}{\pi\omega_0^4 m}}$ bezeichnet dabei die maximale radiale Fallenfrequenz am Fasereingang. Die Eigenzustände und Eigenwerte selbst werden in diesem Fall durch zwei Quantenzahlen n, m beschrieben. Im Allgemeinen handelt sich um eine Überlagerung zweier Eigenmoden, die im klassischen Bild zu elliptischen Bahnen führt. Ist Adiabatizität bereits in einer Schwingungsrichtung gegeben, so wird auch die Gesamtbewegung adiabatisch sein. Dieses läßt sich damit begründen, dass das Atom auf einer elliptischen Bahn im Vergleich zu einer reinen Schwingung eine längere Flugzeit besitzt. Formal braucht man deshalb nur eine Schwingungsrichtung zu betrachten. Setzt man dann noch $U_0 = 0$, so hat man das Problem auf den eindimensionalen Fall reduziert. Der Hamiltonoperator

und die Schrödingergleichung lauten dann:

$$\mathcal{H}(t) = \frac{\mathcal{P}^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega^2(t)\mathcal{X}^2 \quad (\text{C.2})$$

$$\mathcal{H}(t)|\Psi(t)\rangle = -i\hbar\frac{d}{dt}|\Psi(t)\rangle \quad (\text{C.3})$$

Die dazugehörigen, zeitabhängigen Eigenfunktionen und Eigenwerte werden mit $|n(t)\rangle$ respektive $E_n(t)$ bezeichnet, wobei die Eigenzustände der üblichen Eigenwertgleichung $\mathcal{H}(t)|n(t)\rangle = E_n(t)|n(t)\rangle$ mit $E_n(t) = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega(t)$ genügen. Man entwickelt nun wie üblich den zeitabhängigen Zustand $|\Psi(t)\rangle$ nach Eigenfunktionen des Hamiltonoperators, d.h.

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_n^\infty a_n(t)|n(t)\rangle \quad (\text{C.4})$$

und setzt diesen Ansatz dann in die Schrödingergleichung ein. Nutzt man die Vollständigkeitsrelation $|m\rangle\langle m| = 1$ aus, dann erhält man ein Gleichungssystem für die Entwicklungskoeffizienten a_m des Zustands $|\Psi\rangle$.

$$\dot{a}_m = -\left(\frac{E_m}{i\hbar}a_m + \sum_n^\infty \langle m|\dot{n}\rangle a_n\right) \quad (\text{C.5})$$

Indem man die totale Ableitung der Eigenwertgleichung

$$\frac{d}{dt}(\mathcal{H}|n(t)\rangle) = \frac{d}{dt}(E_n(t)|n(t)\rangle) \quad (\text{C.6})$$

betrachtet, kann man $|\dot{n}(t)\rangle$ bestimmen und dann in die obige Gleichung einsetzen. Zunächst erhält man aus Gleichung (C.6) folgende Beziehung:

$$(\mathcal{H}(t) - E_n(t))|\dot{n}(t)\rangle = (\dot{E}_n - \dot{\mathcal{H}}(t))|n(t)\rangle. \quad (\text{C.7})$$

Differenziert man \mathcal{H} nach der Zeit, so gilt:

$$\dot{\mathcal{H}}(t) = m\omega(t)\dot{\omega}(t)\mathcal{X}^2 \quad (\text{C.8})$$

Man beachte hier, das die Operatoren \mathcal{X} und \mathcal{P} nicht explizit von der Zeit abhängen. Mit Hilfe der Leiteroperatoren a^\dagger und a kann man den Ausdruck umschreiben und erhält

$$\dot{\mathcal{H}}(t) = \frac{\hbar\dot{\omega}(t)}{2} \left(a^2 + a^{\dagger 2} + 2a^\dagger a + 1\right). \quad (\text{C.9})$$

Um jetzt den gewünschten Ausdruck für $|\dot{n}(t)\rangle$ zu bekommen, entwickelt man den Zustand ebenfalls nach Eigenfunktionen, also $|\dot{n}(t)\rangle = \sum_k b_k|k\rangle$. Setzt man diese Entwicklung zusammen mit Gleichung (C.9) in Gleichung (C.6) ein, erhält man

$$\sum_{k, k \neq n-2, n+2} b_k (E_k - E_n) |k\rangle \left(-2\hbar\omega b_{n-2} + \frac{\dot{\omega}\hbar}{2} \sqrt{n(n-1)} \right) |n-2\rangle + \quad (\text{C.10})$$

$$\left(2\hbar\omega b_{n+2} + \frac{\dot{\omega}\hbar}{2} \sqrt{(n+1)(n+2)} \right) |n+2\rangle = 0 \quad (\text{C.11})$$

Aus der linearen Unabhängigkeit der Basisvektoren folgt dann die Darstellung

$$|\dot{n}\rangle = \frac{\dot{\omega}}{4\omega} \left(\sqrt{n(n-1)} |n-2\rangle - \sqrt{(n+1)(n+2)} |n+2\rangle \right) \quad (\text{C.12})$$

für $|\dot{n}(t)\rangle$. Aus der Gleichung liest man ab, dass ein Atom, welches im Quantenzustand n startet von null verschiedene Übergangsmatrixelemente nur für die beiden Zustände $m = n \pm 2$ besitzt. Setzt man nun diesen Zusammenhang in Gleichung (C.5) ein, definiert die aufgesammelte Phase des Atoms beim Durchflug in Richtung Fasereingang durch den Ausdruck $\phi(t) := \int_{t_0}^t d\tau \omega(\tau)$ und führt die Abkürzung $c_n(t) := a_n(t) e^{-i(n+1/2)\phi(t)}$ ein, dann erhält man die abschließende Darstellung für die Entwicklungskoeffizienten:

$$\dot{c}_n = \frac{\dot{\omega}}{4\omega} \left(\sqrt{n(n-1)} e^{-2i\phi} c_{n-2} - \sqrt{(n+1)(n+2)} e^{2i\phi} c_{n+2} \right) \quad (\text{C.13})$$

Fordert man jetzt adiabatische Entwicklung des n -ten Zustands, dann folgt für die beiden erreichbaren Zustände $m = n \pm 1$:

$$\dot{c}_{n+2} = \frac{\dot{\omega}}{4\omega} \sqrt{(n+1)(n+2)} e^{-2i\phi} \quad (\text{C.14})$$

$$\dot{c}_{n-2} = -\frac{\dot{\omega}}{4\omega} \sqrt{n(n-1)} e^{-2i\phi} \quad (\text{C.15})$$

$$(\text{C.16})$$

Unter der Annahme, dass sich während der Flugzeit t die Frequenz nur schwach ändert, d.h. $|\dot{\omega}/\omega^2| \ll 1$ gilt, folgt $\phi(t) = \omega t$. Aus dieser Annahme folgt durch Integration beider Ausdrücke die bekannte Beziehung für die Adiabatizität bei $n \gg 1$, die bereits als Prämisse diente:

$$\left| \frac{n\dot{\omega}}{8\omega^2} \right| \ll 1 \quad (\text{C.17})$$

Wendet man diese Beziehung auf Gleichung (C.1) an und läßt nun den Schwerpunkt der atomaren Wolke auf der Achse mit $Z_s(t) = Z_{s0} - |v_z| t$ starten, dann erhält man:

$$t \gg \frac{1}{|v_z|} \left(z_0 - \frac{4\omega_0 z_R^2}{n|v_z|} \right) \quad (\text{C.18})$$

Setzt man auf der rechten Seite typische Werte für die mittlere axiale Geschwindigkeit, den maximal besetzten Zustand, den Startpunkt und die Fallenfrequenz ein, so erhält man mit der Wahl $v_z \sim 1\text{m/s}$, $z_0^{max} \sim 1\text{mm}$, $n \sim 10$ und $\omega_0 \sim 350\text{kHz}$ den Zusammenhang

$$t_{Einlauf} \gg 170\mu\text{s}. \quad (\text{C.19})$$

Experimentell ist die Lebensdauer der Faserfalle ein Maß für die Transferzeit in die Faser. Diese liegt bei etwa 9ms, sodass die Transferdynamik im Experiment adiabatisch abläuft. Aus den Simulationen folgt zudem, dass die atomare Bewegung in dem experimentell relevanten Temperaturbereich und bei allen Fallentiefen adiabatisch abläuft (vgl. Abb. 3.9). Damit ist der adiabatische Ansatz auch im zweidimensionalen Fall gerechtfertigt.

Anhang D

Überlegungen zum Vakuum in der Faser

Die zugrundeliegende Differentialgleichung zur Modellierung der Drucks in der Faser lautet

$$\dot{p} = -\frac{S_{eff}}{V}p + \frac{QA}{V}. \quad (\text{D.1})$$

Dabei bezeichnen Q die Ausgasrate, A die Faseroberfläche und V das Volumen der Faser. Mit S_{eff} wird die effektive Pumprate bezeichnet. Sie setzt aus dem Leitwert C der Faser und der Pumprate S der Ionengetterpumpe zusammen. Die Faser selbst kann man als dünnes Rohr mit Länge l und Durchmesser d auffassen. Für solch eine Geometrie erhält man den Gesamtleitwert der halben Faser aus den Leitwerten aus Faserapertur und Faserlänge [158]

$$C = \frac{1}{1/C_{ap} + 1/2C_{len}} \text{ mit } C_{ap} := 11.6 \frac{d^2\pi}{4} \text{ und } C_{len} := 17.1 \frac{d^3}{\sqrt{2}l} \quad (\text{D.2})$$

Die numerischen Vorfaktoren in C_{ap} und C_{len} sind so gewählt, dass l und d im Zentimetern einzusetzen sind. Für S_{eff} erhält man schließlich den Ausdruck

$$\frac{1}{S_{eff}} = \frac{1}{S} + \frac{1}{2C}, \quad (\text{D.3})$$

Die Pumprate S der Ionengetterpumpw liegt laut Hersteller bei etwa 50 l/s. Setzt man alle Größen in Gleichung (D.3) ein, so ergibt sich eine effektive Pumprate von 9.5×10^{-9} l/s. Die Ausgasrate Q bei Glas wird durch Helium dominiert, sie liegt bei etwa 1.463×10^{-11} mbar l/s/cm². Der stationäre, Minimaldruck wird durch den Ausdruck

$$p_{min} = \frac{QA}{S_{eff}} \quad (\text{D.4})$$

definiert. Setzt man die obigen Zahlenwerte ein, so liegt der Minimaldruck in der Faser bei etwa 5.1×10^{-5} mbar.

Löst man mit den obigen Zahlenwerten die Ausgangsdifferentialgleichung und startet

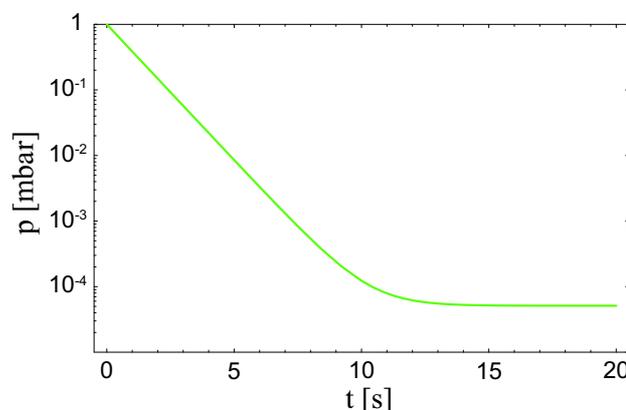


Abbildung D.1: Druckverlauf in der *band gap* Faser als Funktion der Zeit. Der minimal im System erreichbare Druck liegt bei etwa 5.1×10^{-5} mbar.

bei einem Normaldruck von $p = 1000$ mbar, so erhält man als Lösung den zeitlichen Verlauf des Drucks p , wie er in Abbildung D.1 zu sehen ist. Man erkennt, dass p_{min} nach sehr kurzer Zeit erreicht wird.

Die mittlere, freie Weglänge \bar{l} ist sowohl von der Temperatur des Gases als vom Stoßquerschnitt der jeweiligen Gassorte abhängig [81]. Quantitativ gilt hier der Zusammenhang

$$\bar{l} \cdot p = \frac{R \cdot T}{\sqrt{2} \pi \cdot (r_1 + r_2)^2 \cdot N_A}. \quad (\text{D.5})$$

Dabei bezeichnen N_A die Avogadro - Zahl, R die ideale Gaskonstante und r_1 und r_2 die Radien der beteiligten Stoßpartner. Bei Raumtemperatur ($T=20^\circ\text{C}$) erhält man damit $\bar{l} \cdot p \simeq 6.9 \times 10^{-5} \text{m} \cdot \text{mbar}$. Setzt man den berechneten Wert für den stationären Druck p_{min} in diese Gleichung ein, erhält man eine mittlere, freie Weglänge von etwa 1.35m. Es sei angemerkt, dass bei der Berechnung explizit davon ausgegangen wird, dass auf beiden Seiten der Faser mit der maximalen Pumprate S abgepumpt wird. Demzufolge würde eine geringere, effektive Pumprate zu einem schlechteren Vakuum und damit zu einer vakuumbedingten Verlustrate für den atomaren Fluss führen. Dieses könnte höchst wahrscheinlich durch die in Kapitel 8 vorgeschlagene Absorptionsmessung in der Faser näher untersucht werden.

Abschließend ist festzuhalten, dass die Atomleitung für kalte Atome mit langer Wechselwirkungszeit in der Faser einer Längenlimitierung unterworfen ist und dass diese Limitierung Faserlängen von höchstens einigen Metern erlaubt.

Literaturverzeichnis

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell. *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*. Science, **269**, 198 (1995).
- [2] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollet and R. G. Hulet. *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interaction*. Phys. Rev. Lett., **75**(9), 1687 (1995). *ibid.* **79** 1170 (1997).
- [3] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle. *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*. Phys. Rev. Lett., **75**(22), 3969 (1995).
- [4] L. Marton, J. Arol Simpson and J. A. Suddeth. *Electron Beam Interferometer*. Phys. Rev., **90**, 490 (1954).
- [5] H. Rauch, W. Treimar and U. Bonse. *Test of a single crystal neutron interferometer*. Phys. Lett. A, **47**, 369 (1974).
- [6] O. Carnal, J. Mlynek. *Young's Double-Slit Experiments with Atoms: A Simple Atom Interferometer*. Phys. Rev. Lett., **66**(21), 2689 (1991).
- [7] David W. Keith, Christopher R. Ekstrom, Quentin A. Turchette and David E. Pritchard. *An Interferometer for Atoms*. Phys. Rev Lett., **66**(21), 2693 (1991).
- [8] Ch. Kurtsiefer, T. Pfau and J. Mlynek. *Measurement of the Wigner function of an ensemble of helium atoms*. Nature, **386**, 150 (1997).
- [9] F. Riehle, Th. Kisters, A. Witte, J. Helmcke, Ch. J. Borde. *Optical Ramsey Spectroscopy in a Rotating Frame: Sagnac Effect in Matter-Wave Interferometer*. Phys. Rev. Lett., **67**(2), 177 (1991).
- [10] Mark Kasevich and Steven Chu. *Atomic Interferometry Using Stimulated Raman Transitions*. Phys. Rev. Lett., **67**(2), 181 (1991).
- [11] M. Kasevich and S. Chu. *Measurement of the Gravitational Acceleration of an Atom with Light-Pulse Atom Interferometer*. Appl Phys. B, **54**, 321 (1992).

- [12] D. S. Weiss, B. N. Young and S. Chu. *Precision Measurement of the Photon Recoil of an Atom Using Atomic Interferometer*. Phys. Rev. Lett., **70**(18), 2306 (1993).
- [13] C. S. Adams, M. Sigel and J. Mlynek. *Atom optics*. Phys. Rep., **240**, 143 (1994).
- [14] H. Rauch, S. A. Werner. *Neutron Interferometry*. Clarendon Press, Oxford, 2000.
- [15] J. Schmiedmayer. *A wire trap for neutral atoms*. Appl. Phys. B, **60**, 169 (1995).
- [16] Jörg Schmiedmayer. *Guiding and trapping a neutral atom on a wire*. Phys. Rev. A, **52**(1), R13 (1995).
- [17] Johannes Denschlag, Gerhard Umshaus and Jörg Schmiedmayer. *Probing a Singular Potential with Cold Atoms: A Neutral Atom and a Charged Wire*. Phys. Rev. Lett., **81**(4), 737 (1998).
- [18] J. Denschlag, D. Cassettari, A. Chenet, S. Schneider and Jörg Schmiedmayer. *A neutral atom and a wire: towards mesoscopic atom optics*. Appl. Phys. B, **69**, 291 (1999).
- [19] Johannes Denschlag, Donatella Cassettari and Jörg Schmiedmayer. *Guiding Neutral Atoms with a Wire*. Phys. Rev. Lett., **82**(10), 2014 (1999).
- [20] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff and T. W. Hänsch. *Magnetic Conveyor Belt for Transporting and Merging Trapped Atom Clouds*. Phys. Rev. Lett., **86**(4), 608 (2001).
- [21] J. Reichel, W. Hänsel and T. W. Hänsch. *Atomic Manipulation with Magnetic Surface Traps*. Phys. Rev. Lett., **83**(17), 3398 (1999).
- [22] N. H. Dekker, C. S. Lee, V. Lorent, J. H. Thywissen, S. P. Smith, M. Drndić, R. M. Westervelt and M. Prentiss. *Guiding Neutral Atoms on a Chip*. Phys. Rev. Lett., **84**(6), 1124 (2000).
- [23] M. Key, I. H. Hughes, W. Rooijackers, B. E. Sauer, E. A. Hinds, D. J. Richardson and P. G. Kazansky . *Propagation of Cold Atoms along a Miniature Magnetic Guide*. Phys. Rev. Lett., **84**(7), 1371 (2000).
- [24] Ron Folman, Peter Krüger, Donatella Cassettari, Björn Hessmo, Thomas Maier and Jörg Schmiedmayer. *Controlling Cold Atoms using Nanofabricated Surfaces: Atom Chips*. Phys. Rev. Lett, **84**(20), 4749 (2000).
- [25] Dirk Müller, Dana Z. Anderson, Randal J. Grow, Peter D. D. Schwindt and Eric A. Cornell. *Guiding Neutral Atoms Around Curves with Lithographically Patterned Current-Carrying Wires*. Phys. Rev. Lett., **83**(25), 5194 (1999).
- [26] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff and T. W. Hänsch. *Trapped-atom interferometer in a magnetic microtrap*. Phys. Rev. A, **64**, 063607 (2001).

- [27] Erika Andersson, Tommaso Calarco, Ron Folman, Mauritz Andersson, Björn Hessmo and Jörg Schmiedmayer. *Multimode Interferometer for Guided Matter Waves*. Phys. Rev. Lett., **88**(10), 100401 (2002).
- [28] Ying-Ju Wang, Dana Z. Anderson, Victor M. Bright, Eric A. Cornell, Quentin Diot, Tesuo Kishimoto, Mara Prentiss, R. A. Saravanan, Stephan R. Segal and Saijun Wu. *Atom Michelson Interferometer on a Chip Using a Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., **94**, 090405 (2005).
- [29] Donatella Cassettari, Björn Hessmo, Ron Folman, Thomas Maier and Jörg Schmiedmayer. *Beam Splitter for Guided Atoms*. Phys. Rev. Lett., **85**, 5483 (2000).
- [30] Dirk Müller, Eric A. Cornell, Marco Prevedelli, Peter D. D. Schwindt, Ying-Ju Wang and Dana Z. Anderson. *Magnetic switch for integrated atom optics*. Phys. Rev. A, **63**, 041602 (2001).
- [31] Ron Folman, Peter Krüger, Jörg Schmiedmayer, Johannes Denschlag and Carsten Henkel. *Microscopic atom optics from wires to an atom chip*. Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics, **48**, 263 (2002).
- [32] J. Reichel, W. Hänsel, P. Hommelhoff and T. W. Hänsch. *Applications of integrated magnetic microtraps*. Appl. Phys. B, **72**, 81 (2001).
- [33] J. Reichel. *Microchip traps and Bose-Einstein condensation*. Appl. Phys. B, **75**, 469 (2002).
- [34] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch and J. Reichel. *Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip*. Nature, **413**, 498 (2001).
- [35] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann and C. Zimmermann. *Bose-Einstein Condensation in a Surface Microtrap*. Phys. Rev. Lett., **87**(23), 230401 (2001).
- [36] H. Ott, J. Fortagh, S. Kraft, A. Günther, D. Komma and C. Zimmermann. *Non-linear Dynamics of a Bose-Einstein Condensate in a Magnetic Waveguide*. Phys. Rev. Lett., **91**(4), 040402 (2003).
- [37] A. E. Leanhardt, A. P. Chikkatur, D. Kielpinski, Y. Shin, T. L. Gustavson, W. Ketterle and D. E. Pritchard. *Propagation of Bose-Einstein Condensates in a Magnetic Waveguide*. Phys. Rev. Lett., **89**(4), 040401 (2002).
- [38] A. E. Leanhardt, Y. Shin, A. P. Chikkatur, D. Kielpinski, W. Ketterle and D. E. Pritchard. *Bose-Einstein Condensates near a Microfabricated Surface*. Phys. Rev. Lett., **90**(10), 100404 (2003).
- [39] A. E. Leanhardt, A. P. Chikkatur, D. Kielpinski, Y. Shin, T. L. Gustavson, W. Ketterle and D. E. Pritchard. *Propagation of Bose-Einstein Condensates in a Magnetic Waveguide*. Phys. Rev. Lett., **89**(4), 040401 (2002).

- [40] S. Kraft, A. Günther, H. Ott, D. Wharam, C. Zimmermann and J. Fortágh. *Anomalous longitudinal magnetic field near the surface of copper conductors*. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **35**, 469 (2002).
- [41] M. A. Ol'Shanii, Yu. B. Ovchinnikov and V. S. Letokhov. *Laser guiding of atoms in a hollow optical fiber*. Opt. Commun., **98**, 77 (1993).
- [42] S. Marksteiner, C. M. Savage, P. Zoller and S. L. Rolson. *Coherent atomic waveguides from hollow optical fibers: quantized atomic motion*. Phys. Rev. A, **50**(3), 2680 (1994).
- [43] M. J. Renn, D. Montgomery, O. Vdovin, D. Z. Anderson, C. E. Wieman and E. A. Cornell. *Laser-Guided Atoms in Hollow-Core Optical Fibers*. Phys. Rev. Lett., **75**(18), 3253 (1995).
- [44] Micheal J. Renn, Elizabeth A. Donley, Eric A. Cornell, Carl E. Wieman and Dana Z. Anderson. *Evanescent-wave guiding of atoms in hollow core fibers*. Phys. Rev. A, **53**(2), R648 (1996).
- [45] H. Ito, T. Nakata, K. Sakaki and M. Ohtsu. *Laser-Spectroscopy of Atoms Guided by Evanescent Waves in Micron-Sized Holollow Optical Fibers*. Phys. Rev. Lett., **76**(24), 4500 (1996).
- [46] R. G. Dall, M-D. Hoogerland, K. G. H. Baldwin and S. J. Buckman. *Guiding of metastable helium atoms through hollow optical fibers*. J. Opt. B: Quantum and Semiclass. Opt., **1**, 396 (1999).
- [47] G. Workurka, J. Keupp, K. Sengstock and W. Ertmer. *Guiding of metastable neon atoms. IQEC'98 (San Francisco, 3-8 May 1998)* (Optical Society of America).
- [48] M. Schiffer, S. Kuppens, M. Zinner, K. Sengstock and W. Ertmer. *Guiding, focusing, and cooling of atoms in a strong dipole potential*. Appl. Phys. B, **67**, 705 (1998).
- [49] Dirk Müller, Eric A. Cornell, Dana Z. Anderson and Eric R. I. Abraham. *Guiding laser-cooled atoms in hollow-core fibers*. Phys. Rev. A, **61**, 033411 (2000).
- [50] Michael J. Renn, Alex A. Zozulya, Elizabeth A. Donley, Eric A. Cornell and Dana Z. Anderson. *Optical-dipole-force fiber guiding and heating of atoms*. Phys. Rev. A, **55**(5), 3684 (1997).
- [51] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. Russell, D. M. Atkin. *All-silica single mode optical fiber with photonic crystal cladding*. Opt. Lett., **21**(19), 1547 (1996).
- [52] J. C. Knight. *Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers*. Science, **282**, 1476 (1998).
- [53] G. Humbert, J. C. Knight, G. Bouwmans and P. ST. J. Russell. *Hollow core photonic crystal fibers for beam delivery*. Optics Express, **12**(8), 1477 (2004).

-
- [54] Philip Russell et al. *Photonic Crystal Fibers*. Nature, **299**, 358 (2003).
- [55] Crystal Fibre A/S Blokken 84 DK-3460 Birkrod. <http://www.crystal-fibre.com/>.
- [56] G. J. Pearce, J. M. Pottage, D. M. Bird, P. J. Roberts, J. C. Knight and P. St. J. Russell. *Hollow-core PBF for guidance in the mid to far infra-red*. Optics Express, **13**(18), 6937 (2005).
- [57] Mark Wegmuller, Matthieu Legré, Nicolas Gisin, Theis P. Hansen, Christian Jakobsen and Jes Broeng. *Experimental investigation of the polarization properties of a hollow core photonic bandgap fiber for 1550nm*. Optics Express, **13**(5), 1457 (2005).
- [58] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, P. J. Roberts and D. C. Allan. *Single-Mode Photonic Band Gap Guidance of Light*. Science, **285**, 1537 (1999).
- [59] C. M. Smith, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, D. Müller, J. A. West, N. F. Borrelli and D. C. Allan. *Low-loss hollow core silica/air photonic bandgap fibre*. Nature, **424**, 657 (2003).
- [60] A. V. Tarasishin, A. M. Zheltikov, S. A. Magnitskii and V. A. Shuvaev. *Laser guiding of cold atoms in photonic crystals*. Quantum Electronics, **30**(9), 843 (2000).
- [61] D. J. Wineland, R. E. Drullinger and F. L. Walls. *Radiation-Pressure Cooling of Bound Resonant Absorbers*. Phys. Rev. Lett., **40**(25), 1639 (1978).
- [62] W. Neuhauser, M. Hohenstatt and P. E. Toschek. *Optical-Sideband Cooling of Visible Atom Cloud Confined in Parabolic Well*. Phys. Rev. Lett, **41**(4), 233 (1978).
- [63] D. J. Heinzen and D. J. Wineland. *Quantum-limited cooling and detection of radio-frequency oscillations by laser-cooled ions*. Phys. Rev. A, **42**(5), 2977 (1990).
- [64] I. Marzoli, J. I. Cirac, R. Blatt and P. Zoller. *Laser cooling of trapped three-level ions: Designing two-level systems for sideband cooling*. Phys. Rev. A, **49**(4), 2771 (1994).
- [65] G. Morigi, J. Eschner and C. H. Keitel. *Ground State Laser Cooling using Electromagnetically Induced Transparency*. Phys. Rev. Lett., **85**(21), 4458 (2000).
- [66] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos and P. St. J. Russell. *Stimulated Raman Scattering in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber*. Science, **298**, 399 (2002).
- [67] S. O. Konorov, A. B. Fedotov and A. M. Zheltikov. *Four-Wave Mixing in Hollow Core Photonic-Crystal Fibers*. JETP Letters, **77**(8), 397 (2003).

- [68] Dimitre G. Ouzounov et al. *Generation of Megawatt Optical Solitons in Hollow-Core Photonic Band-Gap Fibers*. Science, **301**, 1702 (2003).
- [69] Saikat Gosh, Jay E. Sharping, Dimitre G. Ouzounov and Alexander L. Gaeta. *Resonant Optical Interactions with Molecules Confined in Photonic Band-Gap Fibers*. Phys. Rev. Lett., **94**, 093902 (2005).
- [70] S. Ghosh, A. R. Bhagwat, C. K. Renshaw, S. Goh and A. L. Gaeta. *Low-Light-Level Optical Interactions with Rubidium Vapor in a Photonic Band-Gap Fiber*. Phys. Rev. Lett., **97**, 023603 (2006).
- [71] F. Benabid and P. St. J. Russell. *Hollow Core Photonic Crystal Fibers: a new Regime for Nonlinear Optics and Laser-Induced Guidance*. In *Proceedings of 2004 6th International Conference on Transparent Optical Networks*, volume 2, page 84, 2004.
- [72] A. B. Bhagwat and A. L. Gaeta. *Nonlinear optics in hollow-core photonic bandgap fibers*. Optics Express, **16**(7), 5035 (2008).
- [73] M. C. Downer. *A New Low for Nonlinear Optics*. Science, **298**, 373 (2002).
- [74] F. Benabid, J. C. Knight and P. St. J. Russell. *Particle levitation and guidance in hollow-core photonic crystal fiber*. Optics Express, **10**(21), 1195 (2002).
- [75] T. Takekoshi and R. J. Knize. *Optical Guiding of Atoms through a Hollow-Core Photonic Band-Gap Fiber*. Phys. Rev. Lett., **98**, 210404 (2007).
- [76] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. B. G. Teubner Verlag, Wiesbaden, 2. Auflage, Dezember 2005.
- [77] John D. Joannopoulos, Robert D. Meade, Joshua N. Winn. *Photonic Crystals: molding the flow of light*. Princeton University Press, Princeton, 1995.
- [78] T. P. White et al. *Multipole method for microstructured optical fibers. I. Formulation*. JOSA B, **19**(10), 2322 (2002).
- [79] Ren Guobin, Wang Zhi, lou Shuqin and Jian Shuisheng. *Mode classification and degeneracy in photonic crystal fibers*. Optics Express, **11**(11), 1310 (2003).
- [80] P. Moraczewski. *Moden in photonischer Kristall-Faser*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, November 2005.
- [81] Wutz M., Adam H. and Walcher, W. *Handbuch Vakuumtechnik*. Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, 2000.
- [82] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, Franck Laloë. *Quantenmechanik Teil 2*. Walter de Gruyter, Berlin, 2. Auflage, 1999.
- [83] R. Grimm, M. Weidemüller and Y. B. Ovchinnikov. *Optical dipole traps for neutral atoms*. Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics, **42**, 40 (2000).

- [84] W. Ketterle, D. S. Durfee and D. M. Stamper-Kurn. *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*. In M. Inguscio, S. Stringari and C. E. Wieman, editors, *Proceedings of the International School of Physics - Enrico Fermi*, page 67. IOS Press, 1999.
- [85] H. Schmaljohann. *Spindynamik in Bose-Einstein Kondensaten*. Dissertation, Universität Hamburg, 2004.
- [86] M. Erhard. *Experimente mit mehrkomponentigen Bose-Einstein-Kondensaten*. Dissertation, Universität Hamburg, 2004.
- [87] S. Ospelkaus-Schwarzer. *Quantum Degenerate Fermi-Bose Mixtures of ^{40}K and ^{87}Rb in 3D Optical Lattices*. Dissertation, Universität Hamburg, 2006.
- [88] C. Ospelkaus. *Fermi-Bose mixtures - From meanfield-interaction to ultracold chemistry*. Dissertation, Universität Hamburg, 2006.
- [89] E. L. Raab, M. Prentiss, S. Chu and D. E. Pritchard. *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., **59**(23), 2631 (1987).
- [90] Erling Riis, David S. Weiss, Kathryn A. Moler and Steven Chu. *Atom Funnel for the Production of Slow, High-Density Atomic Beam*. Phys. Rev. Lett., **64**(14), 1658 (1990).
- [91] J. Nellssen, J. Werner and W. Ertmer. *Magneto-optical compression of a monoenergetic sodium atomic beam*. Optics Communications, **78**(3,4), 300 (1990).
- [92] A. Scholz, M. Christ, D. Doll, J. Ludwig and W. Ertmer. *Magneto-optical preparation of a slow, cold and bright Ne^* atomic beam*. Optics Communications, **11**, 155 (1994).
- [93] P. Berthoud, A. Joyet, D. Dudle, N. Sagna and P. Thomann. *A continuous beam of slow, cold caesium atoms magnetically extracted from a 2D magneto-optical trap*. Europhys. Lett., **41**(2), 141 (1998).
- [94] H. Chen and E. Riis. *Cold atomic beam from a rubidium funnel*. Appl. Phys. B, **70**, 665 (2000).
- [95] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, A. Grabowski, Yu. B. Ovchinnikov and T. Pfau. *Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap*. Phys. Rev. A, **66**, 0234210 (2002).
- [96] K. Dieckmann, R. J. C. Spreeuw, M Weidemüller and J. T. M. Walraven. *Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms*. Phys. Rev. A, **58**(5), 3891 (1998).
- [97] Wolfgang Ketterle, Kendall B. Davis, Michael A. Ioffe, Alex Martin and David E. Pritchard. *High Density of Cold Atom in a Dark Spontaneous-Force Optical Trap*. Phys. Rev. Lett., **70**(15), 2253 (1993).

- [98] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoh I. Westbrook, William D. Phillips, Phillip L. Goud and Harold J. Metcalf. *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*. Phys. Rev. Lett., **61**(2), 169 (1988).
- [99] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*. JOSA B, **6**(11), 2023 (1989).
- [100] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp and C. E. Wieman. *Loading an optical dipole trap*. Phys. Rev. A, **62**, 013406 (2000).
- [101] M. D. Barrett, J. A. Sauer and M. S. Chapman. *All-Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate*. Phys. Rev. Lett., **87**(1), 010404 (2001).
- [102] Sören Götze. *Untersuchung zum Transport von ^{85}RB Atomen in photonischen Kristallfasern*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2006.
- [103] M. H. Anderson, W. Petrich, J. R. Ensher and E. A. Cornell. *Reduction of light-assisted collisional loss rate from a low-pressure vapor-cell trap*. Phys. Rev. A, **50**(5), R3597 (1994).
- [104] D. J. Han, R. H. Wynar, Ph. Courteille and D. J. Heinzen. *Bose-Einstein condensation of large numbers of atoms in a magnetic time-averaged orbiting potential trap*. Phys. Rev. A, **57**(6), R4114 (1998).
- [105] C. J. Foot. *Atomic Physics*. Oxford University Press, Oxford, 2004.
- [106] V. S. Letokhov. *Narrowing of the Doppler width in a standing light wave*. JETP, **7**(9), 272 (1968).
- [107] A. Ashkin. *Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure*. Phys. Rev. Lett., **24**(4), 156 (1970).
- [108] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin and A. Cable. *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*. Phys. Rev. Lett., **57**(3), 314 (1986).
- [109] Michael J. Renn, Alex A. Zozulya, Elizabeth A. Donley, Eric A. Cornell and Dana Z. Anderson. *Optical-dipole-force fiber guiding and heating of atoms*. Phys. Rev. A, **55**(5), 3684 (1996).
- [110] C. J. Pethick, H. Smith. *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*. Cambridge University Press, Cambridge, 2002.
- [111] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*. JOSA B, **2**(11), 1707 (1985).
- [112] D. M. Brink, G. R. Satchler. *Angular Momentum*. Oxford, 1962.
- [113] Daniel Adam Steck. *Rubidium 85 D Line Data*, 2008.

-
- [114] Harold. J. Metcalf, Peter van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, New York, 2002.
- [115] M. Prentiss, A. Cable, J. E. Bjorkholm, S. Chu, E. L. Raab and D. E. Pritchard. *Atomic-density-dependant losses in an optical trap*. Optics Letters, **13**(6), 452 (1988).
- [116] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher and C. Wieman. *Collisional Losses from Light-Force Atom Trap*. Phys. Rev. Lett., **63**(9), 961 (1989).
- [117] Christopher D. Wallace, Timothy P. Dinneen, Kit-Yan N. Tan, Timothy T. Grove and Phillip L. Gould. *Isotropic Difference in Trap loss Collisions of Laser Cooled Rubidium Atoms*. Phys. Rev Lett., **69**(6), 897 (1992).
- [118] D. Hoffmann, P. Feng, R. S. Williamson and T. Walker. *Excited-State Collisions of Trapped ^{85}Rb Atoms*. Phys. Rev. Lett., **69**(5), 753 (1992).
- [119] R. Dumke, M. Volk, T. Mütther, F. B. J. Buchkremer, G. Birkl and W. Ertmer. *Micro-optical Realization of Arrays of Selectively Adressable Dipole Traps: A Scalable Configuration for Quantum Computation with Atomic Qubits*. Phys. Rev. Lett., **89**(9), 097903 (2002).
- [120] O. Wille. *Aufbau eines 3D-optischen Gitters für quantenentartete Fermi-Bose-Mischungen aus ^{40}K und ^{87}Rb* . Diplomarbeit, Universität Hamburg, August 2005.
- [121] D. W. Sesko, T. G. Walker and C. E. Wieman. *Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap*. JOSA B, **8**(5), 946 (1991).
- [122] Stephan Dürr, Kurt W. Miller Carl E. Wieman. *Improved loading of an optical dipole trap by supression of radiative escape*. Phys. Rev. A, **63**, 011401 (2000).
- [123] T. A. Savard, K. M. O'Hara and J. E. Thomas. *Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps*. Phys. Rev. A, **56**(2), 1095 (1997).
- [124] *User Manual for Cascade Systems*. Photometrics, 3440 East Britannia Drive Tucson, Arizona 85706, 2004.
- [125] Mirja Michels. *Höchst empfindliche Detektion von fasergeführten Atomen*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2007.
- [126] Bo Gao. *Effects of Zeeman degeneracy on the steady-state properties of an atom interacting with a near resonant laser field: Analytic results*. Phys. Rev. A, **48**(3), 2443 (1993).
- [127] Sönke Möller. *Laserbasierter Transport von ^{85}Rb in einer Bandstruktur - Faser*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2008.
- [128] G. Ritt, G. Cennini, C. Geckeler and M. Weitz. *Laser frequency offset locking using a side of filter technique*. Appl. Phys. B, **79**, 363 (2004).

- [129] D. E. Chang, V. Gritsev, G. Morigi, V. Vuletic, M. D. Lukin and E. A. Demler. *Crystallization of strongly interacting photons in a nonlinear optical fibre*. Nature Physics, **4**, 884 (2008).
- [130] K. J. Boller, A. Imamoglu and S. E. Harris. *Observation of Electromagnetically Induced Transparency*. Phys. Rev. Lett., **66**(20), 2593 (1991).
- [131] M. Fleischhauer, A. Imamoglu and J. P. Marangos. *Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media*. Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
- [132] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton and C. H. Behroozi. *Light speed reduction to 17 metres per second in ultracold atomic gas*. Nature, **397**, 594 (1999).
- [133] M. Fleischhauer and M. D. Lukin. *Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency*. Phys. Rev. Lett., **84**(22), 5094 (2000).
- [134] M. D. Lukin and A. Imamoglu. *Controlling photons using electromagnetically induced transparency*. Nature, **413**, 273 (2001).
- [135] A. Andre and M. Lukin. *Manipulating Light Pulses via Dynamically Controlled Photonic Band gap*. Phys. Rev. Lett., **89**(14), 143602 (2002).
- [136] M. Bajcsy, A. S. Zibrov and M. Lukin. *Stationary Pulses of Light in an Atomic Medium*. Nature, **426**, 638 (2003).
- [137] A. Andre, M. Bajcsy, A. S. Zibrov and M. Lukin. *Nonlinear Optics with Stationary Pulses of Light*. Phys. Rev. Lett., **94**, 063902 (2005).
- [138] I. E. Mazets and B. G. Matisov. *Adiabtic Raman polariton in a Bose condensate*. JETP Letters, **64**(7), 515 (1996).
- [139] M. Fleischhauer and M. D. Lukin. *Quantum memory for photons: Dark-state polaritons*. Phys. Rev. A, **65**, 022314 (2002).
- [140] L. Tonks. *The Complete Equation of State of One, Two and Three-Dimensional Gases of Hard Elastic Spheres*. Phys. Rev, **50**, 955 (1936).
- [141] M. Girardeau. *Relationship between Systems of Impenetrable Bosons and Fermions in One Dimension*. J. Math. Phys., **1**, 516 (1960).
- [142] B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, S. Fölling, I. Cirac, G. V. Shlyapnikov, T. W. Hänsch and I. Bloch. *Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice*. Nature, **249**, 277 (2004).
- [143] T. Kinoshita, T. Wenger and D. S. Weiss. *Observation of a One-Dimensional Tonks-Girardeau Gas*. Science, **305**, 1125 (2004).
- [144] I. Lizuain, J. G. Muga and J. Eschner. *Motional frequency shifts of trapped ions in the Lamb-Dicke regime*. Phys. Rev. A, **76**, 033808 (2007).

-
- [145] J. Eschner, G. Morigi, F. Schmidt-Kaler and R. Blatt. *Laser cooling of trapped ions*. JOSA B, **20**(5), 1003 (2003).
- [146] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, S. R. Jefferts, W. M. Itano and D. J. Wineland. *Resolved-Sideband Raman Cooling of a Bound Atom to the 3D Zero-Point Energy*. Phys. Rev. Lett., **75**(22), 4011 (1995).
- [147] S. E. Hamann, D. L. Haycock, P. H. Pax, I. H. Deutsch and P. S. Jessen. *Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice*. Phys. Rev. Lett., **80**(19), 4149 (1998).
- [148] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule and C. Salomon. *Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice*. Europhys. Lett., **42**(4), 395 (1998).
- [149] M. Morinaga, I. Bouchoule, J. C. Karam and C. Salomon. *Manipulation of Motional Quantum States of Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett., **83**(20), 4037 (1999).
- [150] A. J. Kerman, V. Vuletic, C. Chin and S. Chu. *Beyond Optical Molasses: 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Caesium to High Phase-Space Density*. Phys. Rev. Lett., **84**(3), 439 (2000).
- [151] D. J. Han, S. Wolff, S. Oliver, C. McCormick, M. T. DePue and D. S. Weiss. *3D Raman Sideband Cooling of Caesium Atoms at High Density*. Phys. Rev. Lett., **85**(4), 724 (2000).
- [152] F. Diedrich, J. C. Bergquist, W. M. Itano and D. J. Wineland. *Laser Cooling to the Zero-Point Energy of Motion*. Phys. Rev. Lett., **62**(4), 403 (1989).
- [153] C. Roos, T. Zeiger, H. Rhode, H. C. Nägerl, J. Eschner, D. Leibfried, F. Schmidt-Kaler and R. Blatt. *Quantum State Engineering on an Optical Transition and Decoherence in a Paul Trap*. Phys. Rev. Lett., **83**(23), 4713 (1999).
- [154] G. Morigi. *Cooling atomic motion with quantum interference*. Phys. Rev. A, **67**, 033402 (2003).
- [155] C. F. Roos, D. Leibfried, A. Mundt, F. Schmidt-Kaler, J. Eschner and R. Blatt. *Experimental Demonstration of Ground State Laser Cooling with Electromagnetically Induced Transparency*. Phys. Rev. Lett., **85**(26), 5547 (2000).
- [156] M. Kasevich, D. S. Weiss, E. Riis, K. Moler, S. Kaspari and S. Chu. *Atomic Velocity Selection Using Stimulated Raman Transitions*. Phys. Rev. Lett., **66**(18), 2297 (1991).
- [157] N. V. Vitanov, T. Halfmann, B. W. Store and K. Bergmann. *Laser-induced population transfer by adiabatic passage techniques*. Annu. Rev. Phys. Chem., **52**, 763 (2001).
- [158] Markus Hoffmann. *Vakuum-Simulationsrechnungen für HERA*. Technical report, DESY HERA, 2003.

LITERATURVERZEICHNIS

Danksagung

Zu guter Letzt möchte ich all denjenigen Personen danken, die am Zustandekommen dieser Arbeit unmittelbar wie mittelbar beteiligt sind. Da wären zu nennen:

- Herr Prof. Dr. K. Sengstock, der es mir ermöglichte, in seiner Arbeitsgruppe meine Dissertation anzufertigen. Sein Engagement und sein schier unermüdlicher Optimismus haben ganz entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beitragen. Dafür möchte ich ihm ganz herzlich danken.
- Herr Prof. Dr. K. Bongs, der mit seinen vielen konstruktiven Ideen und Anregungen, gerade in der Anfangszeit des Aufbaus, zu einem erfolgreichen Ausgang wesentlich beigetragen hat. Ich möchte ihm auch dafür danken, dass er immer wieder in Phasen, in denen kaum ein experimenteller Fortschritt zu beobachten war, mich aufgemuntert hat, neuen Mut fassen und weiterzumachen.
- Herr Prof. Dr. A. Hemmerich für die Übernahme des Zweitgutachtens.
- S. Ospelkaus und C. Ospelkaus für die vielen Anregungen, Diskussionen und Tipps in der Aufbauphase und die vielen, netten Treffen in und außerhalb des Labors.
- Die vier Diplomanden, P. Moraczewski, S. Götze, M. Michels und S. Möller, die alle in unterschiedlicher Form an dem Erfolg des Experimentes beteiligt sind. Insbesondere möchte ich noch einmal S. Möller danken. Sein Engagement und sein Einsatz vor allem während der Messphase im letzten Jahr waren eine riesige Hilfe.
- Alle anderen Gruppen- bzw. ehemaligen Gruppenmitglieder, mit denen ich während der vier Jahre zusammenarbeiten durfte und von denen einige sehr gute Freunde geworden sind.
- Die Standortwerkstatt in Bahrenfeld für die sehr gute, konstruktive Zusammenarbeit während der gesamten Promotionszeit.
- Meine Familie und meine Freunde, die mich stets unterstützt und aufgemuntert haben und wahrscheinlich den größten Beitrag zum erfolgreichen Abschluß meiner Arbeit geliefert haben. In diesem Sinne noch einmal: Vielen, herzlichen Dank Euch allen!