
EINE OPTISCHE DIPOLFALLE BEI
EINER WELLENLÄNGE VON $2\ \mu\text{m}$

Diplomarbeit
von

Temmo Wichert Wübbena

angefertigt am
Institut für Quantenoptik

unter Anleitung von
PD Dr. Ernst Rasel
am 27. April 2008

Eine optische Dipolfalle bei einer Wellenlänge von $2\ \mu\text{m}$

Diplomarbeit



vorgelegt der Fakultät für Mathematik und Physik
der Leibniz Universität Hannover

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

27. April 2008

ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine optische Dipolfalle bei einer Wellenlänge von 1960 nm entworfen und aufgebaut, die als Herzstück einer gepulsten Quelle quantenentarteter Gase dienen soll. Diese wird am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover im Rahmen des ATLAS Projekts entwickelt und soll unter anderem zur Überprüfung des Äquivalenzprinzips in Kombination mit einem Atominterferometer dienen.

Zunächst wurden prinzipielle Überlegungen bezüglich der Wahl der Strahlkonfiguration, der Wirkung der für Dipolfallen noch neuen Wellenlänge und der effizienten Beladung der Dipolfalle angestellt. Dabei wurden neue Konzepte zur flexiblen und extern ansteuerbaren Änderung des Fallenvolumens der Dipolfalle entwickelt, die ein effizientes Umladen in die Dipolfalle und ein effizientes Verdampfungskühlen in der Dipolfalle ermöglichen sollen.

Aufgrund der hohen Leistung des Dipolfallenlasers von 50 W bei einer Wellenlänge von 1960 nm war es nötig, neue Methoden zur Untersuchung und Leistungsstabilisierung des Laserlichts zu entwickeln. Außerdem wurden Optiken ausgewählt, mit denen diese Leistung und Wellenlänge gehandhabt werden können.

Der realisierte optische Aufbau der Dipolfalle ermöglicht es, alle durchdachten Dipolfallenkonfigurationen ohne grundlegende Umbauten zu untersuchen. So können sowohl Einzelstrahlfallen, gekreuzte Dipolfallen als auch Dreistrahl-Fallen mit variablen Fallenvolumen erzeugt werden. Der gesamte Aufbau wurde dabei sehr robust ausgelegt und es wurden Möglichkeiten zur einfachen Justage vorbereitet.

Bei abschließenden Experimenten konnten Atome mit diesem Aufbau sowohl in einer Einzelstrahlfalle als auch in einer gekreuzten Dipolfalle gefangen werden. Die Umladeeffizienz der Atome in die Einzelstrahlfalle konnte dabei auf bis zu 6,5 % bestimmt werden.

INHALTSVERZEICHNIS

1	Einleitung	1
2	Experimenteller Aufbau	5
2.1	Vakuumkammer	5
2.1.1	2D-MOT-Kammer	6
2.1.2	Zwischensegment	7
2.1.3	Experimentierkammer	7
2.2	Experimentsteuerung	8
2.3	Atomares Quellensystem	9
2.3.1	LIAD	9
2.3.2	Lasersystem	9
2.3.3	2D-MOT	12
2.3.4	3D-MOT	14
2.3.5	Erwartungen an das atomare Quellensystem	14
3	Theoretische Überlegungen zur Dipolfalle	17
3.1	Dipolpotenzial und Dipolkraft	17
3.1.1	Dressed-Atom-Modell	17
3.1.2	Berechnung des Dipolpotenzials in 1. Quantisierung	20
3.1.3	Dynamische Polarisierbarkeit	23
3.2	Wellenoptik	25
3.2.1	Wellengleichung	25
3.2.2	Gauß-Strahlen	26
3.3	Evaporative Kühlung	28
3.3.1	Rethermalisierungszeiten	29
3.3.2	Fallenfrequenzen	29
3.4	Mögliche Dipolfallenkonfigurationen	29
3.4.1	Einzelstrahlfalle	30
3.4.2	Gekreuzte Dipolfalle	31
3.4.3	Komprimierbare Dipolfalle	33

3.4.4	Dreistrahl Falle	34
3.5	Ladeeffizienz von Dipolfallen	36
4	Experimentelle Umsetzung der optischen Dipolfalle	41
4.1	Vermessung des Strahlprofils	41
4.2	Leistungsregelung des Dipolfallenlasers	44
4.3	Optischer Aufbau der Dipolfalle	48
4.3.1	Optiken für Laserlicht bei 1960 nm	49
4.3.2	Strahlvorbereitung	50
4.3.3	Teleskope	53
4.3.4	Dipolfallenstrahlführung	56
4.4	Detektion	56
4.4.1	Fluoreszenzaufnahmen	57
4.4.2	Absorptionsaufnahmen	58
5	Erste Experimente mit der optischen Dipolfalle	61
5.1	Justage der Dipolfallenstrahlen	61
5.1.1	Justage mittels CCD-Kamera im Strahlverlauf	61
5.1.2	Justage durch Modulation der Laserleistung	62
5.2	Erste Realisierung der optischen Dipolfalle mit ^{87}Rb -Atomen	64
6	Ausblick	67
A	Veröffentlichung	71
B	Oszillatorstärken von ^{87}Rb	77

EINLEITUNG

Im Jahr 1995 gelang es zum ersten Mal ein verdünntes Gas bosonischer Atome so weit abzukühlen, dass es den Phasenübergang der Bose-Einstein-Kondensation (BEC) vollzog [1, 2, 3]. Ein BEC ist ein bereits 1924 von Einstein [4] nach Vorarbeiten von Bose [5] vorhergesagter Materiezustand, in dem sich ein Großteil der Atome im selben quantenmechanischen Zustand befindet. Diese Atome sind nun ununterscheidbar und können somit durch eine einzige makroskopische Wellenfunktion beschrieben werden.

Bose-Einstein-Kondensate ermöglichen eine Vielzahl grundlegender Experimente zur quantenmechanischen Natur der Materie, und im Besonderen der Welleneigenschaften der Atome. Beispiele sind die Beobachtung von Materiewelleninterferenz zwischen zwei Bose-Einstein-Kondensaten [6] oder Phänomene der Superfluidität, wie die Ausbildung von Solitonen oder Vortizes in einem Kondensat [7, 8].

Lange Zeit bestand das einzige Verfahren zur Erzeugung von Kondensaten aus dem Fangen der Atome in den auf dem Zeeman-Effekt basierenden Magnetfallen und dem darauf folgenden evaporativen Kühlen, bei dem die heißesten Teilchen des verdünnten atomaren Gases selektiv durch eine Radiowelle geeigneter Frequenz in einen ungebundenen oder sogar abgestoßenen Zustand überführt und so vom Ensemble entfernt werden. Für viele Experimente ist es aber unbedingt nötig, das Magnetfeld als freien und variabel einstellbaren Parameter zur Verfügung zu haben, oder mehr als einen magnetischen Unterzustand fangen und frei entwickeln lassen zu können. Dies ist in Magnetfallen jedoch offensichtlich nicht möglich, weshalb schon früh versucht wurde, quantenentartete Gase in Dipolfallen zu erzeugen und zu halten.

Optische Dipolfallen eröffnen aufgrund ihrer Vorzüge neue experimentelle Möglichkeiten. So benötigen sie zur evaporativen Kühlung keine auf eine atomare Resonanz abgestimmten Radiowellen, weswegen in ihnen verschiedene Elemente ohne sympathetische Kühlung auf einmal kondensiert werden können. Dies ermöglicht

unter anderem die Erzeugung exotischer Moleküle mit Hilfe von heteronuklearen Mischungen ultrakalter oder quantenentarteter Gase mittels Feshbach-Resonanzen, was komplett neue experimentelle Methoden in der Molekülphysik schafft [9]. Nutzt man eine stehende Lichtwelle zur Erzeugung der optischen Dipolfalle, so wird dadurch ein periodisches Potenzial erzeugt, mit dem zum Beispiel grundlegende Konzepte der Festkörperphysik, wie das des Mott-Isolators, mit bisher unbekannter Reproduzierbarkeit überprüft werden können. In einem dreidimensionalen Gitter oder einem durch eine Anordnung von Mikrolinsen erzeugten zweidimensionalen Feld von Dipolfallen kann man separierte atomare Ensembles fangen [10] und sogar kondensieren [11]. Die individuelle Adressierbarkeit der Ensembles sollte langfristig die Realisierung von Registern oder Rechengattern zukünftiger Quantencomputer ermöglichen, und ist Gegenstand aktueller Forschung.

Die erste experimentelle Realisierung einer optischen Dipolfalle gelang S. Chu 1986 mit einem gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmten Laserstrahl [12]. Neun Jahre später wurde in derselben Gruppe auch Verdampfungskühlung in einer gekreuzten Dipolfalle durch Verringerung der Potenzialtiefe demonstriert [13]. Die Temperatur der Atome konnte dabei um fast zwei Größenordnungen gesenkt werden, was zu einer Erhöhung der Phasenraumdichte um einen Faktor 28 führte. Dennoch reichten die so erzeugten Phasenraumdichten nicht aus um ein BEC herzustellen, da nur einige Tausend Atome in die Dipolfalle geladen werden konnten und am Ende des Kühlvorgangs nur einige Hundert Atome verblieben.

Im Jahr 1998 konnte das erste Mal ein in einer Magnetfalle erzeugtes BEC in eine Dipolfalle umgeladen werden [14]. Doch die aufwendige und langsame Erzeugung eines BEC in einer Magnetfalle durch ein direktes und schnelles Verfahren zur Kondensation zu ersetzen, gelang erst im Jahr 2001: M. Chapman und seine Mitarbeiter kühlten ^{87}Rb -Atome direkt in einer Dipolfalle, die durch zwei gekreuzte fokussierte Strahlen eines CO_2 -Lasers erzeugt wurde [15]. Da bei der direkten Erzeugung von BECs in optischen Dipolfallen keine Magnetfelder wirken, nennt man diese Kondensate „rein-optisch“.

Von den vielen bis heute rein-optisch erzeugten BECs wurden fast alle mit CO_2 -Lasern realisiert, da diese zum einen mit ausreichend hoher Leistung bei gleichzeitig guten Strahleigenschaften zur Verfügung stehen, und zum anderen die große Wellenlänge dieser Laser von $10,6\ \mu\text{m}$ in der Größenordnung der im Fokus des Laserstrahls erzeugten Fallen liegt. Denn aufgrund der daraus resultierenden, sehr kurzen Rayleigh-Länge, führt selbst ein einzelner fokussierter Strahl zu einem in alle Richtungen stark ansteigenden Potenzial, so dass die Zahl der gefangenen Atome und deren Phasenraumdichte zu Beginn der evaporativen Kühlung wesentlich größer ist als bei optischen Dipolfallen mit kleineren Wellenlängen.

Da CO_2 -Laser jedoch umständlich in der Handhabung sind und Optiken und Vakuumfenster, die für Licht bei $10,6\ \mu\text{m}$ genutzt werden können, nicht für Licht im sichtbaren, nah- oder mittelinfraroten Spektralbereich transparent sind, ist ein auf einem CO_2 -Laser basierender experimenteller Aufbau gegenüber einem, der

mit einem Laser im sichtbaren oder infraroten Bereich arbeitet, nicht von Vorteil. Man versucht daher, auch andere Laser zur Erzeugung von BECs zu verwenden.

Es gibt verschiedene Bedingungen, die ein zur Erzeugung eines rein-optischen BECs gedachter Laser erfüllen muss. Zum einen darf die Wellenlänge des Lasers nicht zu nah an atomaren Resonanzen liegen, da die sonst auftretende spontane Photonenstreuung zu starken Heizprozessen innerhalb der Atomwolke führen und die Abkühlung des atomaren Ensembles bis hin zur Bose-Einstein-Kondensation somit unmöglich machen würde. Zum anderen muss der Laser eine ausreichend hohe Leistung von mehreren zehn Watt bei gleichzeitig möglichst guter Strahlqualität zur Verfügung stellen können. Es gibt daher nur wenige Laser im nah- oder mittel-infraroten Spektralbereich, deren Benutzung zur rein-optischen Realisierung eines BECs in Frage kommen:

Im Wellenlängenbereich um $1\ \mu\text{m}$ gibt es zahlreiche Laser, die den oben gestellten Anforderungen gerecht werden. Mit auf solchen Lasern basierenden optischen Dipolfallen konnte tatsächlich in den letzten drei Jahren bereits an mehreren Experimenten ^{87}Rb kondensiert werden. Allerdings unter teilweise recht großem experimentellen Aufwand, da die so erzeugten Fallen aufgrund ihrer großen Rayleigh-Länge eine für die Erzeugung quantenentarteter Gase ungünstige Form haben [16, 17, 18].

Des Weiteren gibt es auch sehr leistungsstarke Faserlaser mit guten Strahleigenschaften bei einer Wellenlänge von $1,5\ \mu\text{m}$. Diese Wellenlänge hat den großen Vorteil, dass sie in Telekommunikationsnetzen Verwendung findet und deshalb fast das gesamte Spektrum optischer Komponenten kostengünstig zur Verfügung steht. Hier konnte jedoch noch kein BEC von ^{87}Rb -Atomen erzeugt werden, da man große Probleme mit der bei dieser Wellenlänge sehr großen Polarisierbarkeit der atomaren Zustände hat. Diese führt dazu, dass nur unter großem experimentellen Aufwand Atome in die Dipolfalle geladen werden können und die so erreichbaren Phasenraumdichten zu Beginn der evaporativen Kühlung bisher noch nicht zur Erzeugung eines BEC ausreichen.

Neben Lasern in den soeben aufgezählten Wellenlängenbereichen gibt es nun auch noch Thulium-dotierte Faserlaser in einem Wellenlängenbereich um $2\ \mu\text{m}$, die mit ausreichend hohen Leistungen und guter Strahlqualität erhältlich sind. Die Verwendung einer, mit einem solchen Faserlaser erzeugten, Dipolfalle stellt einen Kompromiss aus einem flexiblen experimentellen Aufbau und den Vorteilen großer Wellenlängen dar und vereinigt somit das Beste der Wellenlängenbereiche um $1\ \mu\text{m}$ und $10\ \mu\text{m}$.

Am Institut für Quantenoptik der Leibniz Universität Hannover wird im Rahmen der europäischen Kollaboration FINAQS (Future Inertial Atomie Quantum Sensors) das Projekt ATLAS durchgeführt, dessen Ziel die Realisierung einer transportablen Quelle ultrakalter Kalium- und Rubidiumatome für die Atominterferometrie ist. Dabei soll die Quantenentartung mit Hilfe einer optischen Dipolfalle bei einer Wellenlänge von $1960\ \text{nm}$ innerhalb weniger Sekunden herbeigeführt werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die zur Realisierung dieser optischen Dipolfalle nötigen Vorarbeiten geleistet, sowie erstmals Atome in dieser Falle gefangen. Dazu wurde zunächst an der Fertigstellung des in Kapitel 2 beschriebenen Atom-Quellensystems zum Beladen der optischen Dipolfalle mitgewirkt. Des Weiteren wurden die in Kapitel 3 dargestellten Überlegungen bezüglich der Auswirkungen der Wahl dieser Wellenlänge für die optische Dipolfalle angestellt, sowie Konzepte zur erfolgreichen evaporativen Kühlung in dieser Falle entwickelt. In Kapitel 4 wird zunächst die experimentelle Realisierung dieser Überlegungen beschrieben, bevor dann in Kapitel 5 die ersten Experimente mit der in dieser Arbeit entworfenen und aufgebauten optischen Dipolfalle zusammengefasst werden.

EXPERIMENTELLER AUFBAU

Das Experiment soll als Prototyp einer kompakten Quelle quantenentarteter Gase für die Atominterferometrie dienen und muss somit zum einen in der Lage sein, mit einer möglichst hohen Wiederholungsrate quantenentartete Gase mit möglichst hoher Atomzahl zu erzeugen und zum anderen aber auch hohe Anforderungen an die Kompaktheit und Stabilität erfüllen. Um den für die Erzeugung quantenentarteter Gase benötigten niedrigen Druck am Ort der Experimente zu gewährleisten und trotzdem hohe Laderaten mit daraus folgender hoher Wiederholungsrate zu ermöglichen, wurde das bereits im „*Cold Atom Sagnac Interferometer*“-Experiment (CASI) [19, 20] erprobte atomare Quellsystem [21] verwendet. Es zeichnet sich durch seine Kompaktheit und Robustheit aus. Hierbei wird eine dreidimensionale (3D) magneto-optische Falle (MOT) von einem kalten Atomstrahl beladen, der von einer aus dem Hintergrund beladenen 2D-MOT [22] erzeugt wird. Auf diese Weise lässt sich ein geringer Umgebungsdruck mit hohen Laderaten kombinieren, ohne dass sperrige Aufbauten und hohe Magnetfelder, wie sie bei einem *Zeeman-slower* [23] nötig sind, den experimentellen Ablauf stören können.

2.1 Vakuumkammer

Die Vakuumkammer besteht aus drei Segmenten: Der Experimentierkammer, in der die Dipolfalle realisiert wird und in der die späteren metrologischen Experimente stattfinden sollen, dem Zwischensegment, in dem sich die Vakuumpumpen sowie eine differenzielle Pumpstufe (siehe Abschnitt 2.1.2) befinden, und der 2D-MOT-Kammer, in die die für die Experimente benötigten Atome zunächst freigesetzt werden, bevor sie von einer 2D-MOT in zwei Dimensionen gekühlt und räumlich eingeschlossen werden und so entlang der verbleibenden Achse in die Experimentierkammer strömen. Die in Abbildung 2.1 gezeigte, ca. 70 cm lange Vakuumkammer wurde fast ausschließlich in der institutseigenen feinmechanischen Werk-

statt gefertigt. Um, vor allem bei der Atominterferometrie ungewünschte, Einflüsse auf verschiedene magnetische Unterzustände der Atome zu vermeiden, wurden wo möglich nur nichtmagnetisierbare Materialien verwendet; so besteht ein Großteil der Vakuumkammer aus Aluminium und sämtliche Schrauben aus nichtmagnetischem Edelstahl. Sämtliche Verbindungen zweier Metallflächen wurden mit Bleipressdichtungen, Verbindungen von Metall und Glas mit Indiumpressdichtungen kaltverschweißt [24, 25, 26].

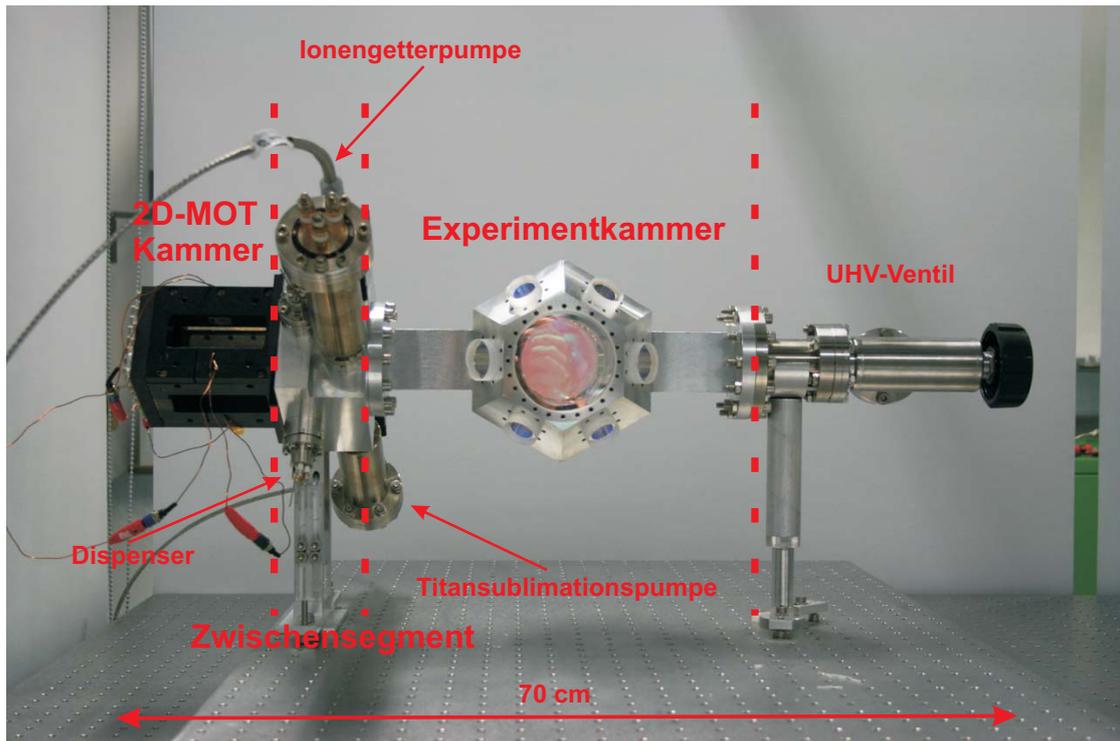


Abbildung 2.1: Foto der „nackten“ Vakuumkammer. Zu sehen ist die Aufteilung der Vakuumapparatur in drei Teile und die Position der Pumpen sowie der Dispenser. (Bild übernommen aus [27])

2.1.1 2D-MOT-Kammer

Um einen guten optischen Zugang zu ermöglichen, besteht die 2D-MOT-Kammer aus einer einzigen Glaszelle [Hellma]. Sie hat die Innenmaße $30 \times 30 \times 100 \text{ mm}^3$ und ist nicht AR-beschichtet¹. Die direkt an der Glaszelle befindlichen Spulenrahmen dienen gleichzeitig dazu, die Glaszelle an das Zwischensegment zu drücken. Sie haben die Innenmaße $40 \times 86 \text{ mm}^2$ und sind 56 mm voneinander entfernt. Um die Induktivität der Spulenrahmen zu reduzieren, wurden die einzelnen Elemente der

¹AR steht für „antireflex“

Rahmen eloxiert und geschlitzt, wodurch mit dem Magnetfeld wechselwirkende, auf Induktion beruhende Kreisströme unterbunden werden.

2.1.2 Zwischensegment

Das Zwischensegment erfüllt drei Aufgaben. Die Erste besteht darin, Atome mithilfe sogenannter *dispenser* [SAES Getters (Rb) und Eigenbau (K)[28]] in der 2D-MOT Kammer freizusetzen, die dann durch die 2D-MOT aus dem Hintergrund zunächst in zwei Dimensionen gekühlt und gefangen werden können. Dispenser sind kleine, mit Alkalisalzen gefüllte Metallbehälter, die durch einen elektrischen Strom geheizt werden können, wodurch dann Atome verdampft werden. Die zweite Aufgabe der Zwischenstufe besteht darin, dem durch die 2D-MOT erzeugten, kalten und gerichteten Atomstrahl eine Möglichkeit zu geben, in die Experimentierkammer zu gelangen, und gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit, dass heiße und ungerichtete Atome aus der 2D-MOT-Kammer die Experimentierkammer erreichen können, gering zu halten. Dies wird durch eine differenzielle Pumpstufe realisiert, die im Wesentlichen aus einem 3 cm langen Grafitröhrchen mit einem Innendurchmesser von 3 mm besteht. Atome des zum Röhrchen parallelen Atomstrahls können das Grafitröhrchen frei durchfliegen, wohingegen Atome des Hintergrundgases mit großer Wahrscheinlichkeit eine andere Flugrichtung haben und somit, selbst wenn sie die Öffnung des Röhrchens trafen, auf die Innenwand des Grafitröhrchens prallten, wo sie dann absorbiert würden. Auf diese Weise lässt sich, bei der hier gewählten Dimensionierung des Grafitröhrchens, zwischen Experimentier- und 2D-MOT-Kammer ein Druckunterschied von einem Faktor 50 realisieren[27]. Die dritte Aufgabe des Zwischensegments besteht darin, den Umgebungsdruck in der Experimentierkammer gering zu halten, was durch insgesamt vier Vakuumpumpen mit einer Pumpleistung von je 2 l/s gewährleistet wird. Dies sind zwei Titan-Sublimations-Pumpen [VG Scienta, ZST23] und zwei Ionengetterpumpen [Varian, VacIon]. Um ein möglichst kompaktes Experiment zu realisieren, wurde auf zusätzliche Drucksensoren verzichtet, womit der Druck in der Experimentierkammer nur über den Strom der Ionengetterpumpen ermittelt werden kann. Dieser Strom wird durch den Treiber der Pumpen [Varian, MicroVac] bereitgestellt. Der an die 2D-MOT grenzende Teil des Zwischensegments ist in Abbildung 2.5 skizziert.

2.1.3 Experimentierkammer

Die Experimentierkammer besitzt zwanzig optische Zugänge aus einem für 780 nm und 1960 nm AR-beschichteten [Laseroptik Garbsen] Quarzglas-Substrat [Heraeus Quarzglas, Infrasil]. Die zwanzig Fenster sind zu zehn jeweils gegenüberliegenden Paaren angeordnet, wobei drei dieser Paare, das horizontale Paar senkrecht zur Achse des Atomstrahls aus der 2D-MOT sowie die

beiden dazu orthogonalen, nicht vertikalen Paare, für die 3D-MOT verwendet werden. Somit bleiben sieben Fensterpaare, die zum Einstrahlen der Dipolfalle, zur Detektion und für weitere Experimente genutzt werden können. Dazu gehören ein vertikal angeordnetes Paar und zweimal drei Paare, mit denen jeweils drei orthogonale Strahlenpaare in die Experimentierkammer eingestrahlt werden können. Gegenüber der Zwischenstufe befindet sich noch ein UHV Ventil [Vacuum Generators, ZCR40R], an dem die Turbomolekularpumpe beim Evakuieren der Kammer angeschlossen wurde.

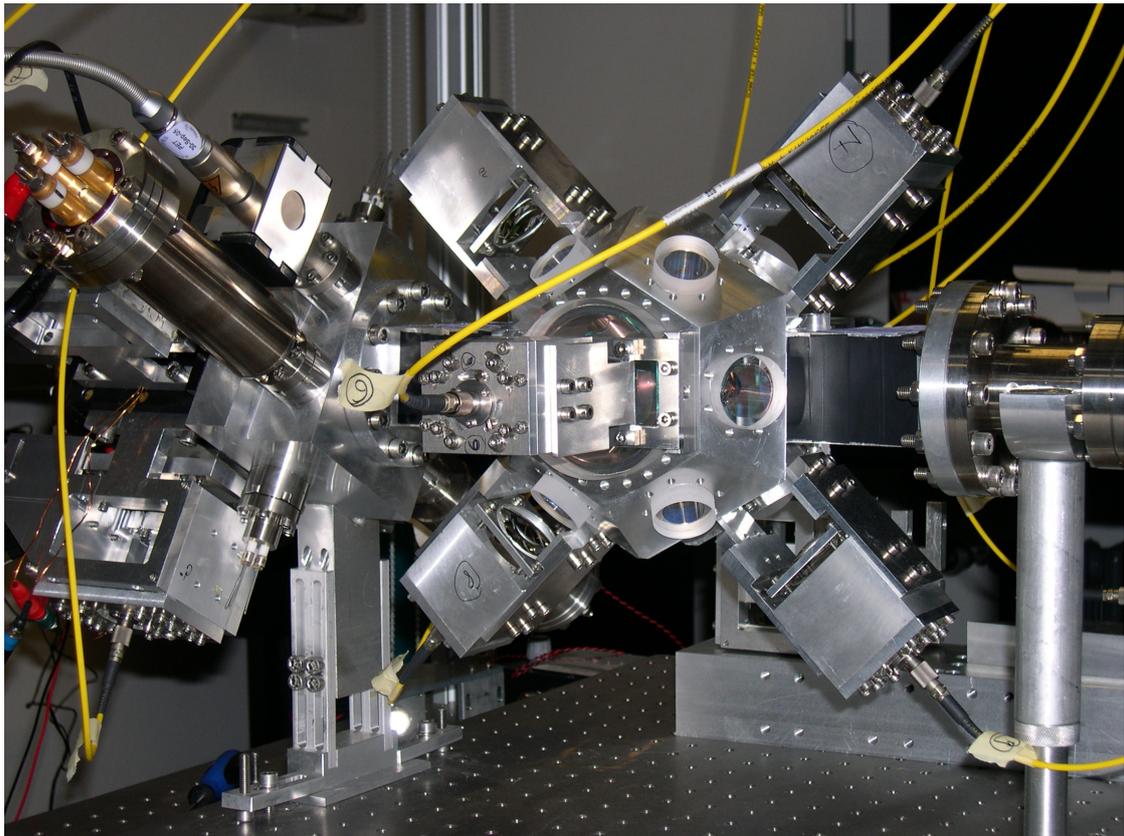


Abbildung 2.2: Foto der Experimentierkammer. Im Vordergrund sieht man die Experimentierkammer sowie die Teleskope der 3D-MOT, links im Hintergrund das Zwischensegment und die 2D-MOT-Kammer mit den Teleskopen der 2D-MOT.

2.2 Experimentsteuerung

Alle experimentellen Parameter, deren Änderung während einer Messung oder einer Messreihe nötig werden können, werden im Experiment von einem mit einem Echtzeit-Betriebssystem [National Instruments, Realtime 8.2] betriebenen Rechner gesteuert. Dazu ist dieser mit zwei Steuerkarten [National

Instruments, NI PCI 6729 + 6229] versehen, die neben analogen und digitalen Ein- und Ausgängen über einen beschreibbaren Speicher für vorhersehbare Steuersequenzen, wie zum Beispiel die Leistungsrampen des Dipolfallenlasers beim evaporativen Kühlen, verfügen. An Konditionen geknüpfte Steuersequenzen können in Echtzeit auf dem Echtzeitrechner berechnet und über die Karten ausgegeben werden. Die Programmierung des Echtzeitrechners und somit auch der Karten erfolgt über das TCP/IP Protokoll von einem zusätzlichen Laborrechner, auf dem eine grafische Programmierumgebung [National Instruments, LabVIEW 8.2] zur Verfügung steht. Über dieselbe Verbindung werden auch gemessene Daten des Echtzeitrechners auf den Laborrechner übertragen und können dort ausgewertet werden.

2.3 Atomares Quellensystem

2.3.1 LIAD

Bei dem verwendeten atomaren Quellensystem setzen sich die, von den *dispensern* freigesetzten, Atome zunächst an den Innenwänden der 2D-MOT-Kammer ab. Dort können sie, wenn sie benötigt werden, durch Einstrahlen von ultraviolettem Licht abgelöst werden. Dieses Verfahren nennt man „Licht induzierte Atomdesorption“ (LIAD) [29]. Es ermöglicht einen schnell schaltbaren Druckanstieg und -abfall in der Glaszelle, der dann zu einer Erhöhung des atomaren Flusses in die 3D-MOT führt. Im Experiment konnte der Fluss so bis zu einem Faktor von 20 erhöht werden [27]. Gegenüber einer einfachen Erhöhung des Rubidiumdampfdrucks in der 2D-MOT-Kammer durch häufigeres Aktivieren der Dispenser hat LIAD den Vorteil, dass der Druck in der 2D-MOT-Kammer in den Zeiten, in denen kein Atomfluss von der 2D-MOT zur 3D-MOT benötigt wird, nicht unnötig hoch ist und somit der ungewollte Atomfluss von der 2D-MOT-Kammer in die 3D-MOT-Kammer so gering wie möglich gehalten werden kann. Im Experiment wird das für LIAD benötigte UV-Licht durch vier an der 2D-MOT-Kammer befestigte UV-Dioden bei einer Zentralwellenlänge von 395 nm und einer Maximalleistung von je 60 mW erzeugt [27]. Diese Wellenlänge wurde ausgewählt, um die Effizienz der Atomdesorption zu maximieren, ohne dabei aufgrund der zu befürchtenden Beschädigungen der menschlichen DNS durch zu kurzwellige Strahlung auf zusätzliche Schutz-ausrüstung im Labor angewiesen zu sein.

2.3.2 Lasersystem

Für den Betrieb einer magneto-optischen Falle für Rubidium wird Licht bei zwei, sich um 6,86 MHz unterscheidenden, Frequenzen benötigt, die ungefähr bei einer Wellenlänge von 780,241 nm liegen. Zum einen benötigt man das Kühllicht, auf dessen gerichtetem Photonenimpuls die Kühlmechanismen basieren. Da bei der,

dem Absorbieren folgenden, spontanen Emission das Atom nicht immer in den ursprünglichen quantenmechanischen Zustand zurückkehrt, benötigt man zum anderen noch das Rückpumperlicht. Es regt die Atome so an, dass diese sich wieder in einem an der Kühlung beteiligten Zustand befinden. (für eine Einführung in die Theorie der MOT siehe [30]). Da die optimalen Lichtfrequenzen des 2D-MOT Kühllichtes und des 3D-MOT Kühllichtes unterschiedlich sein können und da viel Leistung für das Kühllicht benötigt wird, werden insgesamt drei Lasersysteme verwendet, die im Experiment alle durch MOPA²-Systeme realisiert wurden [31]. Diese Laser werden jeweils über eine Schwebungsmessung zu einem Referenzlaser stabilisiert [27] und sind entsprechend den experimentellen Anforderungen an die Kompaktheit genauso wie der Referenzlaser mit miniaturisierten Optikkomponenten realisiert worden.

Referenzlaser

Als Vorlage für den Referenzlaser diente ein am BNM-SYRTE in Paris entwickelter ECDL (*External Cavity Diode Laser*) [32], bei dem die Wellenlängenselektion nicht mittels eines Gitters, sondern mittels eines schmalbandigen Frequenzfilters [Research Electro-Optics (FWHM = 0,2 nm)] erzielt wird. Dies ermöglicht einen linearen Aufbau des Resonators, was zu einer größeren Strahllagestabilität und somit auch zu einer einfacheren Wellenlängeneinstellung führt [33, 34, 32].

In Abbildung 2.3 ist der Aufbau des Diodenlasers zu sehen. Durch den Einsatz eines Katzenauges auf der Auskoppelseite des Resonators, bei dem auf den Auskoppelspiegel fokussiert wird, kann die Stabilität des Lasers erhöht werden, da die Mode auch bei leichten Verkippen des Auskoppelspiegels in sich selbst zurückreflektiert wird. Eine solche Konfiguration ist bei herkömmlichen gitterstabilisierten ECDLs nicht möglich, da das Fokussieren des Lichts auf das Gitter im Widerspruch zu einer großen Ausleuchtung des Gitters zum Erzielen möglichst kleiner Linienbreiten steht [35]. Als Laserdiode wird eine *Distributed-Feedback* (DFB)-Diode [Eagleyard] verwendet. Sie zeichnet sich durch ein, in der Halbleiterstruktur eingearbeitetes, Gitter aus, welches eine starke Einschränkung für mögliche longitudinale Moden darstellt und somit einen Ein-Moden-Betrieb ermöglicht. Durch den Einsatz eines externen Resonators, kann die Linienbreite einer freilaufenden Laserdiode³ starkt reduziert werden. Die instantane Linienbreite des Referenzlasers liegt bei 8 ± 2 kHz, während die durch das technische Rauschen des Lasers bedingte Linienbreite 120 ± 25 kHz beträgt [33].

Im Experiment ist der Referenzlaser zusammen mit einer Strahlaufteilung und einer Rubidiumspektroskopie in einem nur $37 \times 22 \times 7$ cm³ großen Aluminiumgehäuse untergebracht. Durch Regelung der Frequenz mithilfe der Frequenzmodulationsspektroskopie auf die Rubidium *Crossover*-Linie $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2/3\rangle$ kann

²MOPA ist das Akronym für *Master Oscillator Power Amplifier*

³die Linienbreite einer DFB-Diode dieser Bauart liegt bei 2,5 MHz [31]

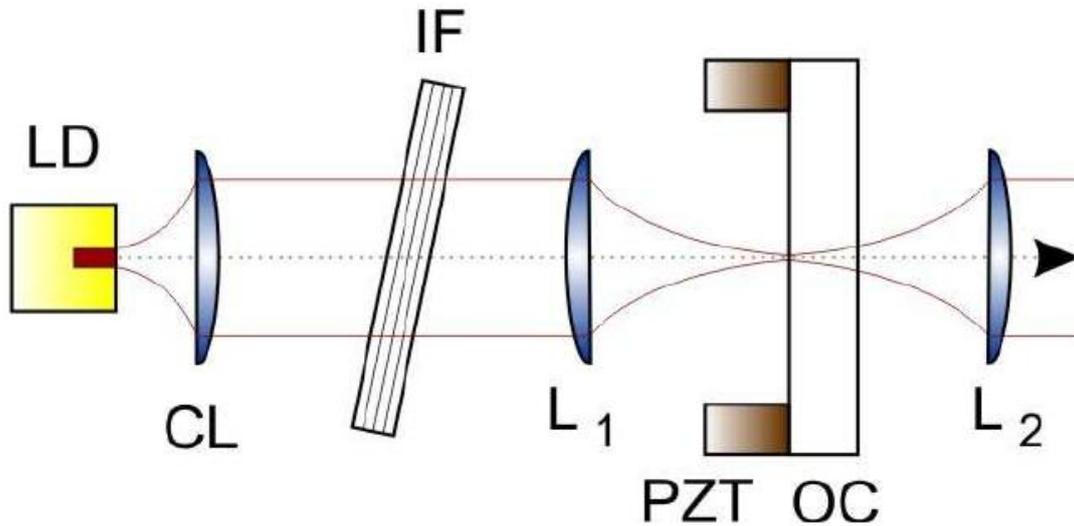


Abbildung 2.3: Skizze des im Referenzlaser realisierten ECDLs. LD) DFB-Diode, CL) Kollimationslinse, IF) Interferenzfilter, C_1) Fokussierlinse des *Katzenauges*, PZT) Piezo zur Regelung der Resonatorlänge, OC) Auskoppelspiegel, C_2) Kollimationslinse. (Bild übernommen aus [33])

die Linienbreite des Lasers auf 93 ± 25 kHz reduziert werden [31]. Als regelbares Element dient hierbei neben dem Diodenstrom auch die Resonatorlänge, die über einen Piezo, an dem der Auskoppelspiegel befestigt ist, verstellt werden kann.

Fallenlaser

Das gesamte zum Betreiben der magneto-optischen Fallen benötigte Laserlicht wird auf einer 60×60 cm² großen Aluminiumplatte erzeugt und mithilfe von elf polarisationserhaltenden *single-Mode*-Fasern [Schäfter+Kirchhoff, PM 780-HP] zur Vakuumapparatur geführt. Als Lichtquelle dienen drei DFB-Laserdioden, die im Bereich einiger GHz über Schwebungsmessungen auf eine beliebige Frequenz geregelt werden können, was mit herkömmlichen Laserdioden aufgrund deren geringeren modensprungfreien Bereichs nicht möglich wäre (siehe Abbildung 2.4) [27]. Dabei werden das 2D-MOT-Kühllicht sowie das Rückpumplicht direkt mit dem Referenzlaser verglichen, das 3D-MOT-Kühllicht jedoch wird auf eine vorgegebene, feste Differenzfrequenz zum Rückpumplicht geregelt. Auf diese Weise kann dasselbe Lasersystem nach Beladen der MOT zum Aufspalten, Spiegeln und Rekombinieren atomarer Wellenpakete mithilfe von kohärenten Ramanübergängen verwendet werden [36].

Das stabilisierte Licht wird von je einem Trapezverstärkerchip (engl. „*Tapered Amplifier*“ kurz TA) auf bis zu 1 W verstärkt und anschließend nach Frequenz-

verschiebungen durch Akusto-Optische Modulatoren (AOMs) und entsprechender Überlagerung in die Fasern eingekoppelt.

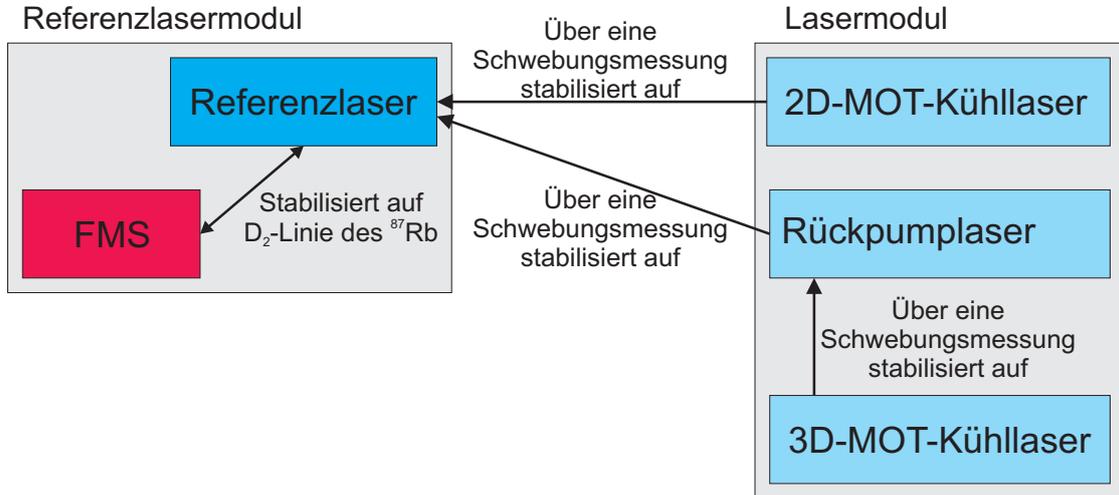


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der einzelnen Lasersysteme. Der Referenzlaser ist mittels Frequenzmodulationsspektroskopie auf einen Übergang der D₂-Linie von Rubidium stabilisiert. 2D-MOT Kühllicht sowie Rückpumplicht werden mittels Schwebungsmessungen auf den Referenzlaser stabilisiert, während der 3D-MOT-Kühlaser auf eine feste Schwebungsfrequenz mit dem Rückpumplicht stabilisiert wird. (Bild übernommen aus [27])

2.3.3 2D-MOT

Das Quadropolfeld der 2D-MOT-Kammer wird von Spulen mit 64 Wicklungen erzeugt. Aufgrund der bereits beschriebenen Massnahmen zur Reduzierung der Induktivität des Aufbaus, lassen sich kurze Abschaltzeiten unter einer Millisekunde für das zweidimensionale magnetische Quadropolfeld realisieren, welche für empfindliche Experimente in der Experimentierkammer von Nutzen sein können. Bei dem für die Laderate der 3D-MOT optimalen Strom von 2,5 A erzeugen die Spulen einen Magnetfeldgradienten von 10,6 G/cm [27]. Das für die 2D-MOT benötigte Licht, das optimalerweise 13,5 MHz gegen die Resonanzfrequenz des Kühlübergangs $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ verstimmt ist [27], wird am Ausgang der Fasern mit einem $\lambda/4$ Plättchen zirkular polarisiert und anschließend in Teleskopen zunächst aufgeweitet und dann so gut wie möglich kollimiert. Die resultierenden Laserstrahlen haben ein elliptisches Profil, dessen Hauptachsen 40 und 14 mm lang sind. Um die Laserleistungen in den einzelnen Strahlen leicht überprüfen und justieren zu können, ist jedes Teleskop mit einer Photodiode ausgestattet. Mit der hier beschriebenen 2D-MOT konnten Atomflüsse von bis zu 10^8 A/s in die 3D-MOT erzielt werden. Durch den zusätzlichen Einsatz eines Laserstrahls entlang der Propagati-

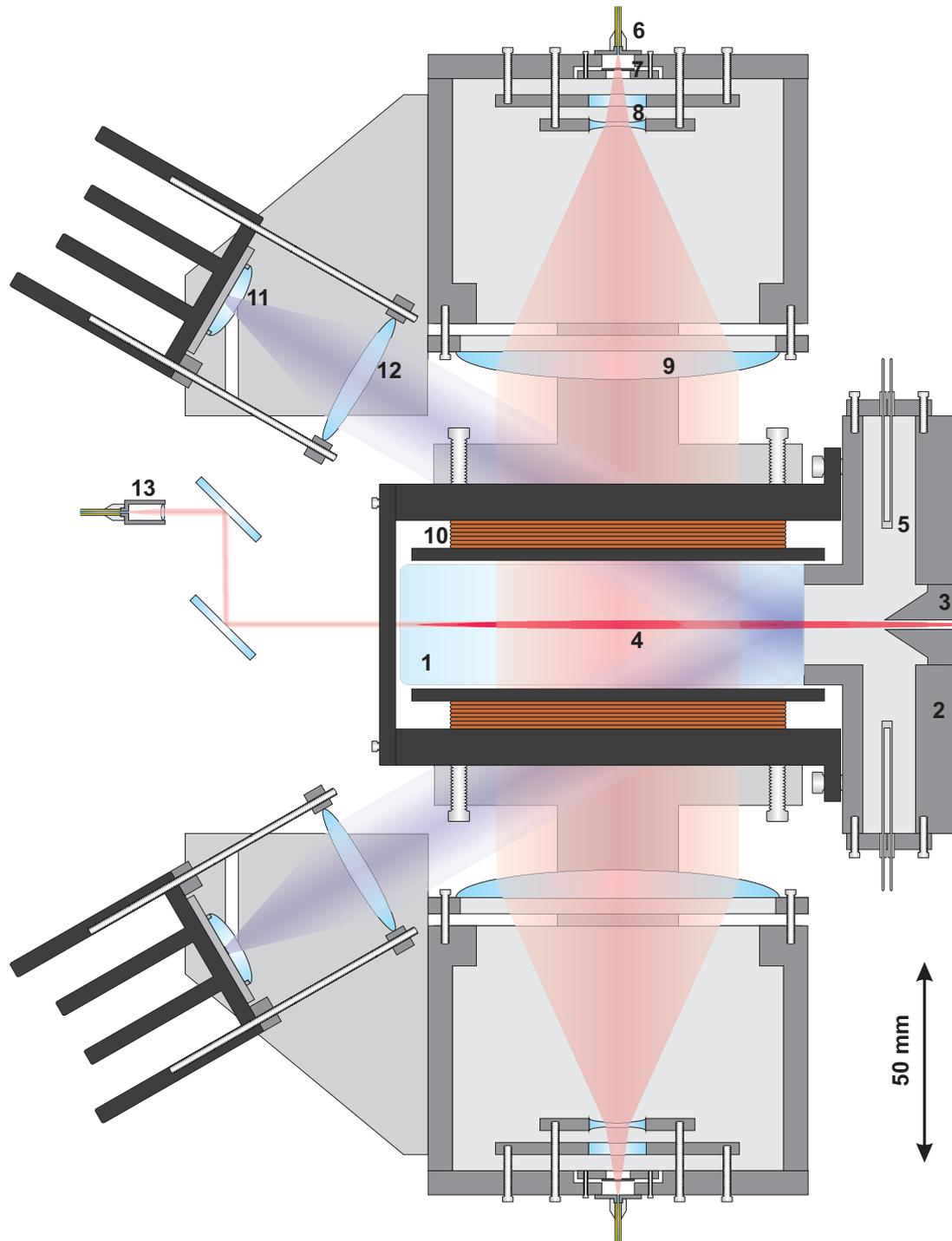


Abbildung 2.5: Zeichnung der 2D-MOT. 1) Glaszelle / 2D-MOT-Kammer, 2) Zwischensegment, 3) differenzielle Pumpstufe, 4) kalter Atomstrahl, 5) „Dispenser“, 6) polarisationserhaltende Faser für Kühl- und Rückpumlicht, 7) $\lambda/4$ -Plättchen, 8) Aufweitungslinsen, 9) Kollimationslinse, 10) Spule zur Erzeugung des zweidimensionalen magnetischen Quadrupolfeldes, 11) UV-Leuchtdiode und 12) UV-Sammellinse, 13) Optik für *Pusher*-Strahl. (Bild übernommen aus [27])

on kann der Atomfluss durch Lichtdruck noch um ein bis zwei Größenordnungen gesteigert werden.

2.3.4 3D-MOT

An der Experimentierkammer sind die Spulen zur Erzeugung des dreidimensionalen magnetischen Quadropfeldes im Abstand von 60 mm zueinander angebracht. Sie haben einen Innendurchmesser von 184 mm, bestehen aus jeweils 400 Windungen und ihre Rahmen sind wie die der 2D-MOT schwarz eloxiert und geschlitzt, um Kreisströme zu unterbinden und schnelle Abschaltzeiten zu ermöglichen. Bei dem optimalen Strom von 2,5 A erzeugen die Spulen einen Magnetfeldgradienten von $-10,4 \text{ G/cm}$ transversal und $5,2 \text{ G/cm}$ axial zur Symmetrieachse der Spulen [27]. Da sie einen Widerstand von jeweils 8Ω haben, werden bei diesem Strom 100 W in Wärme umgewandelt. Um ein Überhitzen der Spulen zu vermeiden, werden die 3D-MOT Spulen daher wassergekühlt. Auch das zum Betrieb der 3D-MOT benötigte Laserlicht, das idealerweise 25 MHz gegenüber der Resonanz des Kühlübergangs von Rb verstimmt ist [27], wird mit einem $\lambda/4$ Plättchen zunächst zirkular polarisiert, dann aufgeweitet und kollimiert. Wie bei dem 2D-MOT-Teleskop kann das nun auf einen Durchmesser von 25 mm aufgeweitete Licht mit eingebauten Photodioden in seiner Leistung überwacht werden.

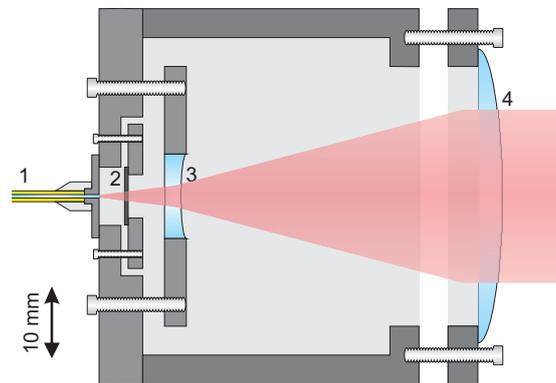


Abbildung 2.6: Zeichnung der 3D-MOT-Teleskope. 1) Faseranschluss, 2) $\lambda/4$ -Plättchen, 3) Aufweitungslinse, 4) Kollimationslinse. (Bild übernommen aus [27])

2.3.5 Erwartungen an das atomare Quellensystem

Die Umladeeffizienz beim Beladen einer optischen Dipolfalle hängt einerseits von der Tiefe und der räumlichen Ausdehnung der Dipolfalle und andererseits von Größe, Dichte und Temperatur der umzuladenden atomaren Wolke [37]. In Hinblick auf atominterferometrische Experimente ist es wünschenswert, quantendegenerierte Gase mit einer hohen Wiederholungsrate und Teilchenzahl zu erzeugen.

In dem hier beschriebenen atomaren Quellensystem können nach einer Ladezeit von nur 10s bis zu 10^8 Atome gefangen werden. Bei einer erwarteten Umladeeffizienz in die Dipolfalle von mindestens 1% (siehe Abschnitt 3.5) und geschätzten Verlusten während der Evaporation von drei Größenordnungen, bleiben im nicht weiter optimierten Fall 10^3 Atome in einem erzeugten Kondensat. Der Verbesserung der drei oben geforderten Attribute: klein, kalt und dicht kann durch mehrere zu integrierende Verbesserungen nachgekommen werden.

Die Größe der MOT hängt genauso wie die Temperatur der Atomwolke von der Überlagerung des Magnetfeldminimums mit dem Intensitätsmaximum der Kühlstrahlen ab. Entsprechen sich diese nicht, so führt dies zum einen dazu, dass die MOT in die Länge gezogen wird und zum anderen dazu, dass die Verstimmung des Kühllasers gegenüber der atomaren Resonanz im Fallenzentrum kleiner ist als bei einer wohl justierten MOT. Diese kleinere Verstimmung führt zu stärkeren Heizprozessen und somit auch zu einem einseitigen die MOT vergrößernden Strahlungsdruck. Um diese Überlagerung des Magnetfeldminimums mit dem Intensitätsmaximum zu ermöglichen, müssen jedoch zunächst ein konstantes Magnetfeld und konstante relative Lichtleistungen garantiert werden können. Der homogene Teil der störenden Magnetfelder kann durch die bereits realisierten Kompensationsspulen ausgeglichen werden, der inhomogene Teil durch eine bereits entworfene Mumetallhülle. Schwankungen in der relativen Lichtleistung, können aufgrund der gemeinsamen Lichtquelle nur durch mechanische Störungen entstehen, absolute Schwankungen wurden nur auf großen Zeitskalen beobachtet, könnten aber leicht über den Strom der TA-Chips geregelt werden.

Die Atomzahl in der MOT hängt im Gleichgewichtszustand vom Verhältnis von Laderate zu Verlustrate ab. Da die Verluste primär von der Qualität des umgebenden Vakuums abhängen, können die in Abbildung 2.7 aufgetragenen Atomzahlen in der 3D-MOT daher als Maß für die Laderate und damit als Maß für den Fluss der Atome aus der 2D-MOT in die 3D-MOT gesehen werden. Man erkennt, dass der Atomfluss sowohl mit höheren Kühllichtleistungen als auch mit höheren LIAD-Lichtleistungen steigt. Da man bei beiden Leistungen mit den experimentell vorhandenen Möglichkeiten keine Sättigung erreichen konnte, ist es zu erwarten, dass sich der atomare Fluss durch stärkere Lichtleistungen noch stark vergrößern lässt. Außerdem kann durch verschiedene Ströme in den 2D-MOT-Spulen ein Verschieben der 2D-MOT Lage für einen besseren Durchgang des Atomstrahls durch die differenzielle Pumpstufe erreicht werden. Auch wird der Atomstrahl mit großer Wahrscheinlichkeit durch störende externe Magnetfelder, wie zum Beispiel das Erdmagnetfeld, beeinflusst, die durch die bereits beschriebenen Maßnahmen zur Magnetfeldkompensation leicht ausgeglichen werden können. Da die Atomzahl auch von den Verlusten bestimmt wird, bietet es sich an, die Vakuumqualität in der Experimentierkammer durch Anbau zusätzlicher Pumpen zu verbessern. Dies wurde bei der Planung der Vakuumkammer bereits vorbereitet, steht aber im Widerspruch zu dem experimentellen Anspruch an die Kompaktheit des Aufbaus und

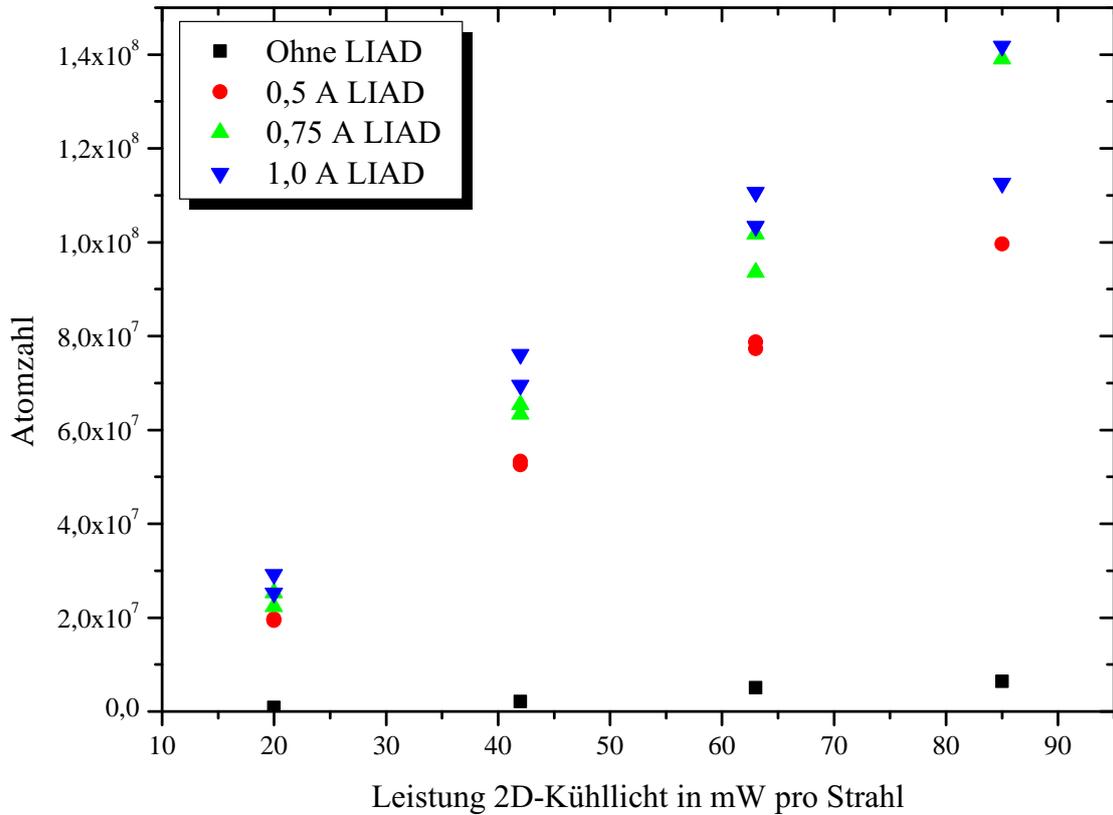


Abbildung 2.7: Maximale Atomzahl in der 3D-MOT in Abhängigkeit von 2D-MOT Kühllichtleistung und LIAD-Leistung. Sowohl bezüglich der 2D-MOT Kühllichtleistung als auch bezüglich der LIAD-Lichtleistung ist die maximale Atomzahl in der 3D-MOT nicht gesättigt und lässt sich somit durch Vergrößern dieser beiden Parameter erhöhen. (Graph übernommen aus [27])

sollte daher vermieden werden.

Nach Realisierung der hier beschriebenen Verbesserungen ist eine große Leistungssteigerung des Atom-Quellensystems zu erwarten, das dann als effiziente Quelle für die Dipolfalle dienen kann.

THEORETISCHE ÜBERLEGUNGEN ZUR DIPOLFALLE

3.1 Dipolpotenzial und Dipolkraft

Werden Atome einem starken Lichtfeld ausgesetzt, so wirken zwei unterschiedliche Kräfte auf sie. Zum einen die Spontankraft, die auf die Absorption und Emission und den damit verbundenen Impulsübertrag von Photonen des quantisierten Lichtfeldes zurückgeführt werden kann. Sie hängt stark von der Verstimmung des Lichtfeldes gegenüber möglicher atomarer Resonanzen ab und wird unter anderem zum Kühlen und Fangen von Atomen in magneto-optischen Fallen und optischen Melassen genutzt [27]. Die zweite Kraft beruht auf der Wechselwirkung des elektrischen Feldes des Lichtes mit den von ihm in den Atomen induzierten Dipolmomenten. Diese Wechselwirkung führt zu einer Verschiebung der Energieeigenzustände der Atome und somit zu einem auf die Atome wirkenden Potenzial U_{dip} , woraus die Dipolkraft $\vec{F}_{\text{dip}} = -\nabla U_{\text{dip}}$ resultiert. Im Folgenden soll U_{dip} zunächst anschaulich mit dem Dressed-Atom-Modell für ein Zwei-Niveau-Atom eingeführt und daraufhin auch quantitativ für ein klassisches Lichtfeld berechnet werden.

3.1.1 Dressed-Atom-Modell

Betrachtet man das Lichtfeld einer Mode, zum Beispiel das eines Gaußstrahls, so lässt sich seine Energie und somit seine Photonenzahl analog zu einem quantenmechanischen harmonischen Oszillator beschreiben [38]. Ein möglicher Hamiltonoperator lautet dann

$$H_L = \hbar\omega_L \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right). \quad (3.1)$$

Dabei sind a und a^\dagger die Auf- und Absteigeoperatoren des harmonischen Oszillators und $\hbar\omega_L$ entspricht der Energie eines Photons, wobei \hbar das Plancksche Wirkungsquantum h geteilt durch 2π ist und ω_L der Kreisfrequenz des Lichtfeldes entspricht. Die Eigenzustände des Hamiltonoperators $|n\rangle$ haben dann die zugehörigen Eigenenergien $E_n = \hbar\omega_L (n + \frac{1}{2})$. Ein ungestörtes Zwei-Niveau-Atom mit den Energieeigenzuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$, deren Eigenenergien eine Differenz von $E_e - E_g = \hbar\omega_0$ haben, kann durch den Hamiltonoperator

$$H_A = \frac{3\hbar\omega_0}{2} \cdot |e\rangle\langle e| + \frac{\hbar\omega_0}{2} \cdot |g\rangle\langle g| \quad (3.2)$$

beschrieben werden. Führt man analog zum Lichtfeld die atomaren Auf- und Absteigeoperatoren $\sigma^\dagger = |e\rangle\langle g|$ und $\sigma = |g\rangle\langle e|$ ein, so lässt sich der Hamiltonoperator des Atoms analog zu dem des Lichtfeldes als

$$H_A = \hbar\omega_0 \left(\sigma^\dagger \sigma + \frac{1}{2} \right) \quad (3.3)$$

schreiben.

Die Wechselwirkung kann zum Beispiel mit dem Dressed-Atom-Modell beschrieben werden, wo nun die Gesamtzustände des kombinierten Systems von Atom und Lichtfeld betrachtet werden. Im ungestörten Fall sind dies Zustände des aus dem Zustandsraum des Lichtfeldes und dem des Atoms gebildeten Produktraums $\{|g, n+1\rangle, |e, n\rangle\}$. Nach Neudefinition der frei wählbaren Nullpunktenergie [38] lautet der Hamiltonoperator dann

$$H = \hbar\omega_L a^\dagger a + \hbar\omega_0 \sigma^\dagger \sigma. \quad (3.4)$$

Die Eigenwerte dieses Hamiltonoperators $E_{g,n+1} = (n+1)\hbar\omega_L - \hbar\omega_0/2$ und $E_{e,n} = n\hbar\omega_L + \hbar\omega_0/2$ lauten nach Einführung der Verstimmung des Lichtfeldes zur atomaren Resonanz $\delta = \omega_L - \omega_0$,

$$\begin{aligned} E_{g,n+1} &= \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_L + \frac{\hbar\delta}{2} \text{ und} \\ E_{e,n} &= \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_L - \frac{\hbar\delta}{2}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Die energetische Entartung dieser Zustände im Resonanzfall $\omega_L = \omega_0$ wird durch die Dipolwechselwirkung aufgehoben, die die Absorption und Emission eines Photons beschreibt und somit durch die Operatoren $a^\dagger \sigma$ und $\sigma^\dagger a$ beschrieben werden kann¹. Der gesamte Hamiltonoperator für den nahresonanten Fall $\delta \ll \omega_0$

¹Wechselwirkungen wie $a\sigma$ oder $a^\dagger \sigma^\dagger$, die z. B. das Anregen eines Atoms durch Emission eines Photons beschreiben, sind so unwahrscheinlich, dass sie vernachlässigt werden können.

lautet unter der Annahme, dass Emission und Absorption gleich wahrscheinlich sind [39]:

$$H_g = \hbar\omega_L a^\dagger a + \hbar\omega_0 \sigma^\dagger \sigma + \hbar g (a^\dagger \sigma + \sigma^\dagger a). \quad (3.6)$$

Physikalisch beschreibt der hier zunächst zur Verallgemeinerung eingeführte Skalierungsfaktor g die Kopplungsstärke für einen atomaren Dipol in einem Feld, in dem noch kein Photon angeregt ist, und entspricht somit der Wahrscheinlichkeit eines spontanen Zerfalls. Durch Diagonalisieren des neuen Hamiltonoperators H_g erhält man neben den neuen Eigenzuständen $\{|+, n\rangle, |-, n\rangle\}$, welche *dressed-states* genannt werden und eine Superposition der alten Energieeigenzustände sind, auch deren Eigenenergien:

$$E_{\pm} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_L \pm \sqrt{\left(\frac{\hbar\delta}{2}\right)^2 + \left(\hbar g\sqrt{n+1}\right)^2}. \quad (3.7)$$

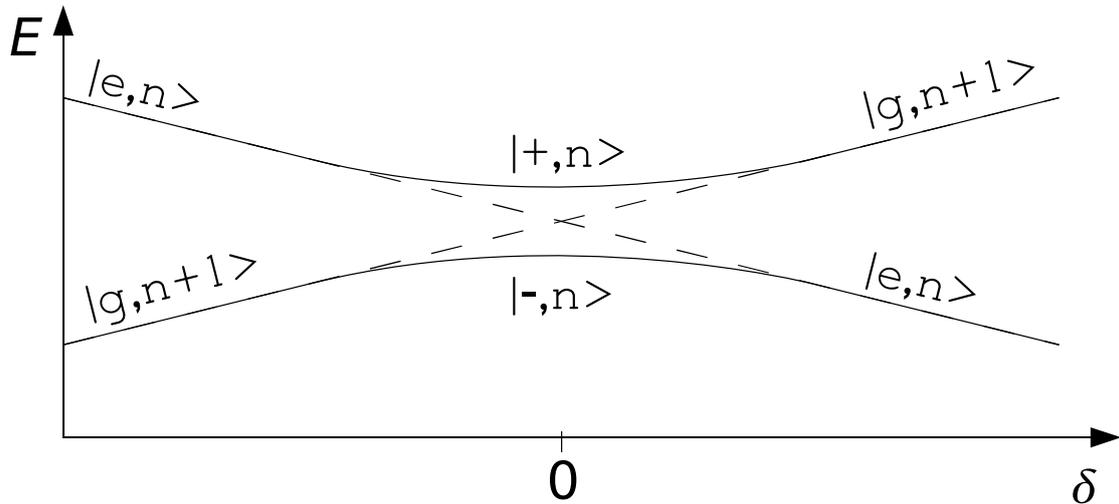


Abbildung 3.1: Energien der Eigenzustände des ungestörten (gestrichelt) (Gleichung (3.5)) und des gestörten (durchgezogen) (Gleichung (3.7)) Hamiltonoperators in Abhängigkeit von der Verstimmung δ des Lichtfeldes gegenüber der atomaren Resonanz

Wie in Abbildung 3.1 zu erkennen ist, führt die Dipolwechselwirkung zu einer Verschiebung der ursprünglichen atomaren Energieniveaus. Wird z. B. ein Atom im Grundzustand einem starken, gegenüber der atomaren Resonanz rotverstimmtten Lichtfeld ausgesetzt, so erfährt es eine Verminderung seiner inneren Energie, das Lichtfeld erzeugt also ein attraktives Potenzial. Der angeregte Zustand hingegen erfährt in einem rotverstimmtten Lichtfeld eine Anhebung seiner inneren Energie und wird daher vom Lichtfeld abgestoßen.

Da in diesem Modell nur ein Zwei-Niveau-Atom betrachtet wurde, kann man nicht vorhersagen, welche Zustände eines realen Atoms von einem Lichtfeld einer bestimmten Wellenlänge angezogen und welche abgestoßen werden. Auch gibt die Näherung $\delta \ll \omega_0$, die der *rotating wave approximation* entspricht, nicht die experimentellen Gegebenheiten wieder. Bessere Vorhersagen lassen sich aus der folgenden Herleitung für das Dipolpotenzial entnehmen, bei der das elektrische Feld als klassisches Feld angenommen wird.

3.1.2 Berechnung des Dipolpotenzials in 1. Quantisierung

Betrachtet man den Hamiltonoperator H_A eines ungestörten Atoms, so kann man ihm einen vollständigen Satz orthogonaler Eigenzustände $|\Psi_k\rangle$ ² mit dazugehörigen Eigenwerten E_k zuordnen:

$$H_A|\Psi_k\rangle = E_k|\Psi_k\rangle. \quad (3.8)$$

Jeder Zustand $|\Psi(t=0)\rangle$, in dem sich das Atom befinden kann, kann nun als Superposition dieser Energieeigenzustände $|\Psi_k\rangle$ dargestellt werden:

$$\begin{aligned} |\Psi(t=0)\rangle &= \sum_k |\Psi_k\rangle \langle \Psi_k | \Psi(t=0)\rangle \\ &= \sum_k c_k |\Psi_k\rangle \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\text{mit } c_k = \langle \Psi_k | \Psi(t=0)\rangle.$$

Die Konstanten c_k beschreiben dabei die Anteile der einzelnen Zustände $|\Psi_k\rangle$ am Zustand $|\Psi(t=0)\rangle$. $|c_k|^2$ ist die Wahrscheinlichkeit, bei einer Energiemessung den Messwert E_k zu erhalten. Im Fall des ungestörten Atoms sind die c_k zeitlich konstant, so dass man den Zustand des Atoms zu jedem Zeitpunkt angeben kann:

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_k c_k |\Psi_k\rangle e^{-\frac{i}{\hbar} E_k t}. \quad (3.10)$$

Befindet sich dieses Atom in einem monochromatischen, elektrischen Wechselfeld

$$\vec{\mathcal{E}}(t) = \vec{e}_z \mathcal{E}_0 \cos(\omega t) \quad (3.11)$$

mit der Kreisfrequenz ω und der Amplitude \mathcal{E}_0 , so muss zur Bestimmung der neuen Eigenenergien dem Hamiltonoperator H_A des ungestörten Atoms der Wechselwirkungsoperator

$$H_{AL}(t) = -\mathcal{E}_0 D_z \cos(\omega t) \quad (3.12)$$

hinzugefügt werden. Dabei ist D_z die z -Komponente des Dipoloperators

$$D = \sum_{i=1}^N -e r_i \quad (3.13)$$

² k steht hierbei für einen Satz Quantenzahlen

des Atoms, wobei e die Elementarladung beschreibt. Die Zustände $|\Psi_k\rangle$ sind nun über H_{AL} gekoppelt, so dass die c_k aus (3.10) nicht mehr zeitlich konstant sind und man für ihre zeitliche Entwicklung ein Differenzialgleichungssystem erhält [38]:

$$\dot{c}_k(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_b \langle \Psi_k | H_{AL} | \Psi_b \rangle c_b(t) e^{i\omega_{kb}t} \quad (3.14)$$

mit $\omega_{kb} = (E_k - E_b)/\hbar$.

Nimmt man an, dass das elektrische Feld zum Zeitpunkt $t = 0$ eingeschaltet wird, und dass sich das Atom bis zu diesem Zeitpunkt im Zustand $|\Psi_a\rangle$ befindet, so lauten die Startbedingungen für das Differenzialgleichungssystem:

$$c_k(t) = \delta_{ka} \quad \text{für } t \leq 0. \quad (3.15)$$

Die Amplitude c_k ist eine komplexe Zahl und kann daher in Betrag und Phase aufgeteilt werden

$$c_k(t) = |c_k(t)| e^{-i\eta(t)}, \quad (3.16)$$

wobei $\eta(t)$ reell ist und aufgrund von $c_k(0) = 1$, $\eta(0) = 0$ gilt. Die physikalische Bedeutung der Phase $\eta(t)$ wird erkenntlich, wenn man Gleichung (3.16) in den Summanden von Gleichung (3.10) für $k = a$ einsetzt und dabei $\eta(t)$ durch $\Delta E_a(t) = \hbar\dot{\eta}(t)$ ersetzt. Man erhält:

$$c_a(t) |\Psi_a\rangle e^{-\frac{i}{\hbar} E_a t} = |c_a(t)| |\Psi_a\rangle e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t (E_a + \Delta E_a(t')) dt'}. \quad (3.17)$$

Es ist naheliegend, dass $\Delta E_a(t)$ als zeitabhängige Energieverschiebung des Zustandes $|\Psi_a\rangle$ interpretiert werden kann. Um $\Delta E_a(t)$ in erster Ordnung Störungstheorie berechnen zu können, muss man zunächst Gleichung (3.14) bis zur zweiten Ordnung der zeitabhängigen Störungstheorie entwickeln:

$$c_a(t) \simeq 1 + \frac{1}{(i\hbar)^2} \sum_{k \neq a} \int_0^t \langle \Psi_a | H_{AL}(t') | \Psi_k \rangle e^{i\omega_{ak}t'} dt' \int_0^{t'} \langle \Psi_k | H_{AL}(t'') | \Psi_a \rangle e^{i\omega_{ka}t''} dt'' \quad (3.18)$$

Hierbei wurde bereits $\langle \Psi_a | H_{AL}(t) | \Psi_a \rangle = 0$ ersetzt. Leitet man nun Gleichung (3.16) nach der Zeit ab, so erhält man, da $c_a(0) = 1$ ist, für kleine Zeiten t :

$$\begin{aligned} \dot{c}_a(t) &= \left(\frac{d}{dt} |c_a(t)| \right) e^{-i\eta(t)} - i c_a(t) \dot{\eta}(t) \\ &\simeq -i \dot{\eta}(t) \\ &= -\frac{i}{\hbar} \Delta E_a(t). \end{aligned} \quad (3.19)$$

Bildet man auch die zeitliche Ableitung von Gleichung (3.18) und setzt sie mit Gleichung (3.19) gleich, so erhält man für $\Delta E_a(t)$:

$$\Delta E_a(t) = \frac{1}{i\hbar} \sum_{k \neq a} \langle \Psi_a | H_{AL}(t) | \Psi_k \rangle e^{i\omega_{ak}t} \int_0^t \langle \Psi_k | H_{AL}(t') | \Psi_a \rangle e^{i\omega_{ka}t'} dt'. \quad (3.20)$$

Da man nur an einer zeitlich konstanten Energieverschiebung interessiert ist, muss man nun noch den zeitlichen Mittelwert $\overline{\Delta E_a}$ berechnen:

$$\begin{aligned}\overline{\Delta E_a} &= -\frac{\mathcal{E}_0^2}{4\hbar} \sum_{k \neq a} |\langle \Psi_k | D_z | \Psi_a \rangle|^2 \left(\frac{1}{\omega_{ka} + \omega} + \frac{1}{\omega_{ka} - \omega} \right) \\ &= -\frac{\mathcal{E}_0^2}{2\hbar} \sum_{k \neq a} |\langle \Psi_k | D_z | \Psi_a \rangle|^2 \frac{\omega_{ka}}{\omega_{ka}^2 - \omega^2}\end{aligned}\quad (3.21)$$

Führt man nun noch die dynamische Polarisierbarkeit

$$\alpha(|\Psi_a\rangle, \omega) = \frac{2}{\hbar} \sum_{a \neq k} \frac{\omega_{ka} |\langle \Psi_k | D_z | \Psi_a \rangle|^2}{\omega_{ka}^2 - \omega^2} \quad (3.22)$$

ein, so erhält man für das Dipolpotenzial:

$$\overline{\Delta E_a} = -\frac{1}{4} \mathcal{E}_0^2 \alpha(|\Psi_a\rangle, \omega) = -\frac{1}{2c\epsilon_0} I \alpha(|\Psi_a\rangle, \omega) = U_{\text{dip}}. \quad (3.23)$$

Dabei beschreibt c die Lichtgeschwindigkeit und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante. Besitzt ein atomarer Zustand $|\Psi_a\rangle$ bei einer bestimmten Wellenlänge eine positive dynamische Polarisierbarkeit $\alpha(|\Psi_a\rangle, \omega)$, so erfährt ein in diesem Zustand befindliches Atom im entsprechenden elektrischen Wechselfeld, das durch ein Lichtfeld erzeugt sein kann, ein attraktives Potenzial und kann, falls seine kinetische Energie klein genug ist, mit diesem Lichtfeld gefangen werden. Ein Effekt, der die kinetische Energie des Atoms erhöht und ein Fangen des Atoms verhindert, ist die Streuung der Photonen des Lichtfeldes an den Atomen. Die Streurrate berechnet sich nach [40] zu:

$$\Gamma = \frac{\omega^3}{6\pi\hbar\epsilon_0 c^4} \alpha^2(|\Psi_a\rangle, \omega) I. \quad (3.24)$$

Da die dynamische Polarisierbarkeit nach Gleichung (3.22) bei kleiner werdender Feldfrequenz ω auch kleiner wird, nimmt auch das Verhältnis der Streurrate zur Potenzialtiefe ab:

$$\frac{\Gamma}{U_{\text{dip}}} \propto \omega^3 \alpha(|\Psi_a\rangle, \omega). \quad (3.25)$$

Dipolfallen mit stark rotverstimmttem Lichtfeld, sogenannte FORT³, nutzen diesen Effekt, um die Streurrate und damit einhergehende Heizeffekte gering zu halten und somit kalte atomare Temperaturen realisieren zu können. Der ebenfalls damit einhergehenden Verlust an Dipolfallentiefe wird durch sehr hohe Laserleistungen ausgeglichen.

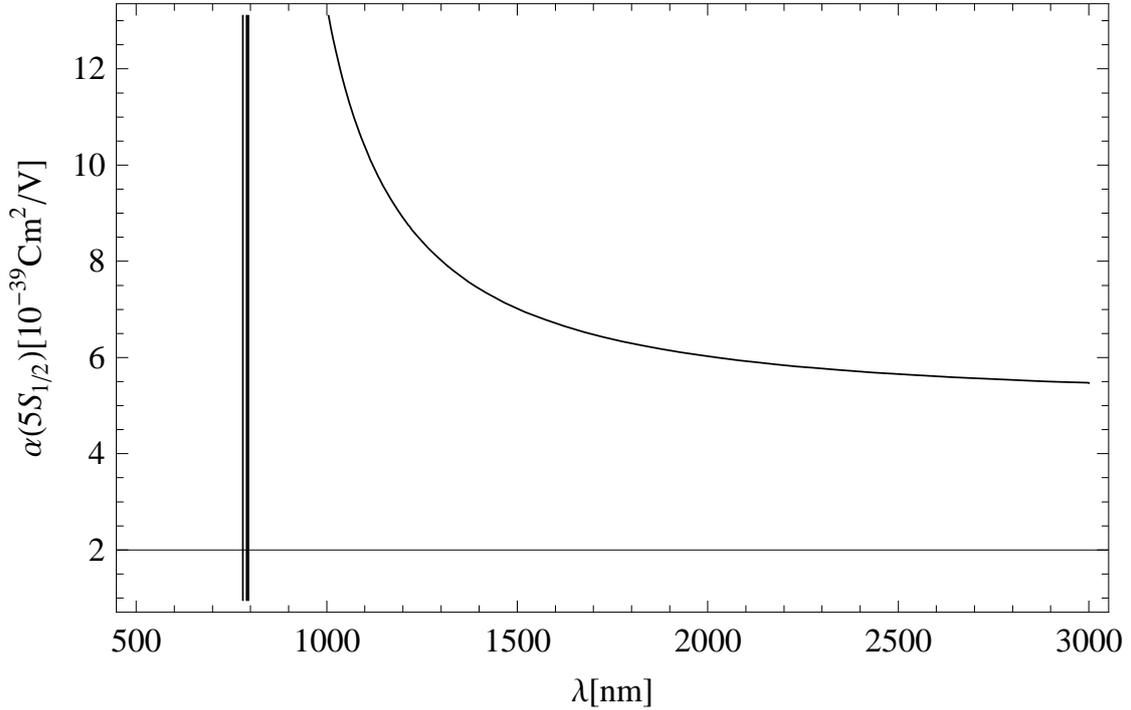


Abbildung 3.2: Nach Gleichung (3.26) mit den Daten aus Tabelle B berechnete dynamische Polarisierbarkeit des $|5^2S_{1/2}\rangle$ Zustandes in Abhängigkeit von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtfeldes

3.1.3 Dynamische Polarisierbarkeit

Die dynamische Polarisierbarkeit eines Zustandes kann nach [41] durch Summation über die Linienbreiten zu allen, durch Dipolübergänge erreichbaren, Zuständen berechnet werden:

$$\alpha(nJ, \omega) = \frac{e^2}{m} \sum_{n'J'} \frac{\bar{f}(n'J', n, J)}{(\Delta\omega)^2 - \omega^2}. \quad (3.26)$$

Dabei bezeichnet \bar{f} die über alle magnetischen Unterzustände gemittelte Oszillatorstärke der verschiedenen atomaren Übergänge. Numerische Werte für relevante Übergänge im ^{87}Rb können zum Beispiel aus [42] bezogen werden und sind in Anhang B angegeben. Abbildung 3.2 zeigt die Abhängigkeit der Polarisierbarkeit des $|5^2S_{1/2}\rangle$ -Zustands von der Wellenlänge des umgebenden Lichtfelds. In Abbildung 3.3 hingegen ist das Verhältnis der Streurrate zur Potenzialtiefe dargestellt. Wie bereits in Abschnitt 3.1.2 erwähnt, nimmt dieses zu größeren Wellenlängen hin ab und ermöglicht so, gefangene Atome nur gering durch Photonenstreuung zu heizen. Die dynamische Polarisierbarkeit des $|5^2P_{3/2} F = 3\rangle$ -Zustands beträgt in einem Lichtfeld der Wellenlänge $2\mu\text{m}$ $2,63 \cdot 10^{-38} \text{ Cm/V}$ [?], so dass ein solches Lichtfeld

³FORT ist das Akronym für *Far Off Resonance Trap*

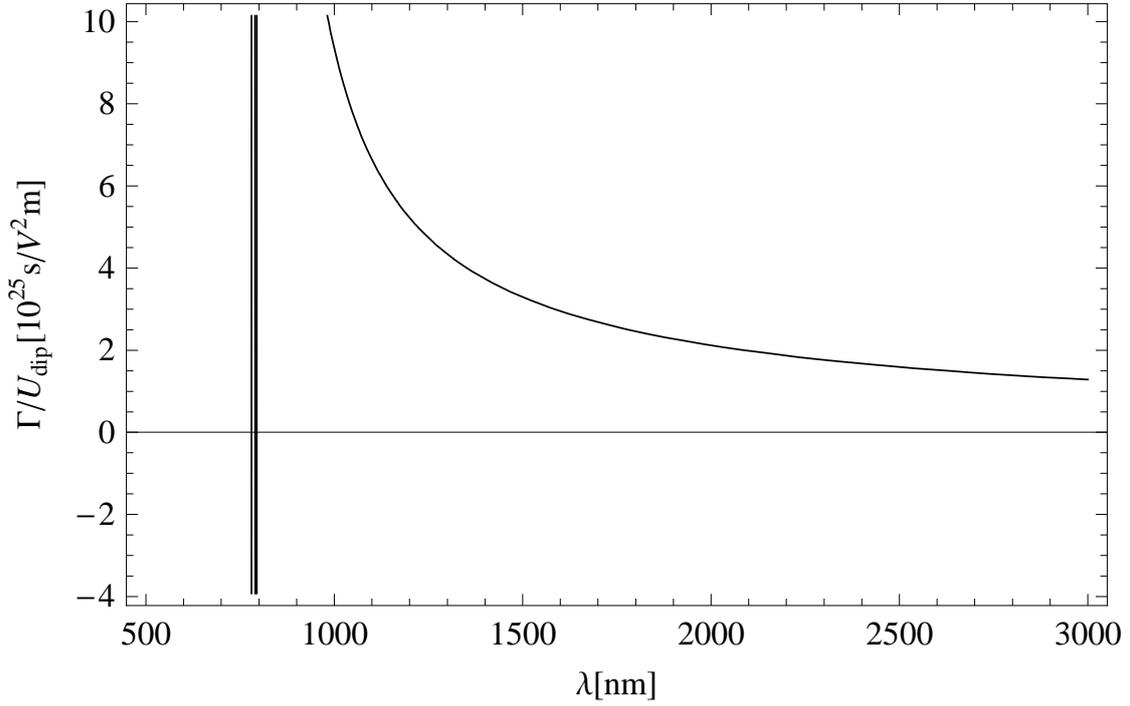


Abbildung 3.3: Verhältnis der Streurrate zur Dipolpotenzialtiefe des $|5^2S_{1/2}\rangle$ Zustandes von ^{87}Rb in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ . Die Streurrate nimmt im Verhältnis zur Potenzialtiefe zu großen Wellenlängen hin offensichtlich ab. Dies verdeutlicht das Prinzip der FORT-Fallen

sowohl für den Grundzustand als auch für den bei der optischen Kühlung in einer magneto-optischen Falle genutzten angeregten Zustand, ein attraktives Potenzial darstellt und daher dazu geeignet ist, zuvor in einer MOT gekühlte und gefangene Atome zu halten. Um ein effektives Umladen der Atome von der MOT in die Dipolfalle zu ermöglichen, müssen die an der MOT beteiligten Kühllaser in ihrer Frequenz an die verschobenen Eigenenergien der Atome im Feld der Dipolfalle angepasst werden. Diese Verschiebung berechnet sich zu:

$$\Delta\omega = \frac{\overline{\Delta E_{5^2P_{3/2} F=3}} - \overline{\Delta E_{5^2S_{1/2}}}}{\hbar} = \frac{I}{2c\epsilon_0\hbar} (\alpha(|5^2S_{1/2}\rangle, 2\mu\text{m}) - \alpha(|5^2P_{3/2} F=3\rangle, 2\mu\text{m})) \quad (3.27)$$

und ist in Abbildung 3.4 über die Intensität des Dipolfallenlasers aufgetragen.

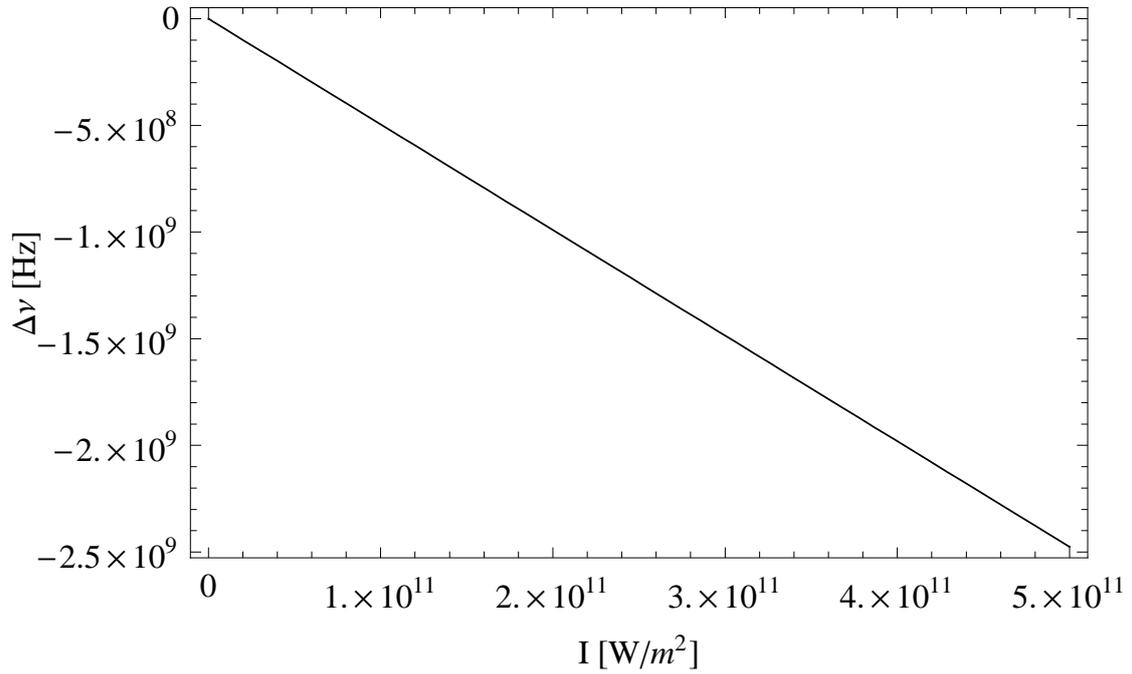


Abbildung 3.4: Verstimmung des MOT-Kühlübergangs $\Delta\nu$ in Abhängigkeit von der Intensität I des Dipolfallenfeldes bei einer Wellenlänge von $2 \mu\text{m}$.

3.2 Wellenoptik

3.2.1 Wellengleichung

Aus den Maxwell-Gleichungen folgen unter der Annahme, dass es im Vakuum weder Ladungen noch Ströme gibt, die Maxwell-Gleichungen des Vakuums.

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.28)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (3.29)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (3.30)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (3.31)$$

wobei μ_0 die magnetische Feldkonstante beschreibt. Bildet man die zweite Rotation von Gleichung (3.29), so erhält man bei Verwendung der Vektoridentität $\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$ und nach Einsetzen von (3.28) und (3.31) die

Wellengleichung:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \vec{E}(\vec{r}, t) = 0. \quad (3.32)$$

Lässt man zudem nur monochromatische Wellen mit harmonischer Zeitentwicklung zu, so erhält man als zusätzliche Bedingung für die Lösungen der Wellengleichung:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \Re\{\vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t}\}. \quad (3.33)$$

Mit $\omega^2 = c^2 \vec{k}^2$ erhält man nun die nur noch vom Ort \vec{r} abhängige Helmholtz-Gleichung

$$\left(\nabla^2 + \vec{k}^2\right) \vec{E}(\vec{r}) = 0. \quad (3.34)$$

Dabei ist k der Wellenvektor, welcher in Ausbreitungsrichtung zeigt und proportional zur Frequenz der Welle ist. Die einfachsten Lösungen der Helmholtz-Gleichung sind die ebenen Wellen:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = A_0 e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}. \quad (3.35)$$

3.2.2 Gauß-Strahlen

Betrachtet man nur Wellen, die sich entlang der z -Achse ausbreiten ($\vec{E}(\vec{r}, z) = \vec{A}(\vec{r}, z)e^{-ik_z z}$ mit $\vec{k} = (0, 0, k_z) \perp \vec{E}(\vec{r}, z)$) und deren Amplituden sich entlang dieser Achse auf der Wellenlängenskala kaum verändern ($|\frac{\partial}{\partial z} \vec{A}(r, z)| \ll |k \vec{A}|$), so kann man die Helmholtz-Gleichung (3.34) zur paraxialen Helmholtz-Gleichung

$$\left(\nabla_T^2 + 2ik \frac{\partial}{\partial z}\right) \vec{A}(r, z) = 0 \quad \text{mit} \quad \nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (3.36)$$

vereinfachen [43]. Die Lösung niedrigster Ordnung der paraxialen Helmholtz-Gleichung ist die TEM₀₀-Mode⁴ [39]:

$$\vec{E}(r, z) = \vec{E}_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} e^{-ik \frac{r^2}{2R(z)}} e^{-ikz + i\zeta(z)}, \quad (3.37)$$

die auch Gauß-Mode oder Gauß-Strahl genannt wird, da ihre radiale Intensitätsverteilung einer Gauß-Funktion entspricht. Die neu eingeführten Parameter w_0 , $w(z)$, $R(z)$ und $\zeta(z)$ werden in Abbildung 3.5 dargestellt und im Folgenden erläutert:

Strahltaile $2w_0$: Wie bereits erwähnt, entspricht das transversale Amplituden- und Intensitätsprofil der Gauß-Mode einer Gauß-Funktion. Der Strahlradius w_0 beschreibt den minimalen Radius, bei dem die Amplitude auf $1/e$ und somit die Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist. Der Rayleigh-Parameter $z_0 = \pi w_0^2 / \lambda$ beschreibt den Bereich um $z = 0$, in dem die Gauß-Mode als ebene

⁴TEM ist das Akronym für transversal elektro-magnetisch

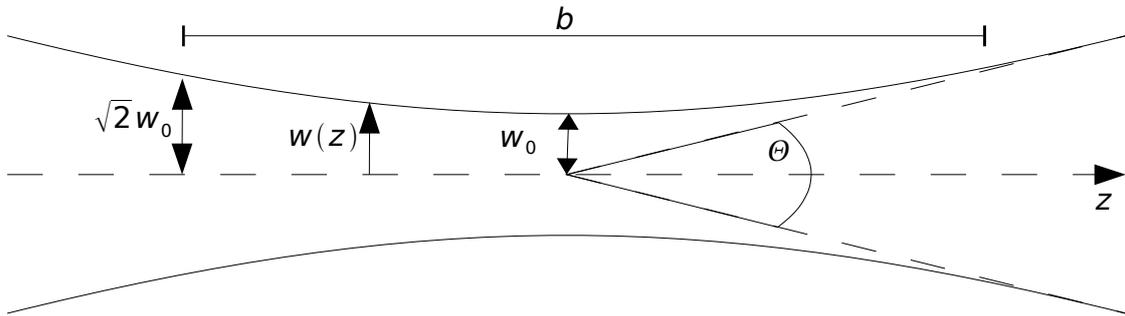


Abbildung 3.5: Skizze des in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Gaußstrahls zur Verdeutlichung der Strahlparameter. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Fläche, auf der die Intensität des Strahls auf $1/e^2$ abgefallen ist.

Welle angesehen werden kann. Dieser Bereich wird Rayleigh-Zone genannt und häufig auch durch den konfokalen Parameter $b = 2z_0$ charakterisiert.

Strahlradius $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}$: Auch außerhalb der Fokalebene entspricht das transversale Amplitudenprofil einer Gauß-Funktion. Hier beschreibt $w(z)$ den Radius, bei dem die Amplitude auf $1/e$ abgefallen ist. In der Rayleigh-Zone bleibt der Strahlradius nahezu konstant, während er im Fernfeld linear zunimmt und somit der Strahlenoptik gerecht wird.

Krümmungsradius der Wellenfronten $R(z) = z(1 + (\frac{z_0}{z})^2)$: In der Rayleigh-Zone, in welcher bei der TEM₀₀-Mode ebene Wellen angenommen werden können, geht der Krümmungsradius der Wellenfronten gegen Unendlich, im Fernfeld dagegen, der Strahlenoptik entsprechend, gegen z .

Gouy-Phase $\zeta(z) = \arctan(\frac{z}{z_0})$: Die Gouy-Phase liefert einen Phasenunterschied von π beim Übergang von $z < -z_0$ zu $z > z_0$. Ohne diese Phasenverschiebung würde der optische Weg im Fokus des Gauß-Strahls nicht dem der Strahlenoptik entsprechen.

Eine für Dipolfallen sehr wichtige Eigenschaft eines Lichtfelds ist seine Intensitätsverteilung $I = E^*E$, da das Dipolpotenzial, wie in Abschnitt 3.1.2 gezeigt wurde, proportional zur Intensität ist. Die Intensitätsverteilung eines Gauß-Strahls ist durch

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \quad (3.38)$$

gegeben. In der Transversalebene entspricht sie einer Gauß-Funktion, entlang der z -Achse einer Lorenzfunktion. Durch Integration über die Fokalebene lässt sich I_0

in Abhängigkeit von der Gesamtleistung P und der Strahltaile $2w_0$ berechnen:

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (3.39)$$

Hier wird deutlich, dass die Intensität und damit die Dipolfalltiefe proportional zu $1/w_0^2$ ansteigt. Auch der Gradient der Intensität steigt bei kleiner werdendem w_0 sowohl in der radialer als auch in axialer Richtung an. Es ist daher für die Planung und den Betrieb einer Dipolfalle wichtig, w_0 sowohl zu kennen, als auch variieren zu können. Zu diesem Zweck kann man die Divergenz θ_{div} des Gaußstrahls nutzen, die in einem direkten Zusammenhang zu w_0 steht:

$$\theta_{\text{div}} = \frac{\Theta}{2} = \arctan\left(\frac{w_0}{z_0}\right) = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi w_0}\right). \quad (3.40)$$

Die Divergenz kann im Experiment zum Beispiel über die Brennweite einer fokussierenden Linse oder über den Strahldurchmesser vor der fokussierenden Linse bestimmt werden.

3.3 Evaporative Kühlung

Zur Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten genügt es nicht, die in einer MOT vorgekühlten Atome einfach nur in einer Dipolfalle zu fangen; man muss sie weiter abkühlen, um die zur Kondensation benötigte kritische Phasenraumdichte $n\lambda_{dB}^3 = 2,612$ zu erreichen [44]. Da man die hierfür nötigen Temperaturen und Dichten nicht mittels gängiger Methoden der Laserkühlung erreichen kann, muss man auf evaporative Kühlung zurückgreifen. Die Kühlung erfolgt hierbei nicht, wie in der MOT oder der Melasse, aktiv durch spontane Lichtkräfte, die der Bewegung der Atome entgegengerichtet sind, sondern vielmehr über die Entfernung von Atomen, deren kinetische Energie größer als eine definierte Grenzenergie ist. Rethermalisierungsstöße zwischen den verbleibenden Atomen stellen die natürliche Geschwindigkeitsverteilung der Atome wieder her und führen so dazu, dass weitere Atome aufgrund ihrer kinetischen Energie aus der Falle entfernt werden. Optimale Evaporation erfordert dabei eine Balance zwischen der Entfernung der schnellsten Atome und den Rethermalisierungszeiten. Eine zu schnelle Entfernung der schnellsten Atome würde einer Geschwindigkeitsfilterung der Atome entsprechen.

Voraussetzung für die evaporative Kühlung ist somit, dass die Rethermalisierungszeit der Atome in der Falle, also die Zeit, die die Atome brauchen, um das thermische Gleichgewicht zu erreichen, wesentlich länger ist als die durch den Hintergrunddampfdruck begrenzte Lebensdauer der Atome in der Falle im Allgemeinen. Der durch die langsamere Evaporation gewonnene Zuwachs von kalten Atomen würde sonst durch Verluste der Falle ausgeglichen werden.

3.3.1 Rethermalisierungszeiten

Die Geschwindigkeitsverteilung gefangener Atome im thermischen Gleichgewicht entspricht einer Boltzmann-Verteilung. Durch Entfernen der energiereichsten Atome, wie es bei der evaporativen Kühlung durchgeführt wird, wird diese Verteilung gestört. Überlässt man die Atome nun wieder sich selbst, ohne weiter Atome zu entfernen, stellt sich nach einiger Zeit durch Stöße zwischen den Teilchen das thermische Gleichgewicht wieder ein. Die mittlere Zeit τ_{rme} , in der das thermische Gleichgewicht wieder erreicht wird, hängt von der Häufigkeit der Stöße und somit von der Dichte n der Atome mit der Masse m , deren mittlerer Geschwindigkeit \bar{v} und dem elastischen Wirkungsquerschnitt σ_{el} der Atome ab. Sie berechnet sich nach [45] zu

$$\tau_{el} = \frac{1}{n\sigma\bar{v}\sqrt{2}}, \quad (3.41)$$

wobei \bar{v} über

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} \quad (3.42)$$

mit der Temperatur T zusammenhängt. Hierbei beschreibt k_B die Boltzmann-Konstante.

3.3.2 Fallenfrequenzen

Nähert man das Dipolfallenpotenzial im Bereich des Minimums an ein harmonisches Potenzial $U = 1/2kx^2$ an, so kann man die aus der klassischen Mechanik bekannten Fallenfrequenzen $\omega = \sqrt{k/m}$ berechnen. Diese entsprechen in der klassischen Mechanik der Frequenz, mit der ein Teilchen in einem Potenzial hin und her oszilliert. Die Häufigkeit, mit der zwei Teilchen wechselwirken können, ist nun zum einen proportional zur Fallenfrequenz und zum anderen proportional zur Teilchenzahl N in der Falle. Nach [46] berechnet sich die daraus resultierende Rethermalisierungszeit in drei Dimensionen zu

$$\tau_{el} = \frac{\pi^2 k_B T}{\sqrt{2} N \sigma m \omega_x \omega_y \omega_z}, \quad (3.43)$$

wobei ω_x , ω_y und ω_z die Fallenfrequenzen der Dipolfalle in den drei Raumdimensionen sind.

3.4 Mögliche Dipolfallenkonfigurationen

Um Atome in drei Dimensionen fangen zu können, muss das Potenzial in allen Raumrichtungen einen positiven Gradienten haben. Dies lässt sich bereits mit einem einzigen fokussierten Strahl, wie er in Abschnitt 3.4.1 erläutert wird, erreichen.

Hierbei ist jedoch der axiale Einschluss der Atome gerade bei einer Wellenlänge von $2\ \mu\text{m}$ relativ gering. Einen hohen Einschluss in allen drei Raumrichtungen erreicht man bei der Verwendung einer sogenannten gekreuzten Dipolfalle, bei der die beiden Foki überlagert werden. Dies wird in Abschnitt 3.4.2 beschrieben. Beim Überlagern mehrerer Strahlen muss man die Vektornatur des elektrischen Anteils des Lichts beachten. Parallele Beiträge des elektrischen Feldes der sich kreuzenden Strahlen, führen zu in diesem Fall unerwünschten Interferenzeffekten. Diese können durch senkrechte Polarisierungen minimiert werden. Bei dreidimensionalen Fallen kann man daher bis zu drei Strahlen überlagern, ohne dass unerwünschte Interferenzeffekte auftreten. Diese Möglichkeit soll in Abschnitt 3.4.4 diskutiert werden. Auch die in Abschnitt 3.2.2 beschriebene aktive Variation der Strahltaille ist Teil der Dipolfallenkonfiguration und wird daher in Abschnitt 3.4.3 auf die zuvor erläuterten Strahlgeometrien angewandt.

3.4.1 Einzelstrahlfalle

Ein einzelner fokussierter Strahl hat gemäß Gleichung (3.38) bereits sowohl in transversaler als auch axialer Richtung einen negativen Intensitätsgradienten. Dies führt zu einem Potenzialminimum, an dem Atome gefangen werden können. Betrachtet man allerdings den in Abbildung 3.6 dargestellten Potenzialverlauf, so wird ersichtlich, dass der Einschluss der Atome in transversaler Richtung mit Fallenfrequenzen $\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}$ viel größer als entlang der Achse ist, wo die Fallenfrequenzen nur $\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_0^2}}$ sind. Dies kann dann zu Problemen führen, wenn die Strahlachse vertikal orientiert ist und die aus dem Potenzialgradienten entlang der Achse resultierende Kraft nicht größer als die Gravitationskraft ist, oder wenn bei der späteren evaporativen Kühlung in allen drei Dimensionen hohe Fallenfrequenzen zur schnellen Produktion quantenentarteter Gase benötigt werden; denn selbst wenn die Fallenfrequenzen in transversaler Richtung groß genug wären, könnten sie in axialer Richtung noch zu klein sein⁵. Definiert man die Fallengröße als den Bereich, in dem die Potenzialtiefe mindestens $1/e^2$ der Maximaltiefe beträgt, so beträgt die Breite einer Einzelstrahlfalle $2w_0$, die Länge hingegen $2\sqrt{e^2 - 1}\pi w_0^2/\lambda$. Hiermit berechnet sich das Aspektverhältnis $a = \text{Länge}/\text{Breite}$ einer Einzelstrahlfalle zu:

$$a = \sqrt{e^2 - 1}\pi w_0/\lambda \quad (3.44)$$

Man kann aufgrund dieses Zusammenhangs jedoch nicht davon ausgehen, dass bei einer Wellenlänge λ von 1960 nm durch Fokussierung auf einen Strahldurchmesser von $w_0 = 247$ nm theoretisch ein Aspektverhältnis von eins erreicht werden könnte, da die bei der Herleitung des Gauß-Strahls verwendete paraxiale Näherung nicht mehr gelten würde. Bei Fallen, die mit einem CO₂-Laser realisiert werden, ist

⁵ U_0 ist hierbei die maximale Potenzialtiefe.

das Problem des großen Aspektverhältnisses nicht so stark ausgeprägt, da sie bei gleicher Strahltaile eine ca. 5-fach kleinere Rayleigh-Länge $z_0 = \pi w_0^2/\lambda$ haben.

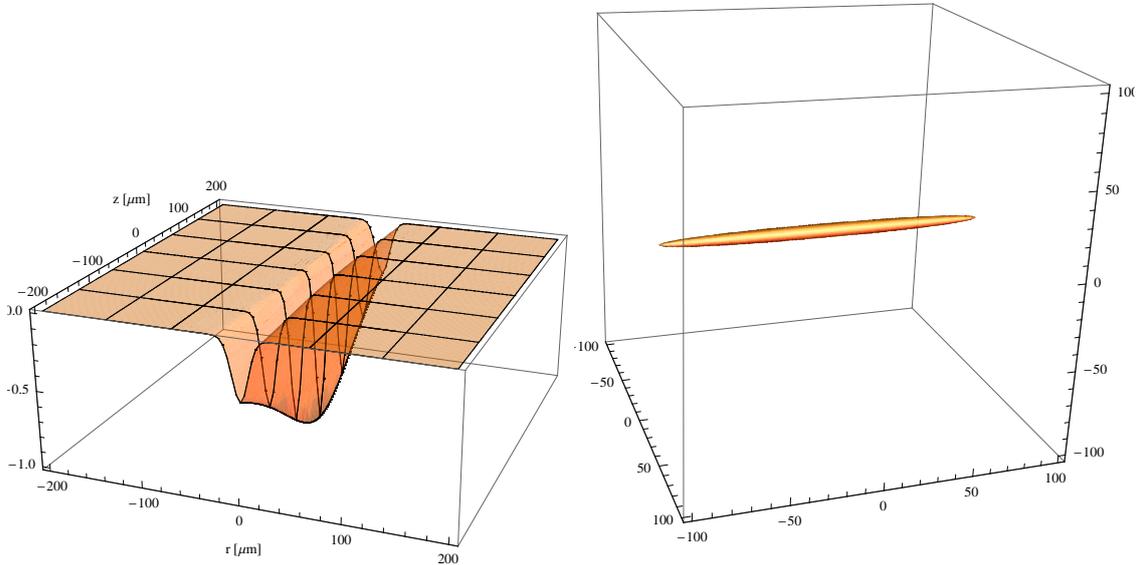


Abbildung 3.6: Durch einen einfachen Gauß-Strahl mit $w_0 = 10 \mu\text{m}$ und $\lambda = 1960 \text{ nm}$ erzeugtes, normiertes Dipolpotenzial. Links ist die Potenzieltiefe dargestellt, rechts die Äquipotenzialfläche, auf der die Potenzieltiefe $3/4$ der maximalen Potenzieltiefe beträgt. Es ist gut zu erkennen, dass der Einschluss in radialer Richtung wesentlich stärker als entlang der Strahlachse ist.

3.4.2 Gekreuzte Dipolfalle

Eine Möglichkeit, einen hohen Einschluss der Atome in allen drei Raumrichtungen zu erzielen, ist durch das Kreuzen von zwei fokussierten Strahlen gegeben. Das daraus resultierende Potenzial ist in Abbildung 3.7 gezeigt. Die maximale Potenzieltiefe der gekreuzten Dipolfalle entspricht bei gleicher Gesamtleistung in den Strahlen, wie es zum Beispiel beim Aufteilen eines einzelnen Strahls gegeben ist, der Potenzieltiefe der einfachen Dipolfalle. Der maximale Potenzialgradient hingegen beträgt in der Kreuzungsebene⁶ nur unwesentlich mehr als die Hälfte des maximalen Potenzialgradienten der Einstrahlfalle, da die einzelnen Strahlen, die für den Einschluss in jeweils einer Dimension verantwortlich sind, nur die Hälfte der Intensität des ursprünglichen Strahls haben. Der Potenzialgradient senkrecht zur Kreuzungsebene jedoch entspricht dem der Einzelstrahlfalle, da sich hier die Gradienten, die durch die beiden Strahlen erzeugt werden, addieren. Die Form

⁶Dies ist die Ebene, in der beide Strahlen verlaufen

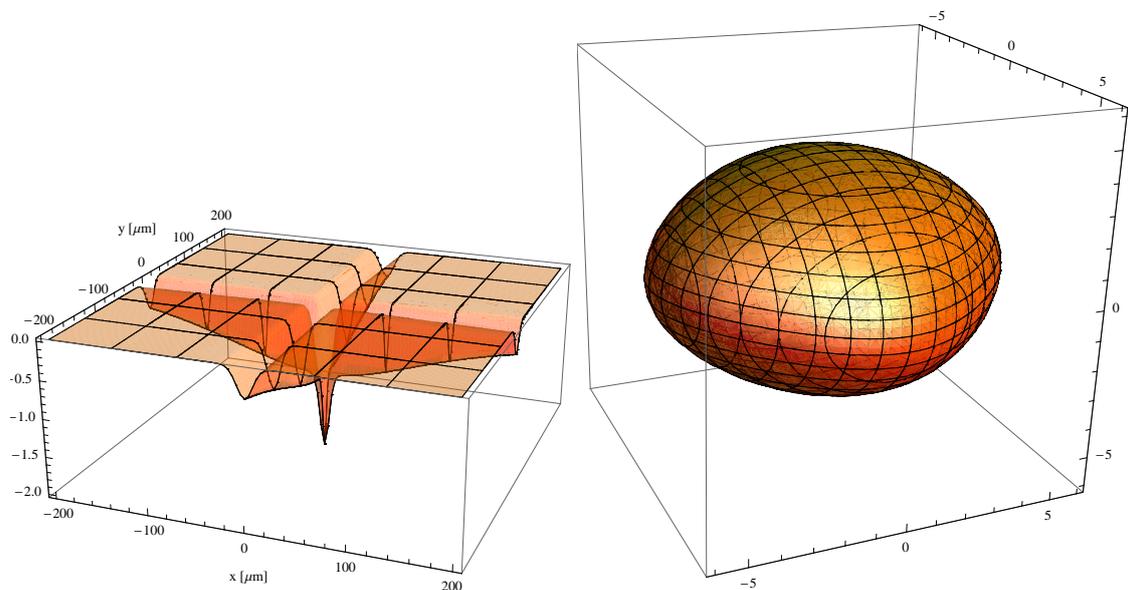


Abbildung 3.7: Durch zwei gekreuzte Gauß-Strahlen mit $w_0 = 10 \mu\text{m}$ und $\lambda = 1960 \text{ nm}$ erzeugtes, normiertes Dipolpotenzial. Der Einschluss der Atome ist entlang der x und y-Achse gleich. Die Potenzialnormierung bezieht sich auf die Leistung in einem der beiden Fallenstrahlen. Die maximale Potenzialtiefe ist bei gleicher Gesamtleistung der Dipolfallenlaser genauso groß wie bei der Einzelstrahlfalle.

des Fallenprofils entlang eines Strahls unterscheidet sich also von dem Fallenprofil senkrecht zur Strahlebene. Dies ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Bei diesen Berechnungen wurde vorausgesetzt, dass die Intensitätsmaxima der beiden Strahlen aufeinanderliegen.

Da die Strahldurchmesser häufig nur einige zehn Mikrometer betragen, der Kreuzungspunkt im experimentellen Aufbau jedoch mehrere zehn Zentimeter hinter dem letzten Justagespiegel liegt, müssen Justagegenauigkeiten in der experimentellen Planung und Auswertung berücksichtigt werden. In Abbildung 3.9 sind die Auswirkungen von Justagefehlern eines Strahls mit einer Strahltaile von $20 \mu\text{m}$ auf die maximale Potenzialtiefe dargestellt. Die im linken Graphen dargestellten Justagefehler in der Strahlage haben einen großen Einfluss auf die maximale Potenzialtiefe. Bereits nach einer Parallelverschiebung um die halbe Strahltaile ist der Effekt der Überlagerung so gut wie aufgehoben. Unempfindlicher zeigt dagegen die Dipolfallentiefe gegenüber Dejustage des Fokus. Selbst bei einem Fehler von einem Zehntel Millimeter reduziert sich die Potenzialtiefe nur auf 90% der maximalen Potenzialtiefe.

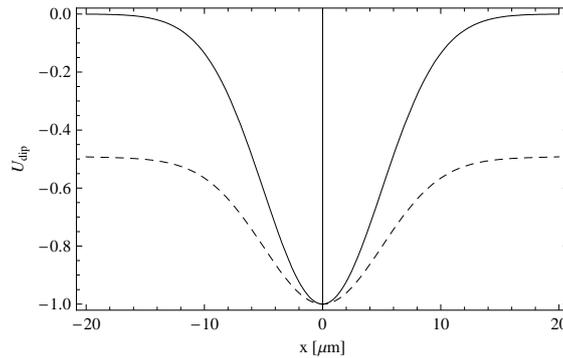


Abbildung 3.8: Normiertes Profil des Dipolfallenpotenzials in der Kreuzungsebene, entlang eines Strahls (gestrichelt) und senkrecht zur Kreuzungsebene (durchgezogen)

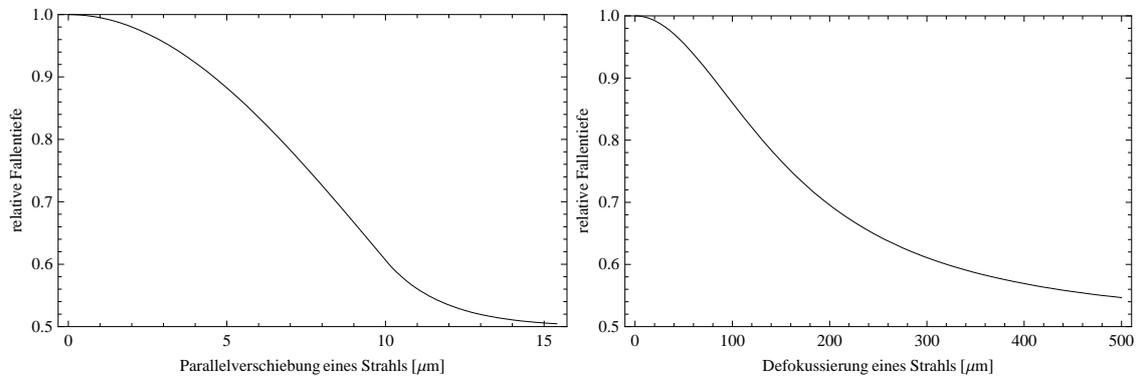


Abbildung 3.9: Abhängigkeit der maximalen Potenzialtiefe einer gekreuzten Dipolfalle von verschiedenen Justagefehlern: Links ist der Effekt windschiefer Strahlen dargestellt; rechts der Effekt einer Defokussierung eines Strahls. Dabei wird die gekreuzte Dipolfalle aus zwei Strahlen mit Fokussdurchmessern von je $20 \mu\text{m}$ gebildet.

3.4.3 Komprimierbare Dipolfalle

Möchte man Atome in einer Dipolfalle evaporativ kühlen, muss die Strahlleistung mit der Zeit abgesenkt werden [13]. Dies führt neben einer Reduzierung der Fallentiefe jedoch auch zu einem Öffnen der Falle und dadurch zu kleineren Fallenfrequenzen und längeren Rethermalisierungszeiten. Eine effektive Abkühlung mit dem Ziel einer Kondensation kann dadurch unmöglich werden. Wie bereits in Abschnitt 3.2.2 erwähnt wurde, lässt sich der minimale Strahldurchmesser und damit auch die Fallentiefe durch Variation der Strahldivergenz ändern. Dadurch kann auch einer Verringerung der Fallenfrequenzen bei der evaporativen Kühlung entgegengewirkt werden. Diese Variation der Divergenz kann, wie in Abbildung 3.10 dargestellt, durch verschieden große Strahldurchmesser vor der letzten fokussierenden Linse erzeugt werden.

Der Durchmesser des Laserstrahls vor der letzten Linse lässt sich durch Einfü-

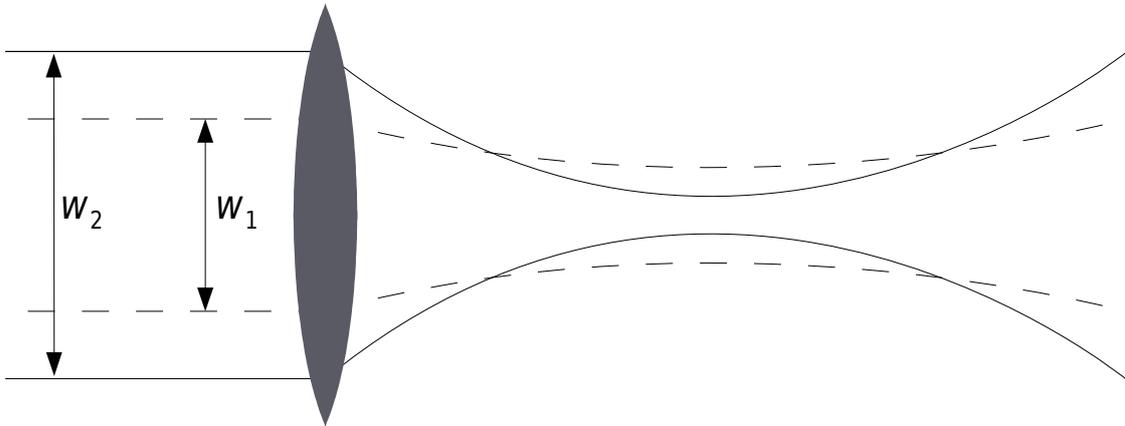


Abbildung 3.10: Verschieden große Strahldurchmesser vor einer Linse führen nicht zu einer Verschiebung des Fokus, aber zu einer Änderung des minimalen Strahldurchmessers.

gen von Teleskopen verändern. Folgt zum Beispiel einer Linse mit der Brennweite $f_1 = a$ im Abstand $a + b$ eine Linse mit der Brennweite $f_2 = b$, so wird der Strahldurchmesser um den Faktor b/a aufgeweitet. Möchte man den Falldurchmesser während des Betriebs der Dipolfalle ändern, kann man eine Linse des Objektivs extern gesteuert verschieben. Dies führt zum einen zu einer Veränderung des Fokusdurchmessers, aber zum anderen auch zu einer Verschiebung der Fokuslage. Dieser Verschiebung kann durch Verwendung eines Teleskops mit drei Linsen entgegengewirkt werden, wobei zwei der drei Linsen extern angesteuert verschiebbar sind.

3.4.4 Dreistrahlfall

Wie bereits in der Einleitung dieses Abschnitts erwähnt, kann man insgesamt drei Strahlen unterschiedlicher Polarisation kreuzen, ohne dass interferenzbedingte Intensitätsschwankungen auftreten. Zum einen ist es denkbar, drei senkrecht aufeinander stehende Strahlen in einem Punkt zu kreuzen und somit ein in allen drei Raumrichtungen symmetrisches Potenzial zu erzeugen. Diese Konfiguration der Strahlen lässt sich am Experiment durch Nutzen der drei bisher ungenutzten orthogonalen Fensterpaare realisieren. Eine andere Möglichkeit, die verbleibende Raumrichtung der Polarisation zu nutzen, besteht darin, zwei Strahlen in gleicher Strahlrichtung aber mit unterschiedlichen Strahldurchmessern zu überlagern. In der Falle führt dies zu einem Dipolfallenpotenzial, das eine Überlagerung eines Potenzials mit einem kleinen minimalen Durchmesser und eines Potenzials mit einem großen minimalen Durchmesser darstellt. Durch Variation der Strahlleistungen zueinander (zum Beispiel mithilfe eines EOMs⁷ oder AOMs) kann nun die Größe der Falle dynamisch verändert werden. Dies kann genutzt werden, um zunächst mit einem

⁷EOM steht für Elektrooptischer Modulator

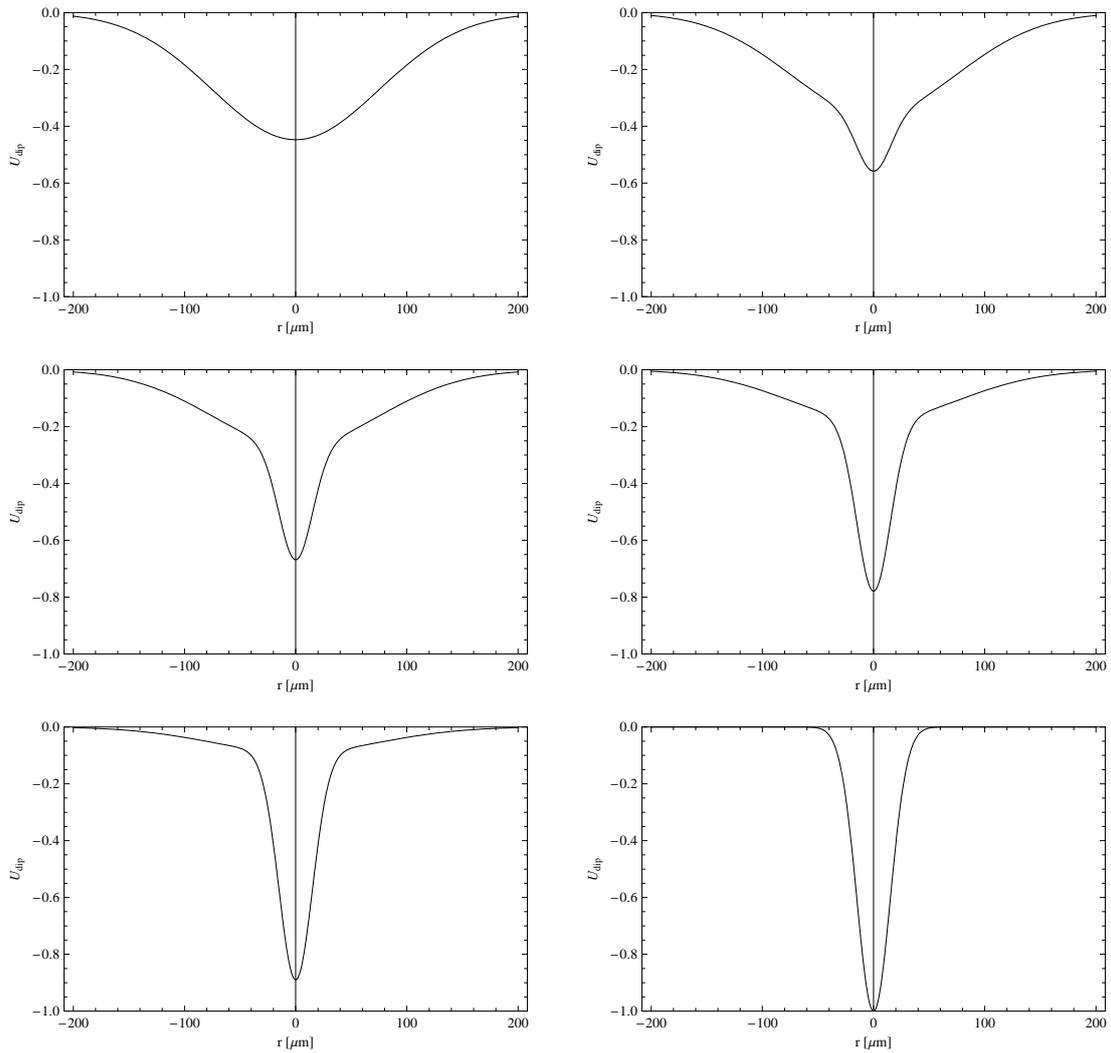


Abbildung 3.11: Durch Überlagerung von zwei Dipolfallenstrahlen mit Fokusradien von $w_0 = 30$ und $150 \mu\text{m}$ erzeugtes normiertes Dipolfallenprofil bei verschiedenen Leistungsanteilen der Strahlen an der Gesamtleistung. Oben links ist nur die breite Falle dargestellt, nach unten rechts nimmt der Anteil der Leistung zur Erzeugung der kleinen Falle an der Gesamtleistung in 0,2er Schritten zu, bis unten rechts nur noch die kleine Falle erzeugt wird.

großen Fallendurchmesser möglichst viele Atome zu fangen, und sie anschließend in eine überlagerte kleinere Falle umzuladen, wo sie aufgrund der höheren Dichte und der größeren Fallenfrequenzen leichter zur Quantenentartung gebracht werden können. In Abbildung 3.11 ist ein solches überlagertes Profil für verschiedene relative Leistungsanteile der Strahlen, die die verschiedenen Fallendurchmesser erzeugen, dargestellt. Diese Fallenkonfiguration wurde, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben wird, bei dem Aufbau der Dipolfalle ebenfalls schon vorbereitet.

3.5 Ladeeffizienz von Dipolfallen

Geht man davon aus, dass die räumliche Dichteverteilung der Atome in einer nicht dichtelimitierten MOT einer Gaußschen Normalverteilung mit der Standardabweichung σ_x entspricht, und dass die Geschwindigkeitsverteilung der Atome ortsunabhängig ist und einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit der Temperatur T entspricht, so lassen sich Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen sowohl für den Ort x als auch für Atomenergie E angeben:

$$\begin{aligned} W_x(x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} \\ W_E(v) &= \frac{e^{-E/k_B T}}{\sqrt{\pi E/k_B T}} \end{aligned} \quad (3.45)$$

Betrachtet man andererseits im eindimensionalen Fall eine Dipolfalle mit dem Potenzial

$$V(x) = -V_0 e^{-\frac{2x^2}{w_0^2}}, \quad (3.46)$$

so kann man in einem einfachen Modell die Wahrscheinlichkeit berechnen, mit der ein Atom aus der MOT in der Dipolfalle gefangen werden kann [37]. Man geht hierbei davon aus, dass alle Atome der MOT von der Dipolfalle gefangen werden, deren kinetische Energie kleiner ist als die Potenzieltiefe der Dipolfalle. Hieraus ergibt sich mit den obigen Dichteverteilungen folgende Wahrscheinlichkeit dafür, ein Atom aus der MOT in der Dipolfalle zu fangen:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_0^{-V(x)} dE W_x(x) W_E(E). \quad (3.47)$$

Interessant ist auch die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Atom in einem bestimmten Zustand v_0 der Falle mit der dazugehörigen Energie ε_0 gefangen wird, da für eine spätere evaporative Kühlung nicht nur große Atomzahlen, sondern auch kleine mittlere Atomenergien von Vorteil sind. Diese hängt auch vom geometrischen Überlapp der Atomwolke mit der Falle ab und berechnet sich nach [37] zu:

$$P(v_0) = \frac{1}{\rho(\varepsilon_0)} \int_{-l_0}^{+l_0} dx W_x(x) W_E(\varepsilon_0 - V_0(x)) \quad (3.48)$$

Hierbei beschreiben $-l_0$ und $+l_0$ die Umkehrpunkte eines bei dieser Energie gefangenen Atoms und $\rho(\varepsilon_0)$ beschreibt die Energieniveaudichte.

Berechnet man mithilfe von Gleichung (3.47) die Wahrscheinlichkeiten dafür, dass ein Atom aus der MOT in die Dipolfalle umgeladen wird, so erhält man für verschiedene Rahmenbedingungen die in Abbildung 3.12 dargestellten Ergebnisse. Hierbei wurde eine Laserleistung von 60 W angenommen. Es ist deutlich zu

erkennen, dass die MOT-Größe einen sehr großen Einfluss auf die Umladewahrscheinlichkeit hat. Dies liegt daran, dass die Atomdichte am Ort der Dipolfalle bei kleiner werdender MOT größer wird. Man sollte, solange man mit der MOT nicht dichtelimitiert ist, also versuchen, möglichst kleine MOT-Größen zu erzeugen. Im oberen Graphen sieht man außerdem, dass auch größere Dipolfalldurchmesser die Umladewahrscheinlichkeit erhöhen. Man muss hierbei jedoch beachten, dass bei diesen Berechnungen keine Verfälschung des Potentials durch die Erdgravitation berücksichtigt wurde. Die daraus resultierende Abflachung des Potentials führt gerade bei großen Fallradien zu Verlusten. Im unteren Graphen ist die Abhängigkeit der Umladewahrscheinlichkeit von der Temperatur der Atome in der MOT dargestellt. Überraschenderweise hat diese im Vergleich zu der sehr relevanten MOT-Größe nur einen geringen Effekt auf die Umladewahrscheinlichkeit. Dies motiviert den Einsatz einer sogenannten Kompressions-MOT. Bei ihr wird der Magnetfeldgradient am Ende der MOT-Phase stark erhöht, was zu einer Kompression der MOT und damit zu einer Dichteerhöhung am Ort der Dipolfalle führt. Zwar wird hierbei auch die Temperatur der Atomwolke erhöht, doch hat diese, wie auf den Graphen erkennbar, einen geringeren Einfluss auf die Umladewahrscheinlichkeit. Inwiefern die Einführung einer Kompressions-MOT oder die einer optischen Melasse die Umladewahrscheinlichkeit in die Dipolfalle erhöht, muss noch sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht werden, da dies erfahrungsgemäß stark von den experimentellen Rahmenbedingungen abhängt.

In Abbildung 3.13 ist die Umladewahrscheinlichkeit in die einzelnen Vibrationszustände der Dipolfalle aufgetragen. Die Nummerierung beginnt in diesen Graphen bei dem Niveau mit der niedrigsten Energie. Da man für die evaporative Kühlung eine möglichst geringe Starttemperatur haben möchte, ist es von Vorteil, schon beim Umladeprozess möglichst viele Atome in niedrige Niveaus zu laden. Im oberen Graphen ist die Verteilung der umgeladenen Atome in den verschiedenen Niveaus in Abhängigkeit von der ursprünglichen MOT-Größe dargestellt. Zwischen 6 und 0,6 mm ist kaum ein Unterschied auszumachen, reduziert man die MOT-Größe jedoch auf Größen in Nähe des Dipolfallenradius verschiebt sich die Verteilung stark zu Niveaus geringerer Energie. Fraglich ist hierbei, ob so kleine MOT-Größen oder Dipolfallen mit so großen Radien erzeugt werden können. Im unteren Graphen ist die Besetzung der einzelnen Niveaus in Abhängigkeit von der Temperatur der MOT dargestellt. Wie zu erwarten war, führt eine geringere Starttemperatur zu einer stärkeren Besetzung der unteren Niveaus. Der Anstieg der Besetzungswahrscheinlichkeit bei den Niveaus mit höherer Energie resultiert aus dem größeren Einfangbereich den diese Niveaus haben. Da diese Niveaus aber schon nahe an der maximalen gebundenen Energie liegen, haben Atome in diesen Niveaus eine sehr geringe Lebensdauer und stören die kälteren Atome daher so gut wie nicht.

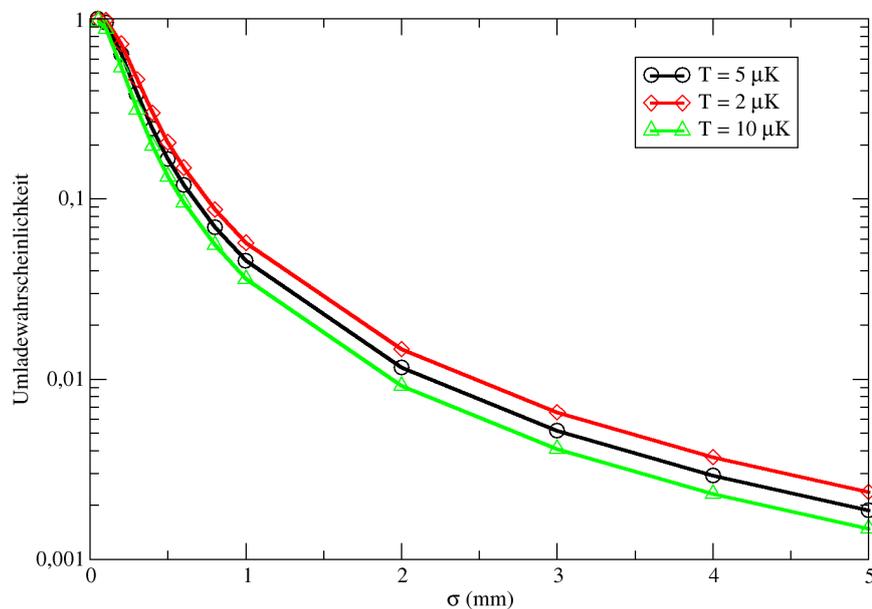
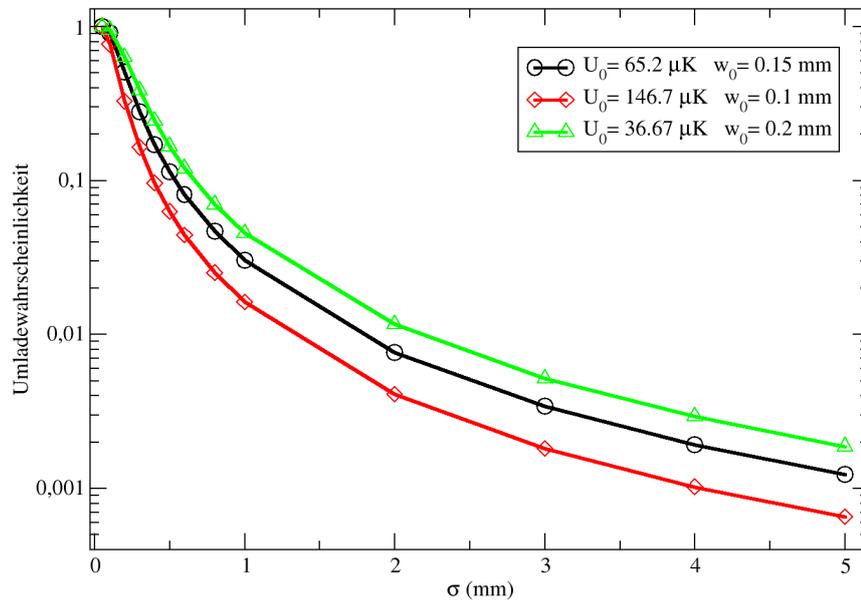


Abbildung 3.12: Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom aus der MOT in die Dipolfalle umgeladen werden kann. Oben in Abhängigkeit von der MOT-Größe und dem Fallenradius bei einer Temperatur von $5 \mu\text{K}$, unten in Abhängigkeit von der MOT-Größe und der Temperatur der Atome in der MOT bei einem Fallenradius von $w_0 = 0,2 \text{ mm}$. Bei beiden Graphen wurde eine Laserleistung von 60 W vorausgesetzt.

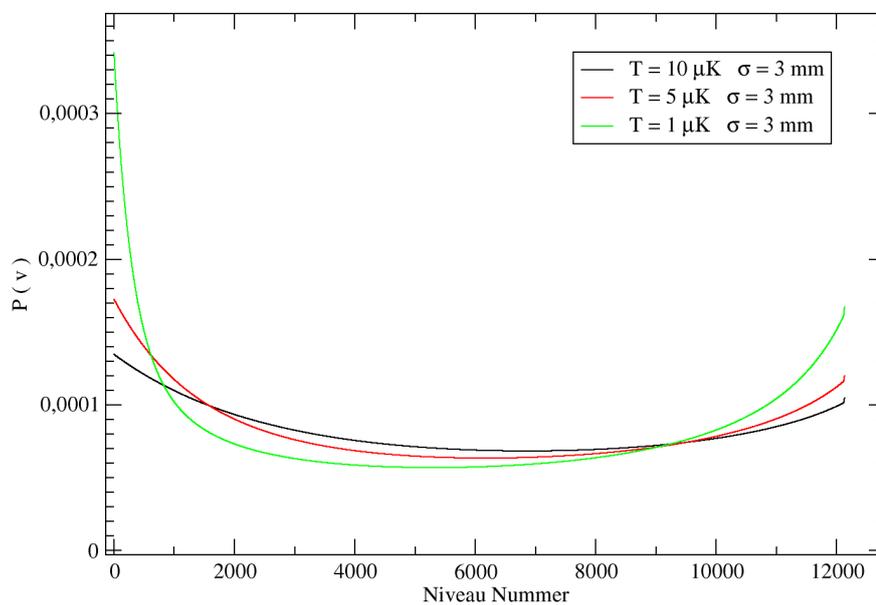
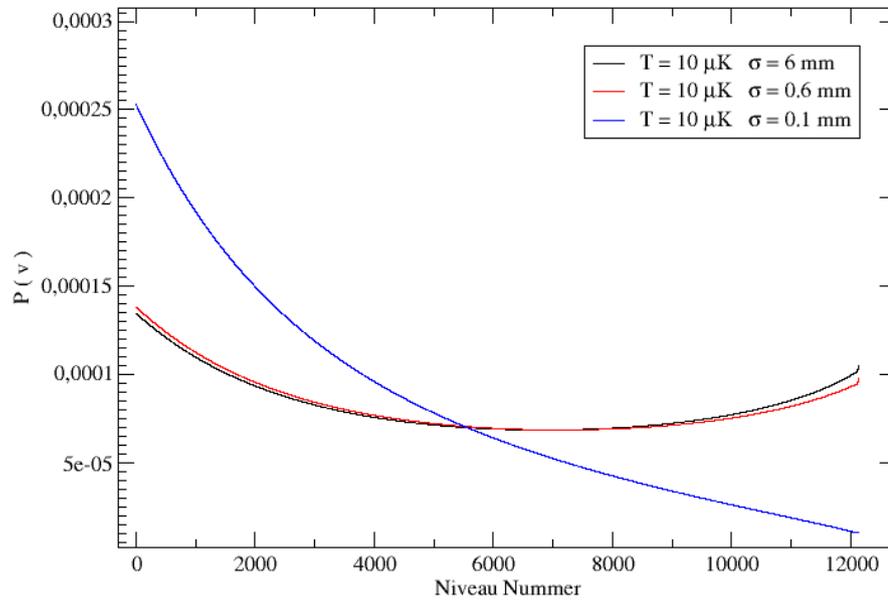


Abbildung 3.13: Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom aus der MOT in ein bestimmtes Niveau der Dipolfalle umgeladen wird. Oben in Abhängigkeit von der MOT-Größe, unten in Abhängigkeit von der Temperatur der Atome in der MOT. Bei beiden Graphen wurde eine Laserleistung von 60 W und ein Fallenradius von 0,2 mm vorausgesetzt.

EXPERIMENTELLE UMSETZUNG DER OPTISCHEN DIPOLFALLE

Die Dipolfalle wird mithilfe eines kommerziellen diodengepumpten Thulium-dotierten Faserlasers [TLR-50-1960-LP, IPG Photonics] bei einer Wellenlänge von 1960 nm mit einer Linienbreite von 1 nm und einer maximalen Ausgangsleistung von bis zu 54 W realisiert, wobei das linear polarisierte Licht in einer polarisationserhaltenden Einmoden-Faser zum Experiment geführt wird, was zu einem sehr guten Strahlprofil mit einem M^2 von weniger als 1,1 am Faserkollimatorausgang führt. Der Laser kann sowohl über eine externe Handsteuerung als auch von einem Rechner über das RS-232 Protokoll bedient werden. Über den Diodenstrom lässt sich die Ausgangsleistung des Lasers entweder statisch, durch eine prozentuale Angabe des Diodenstroms an der Handsteuerung oder am Rechner, oder dynamisch, durch Anlegen einer Steuerspannung an einem Modulationseingang, regeln. Bei einer prozentualen Vorgabe des Pumpdiodenstroms lassen sich Werte zwischen 12 und 100 % des maximalen Pumpdiodenstroms einstellen, welche Ausgangsleistungen zwischen 1,1 und 54 W entsprechen. Benutzt man hingegen den analogen Eingang, so lässt sich durch Anlegen einer Steuerspannung zwischen 0 und 10 V die Ausgangsleistung im gesamten Bereich zwischen 0 und 54 W regeln. Dies lässt sich unter anderem mittels eines eingebauten Thermomesskopfes überprüfen, der entweder über die Handsteuerung bzw. den Rechner, oder über einen analogen Ausgang am Laser an einer Spannung zwischen 0 und 4 V verfolgt werden kann.

4.1 Vermessung des Strahlprofils

Da es keine CCD-Kamera gibt, die für eine Wellenlänge von $2\ \mu\text{m}$ sensitiv ist, muss eine alternative Methode zur Vermessung des Strahlprofils verwendet werden. Ei-

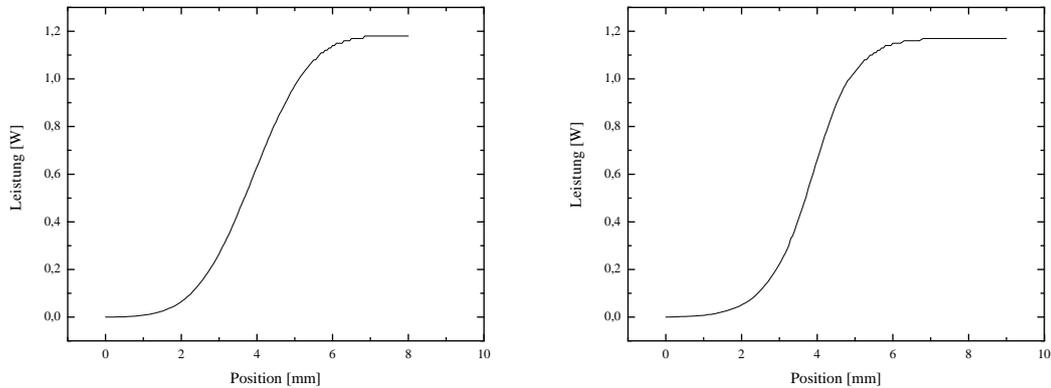


Abbildung 4.1: Vermessung des Strahlprofils des Dipolfallenlasers mithilfe einer Rasierklinge. Hierbei wurde 80 cm hinter dem Faserkollimator eine Rasierklinge durch den Strahl gefahren und die Leistung des, bei 12% des maximalen Diodenstroms betriebenen, Faserlasers mit einem thermischen Messkopf vermessen. Auf dem linken Graphen wurde die Rasierklinge parallel zur Markierung des Faserkollimators verschoben, auf dem rechten Graphen senkrecht dazu.

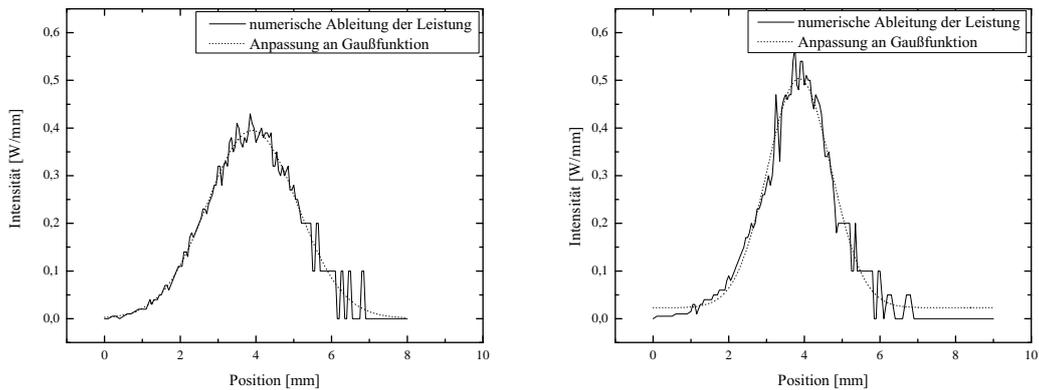


Abbildung 4.2: Numerische Ableitungen der Messungen aus Abbildung 4.1 und Anpassungen von Gaußkurven. Hierbei ergaben sich vor der Reparatur des Faserlasers Strahldurchmesser von 4,8 mm senkrecht und 3,4 mm parallel zur Markierung des Faserauskopplers.

ne Möglichkeit, die sich hierzu anbietet, ist das Durchfahren des Laserstrahls mit einer geraden Blende (zum Beispiel einer Rasierklinge) bei gleichzeitiger Messung der Leistung hinter der Blende mithilfe eines Thermomesskopfes. Die Ergebnisse einer solchen Messung sind in Abbildung 4.1 dargestellt. In Abbildung 4.2 ist die numerische Ableitung der Daten aus Abbildung 4.1 mit einer zugehörigen Annäherung einer Gaußfunktion dargestellt. Entgegen den Herstellerangaben ist das

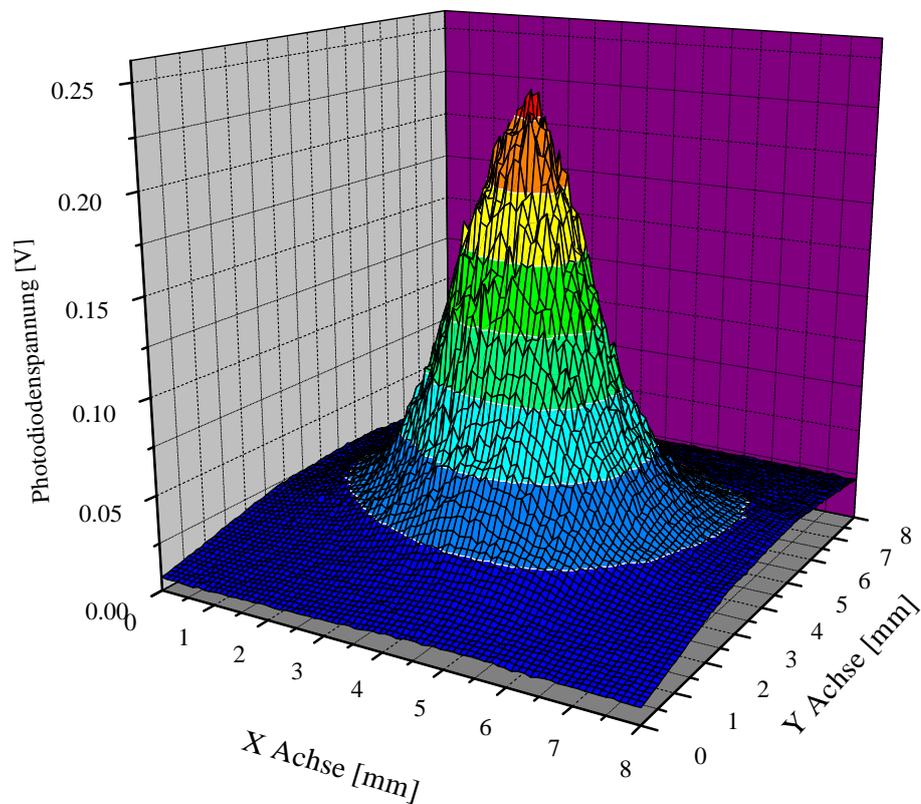


Abbildung 4.3: Vermessung des Strahlprofils des Dipolfallenlasers 50 cm hinter dem Faserkollimator mit dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen automatisierten Vermessungsverfahren.

Profil parallel zur Markierung am Auskoppler, welche die Polarisationsrichtung des Lichtes anzeigt, breiter als senkrecht zur Markierung. Dies deutet auf einen Fehler in der Kollimation des Strahls oder in der Faser hin. Nach dem Austauschen der Faser und des Kollimators aufgrund eines Schmelzens der Faser, die als verstärkendes Medium im Laser wirkt, war diese Asymmetrie beseitigt. (siehe Abbildung 4.3)

Da die Vermessung des Strahlprofils mit dem oben beschriebenen Verfahren sehr zeitaufwendig ist und da im späteren Verlauf dieser Arbeit noch häufig Strahlprofile vermessen wurden, wurde ein automatisiertes Verfahren zur zweidimensionalen Vermessung des Strahlprofils entwickelt: Eine auf Licht bei $2\ \mu\text{m}$ empfindliche Photodiode [Thorlabs, PDA10D-EC] wurde hierzu mit einer Lochblende mit einer Apertur von $10\ \mu\text{m}$ versehen und an einem motorisierten [Newport, SIN B07 3583] x-y-Verschiebetisch befestigt. Dieser kann mittels eines Motortreibers

[Newport, SMC 100] über das in Abschnitt 2.2 beschriebene Rechnersystem gesteuert werden. Rastert man nun mit dem Verschiebetisch über eine zweidimensionale Fläche senkrecht zum Laserstrahl und zeichnet simultan die Positionen der Motoren und die Ausgangsspannung der Photodiode auf, so erhält man ein zweidimensionales Leistungsprofil des Laserstrahls. In Abbildung 4.3 ist das Strahlprofil 50 cm hinter dem Faserkollimator vermessen worden. Das Aspektverhältnis der Strahldurchmesser parallel und senkrecht zur Markierung auf dem Faserkollimator ist nach der Reparatur des Lasers auf unter 1,1 gesunken, so dass von einem nahezu kreisrunden Strahlprofil des Dipolfallenlasers gesprochen werden kann.

Betrachtet man den Leistungshintergrund in Abbildung 4.3, so fällt auf, dass dieser entlang der y-Achse kontinuierlich ansteigt. Dies ist eine Folge der Leistungsschwankungen des Lasers auf langen Zeitskalen (eine solche Profilvermessung dauert bis zu 20 Minuten), die nach Herstellerangaben bis zu $\pm 5\%$ betragen kann. Für vorhersagbare Fallentiefen und reproduzierbare Experimente ist es daher nötig, die Laserleistung zu stabilisieren.

4.2 Leistungsregelung des Dipolfallenlasers

Wie schon erwähnt, kann der Strom der Pumpdioden des Dipolfallenlasers und somit auch seine Ausgangsleistung durch Anlegen einer Steuerspannung zwischen 0 und 10 V am Modulationseingang vorgegeben werden. Um das Verhalten der Ausgangsleistung gegenüber der Steuerspannung zu vermessen, musste der Laserstrahl, da kein Leistungsmessgerät zur Verfügung stand, das über 50 W messen kann, über einen 45° Spiegel in einen Strahlblocker umgelenkt werden. Da der Spiegel einen Teil der Laserleistung transmittiert, konnte das Verhalten der Intensität mithilfe einer Photodiode hinter dem Spiegel vermessen werden. In Abbildung 4.4 ist das Ergebnis dieser Messung dargestellt. Durch Vermessen der Transmission des Spiegels unter dem verwendeten Winkel kann die Maximalleistung zu 60 W bestimmt werden. Da die Laserleistung mit bis zu 5% schwankt, kann dies jedoch nur als grobe Bestätigung der vom Hersteller angegebenen Höchstleistung angesehen werden. Betrachtet man den Graphen, kann man erkennen, dass eine für die Steuerung und Regelung wünschenswerte Linearität der Leistung ab Steuerspannungen von ca. $1\text{ V} \hat{=} 1\text{ W}$ gegeben ist. Allerdings unterscheidet sich die Steigung der Intensität gerade im für die evaporative Kühlung relevanten Bereich unter 1 W deutlich. Daher müssen für eine Leistungsregelung unterhalb dieser Schwelle andere Regelungsparameter verwendet werden als oberhalb.

Um die Eignung des externen Steuereingangs des Lasers als Stellglied einer Regelung zu untersuchen, wurden für den eben beschriebenen Aufbau aus Modulationseingang, Laser, Faser, Spiegel und Photodiode Amplituden- und Phasengang vermessen (siehe Abbildung 4.4). Man erkennt, dass der externe Steuereingang Modulationen bis zu einigen kHz ermöglicht. Der linear ansteigende Phasenfehler lässt auf eine konstante Zeitverzögerung zwischen Signaländerungen am Modulations-

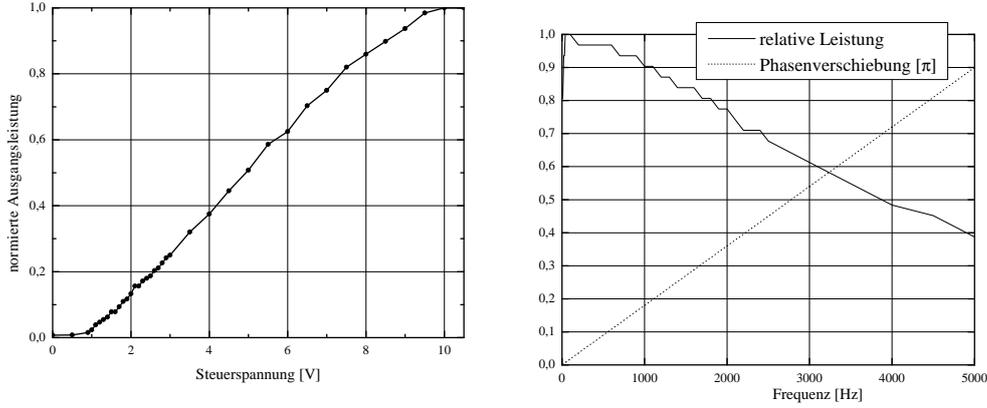


Abbildung 4.4: Links ist die normierte relative Ausgangsleistung des Dipolfallenlasers in Abhängigkeit von der Steuerspannung am Modulationseingang dargestellt; rechts sind Amplituden- und Phasengang des Systems aus Dipollaser und Photodiode abgebildet.

eingang und entsprechender Antwort am Ausgang des Photodiodenverstärkers von $90 \mu\text{s}$ schließen. Bei einer weiteren Messung zur Sprungantwort im linearen Steuerbereich über 1 V , konnte eine Zeitverzögerung von nur $25 \mu\text{s}$ beobachtet werden, worauf eine exponentielle Annäherung an den Zielwert mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 60 \mu\text{s}$ folgte. Aus diesen Daten kann zum einen eine Vorhersage für die Ausgangsleistung bei einem beliebigen Steuersignal getroffen werden:

$$\frac{\partial W(t)}{\partial t} = [(V(t - 25 \mu\text{s}) - 1\text{V}) \cdot 0,116 \text{ V}^{-1} - W(t)] \cdot 0,01155(\mu\text{s})^{-1}. \quad (4.1)$$

Hierbei ist $W(t)$ die normierte Ausgangsleistung ($0 - 1$) und $V(t)$ die Steuerspannung im linearen Bereich ($1,0 \text{ V} - 10,0 \text{ V}$). Zum anderen kann somit aber auch ein für ein beliebiges Leistungsprofil benötigtes Steuersignal vorherberechnet werden:

$$V(t) = 1 \text{ V} + \frac{1 \text{ V}}{0,116} \left(W(t + 25 \mu\text{s}) + \frac{1 \mu\text{s}}{0,01155} \cdot \frac{\partial W(t + 25 \mu\text{s})}{\partial t} \right) \quad (4.2)$$

Somit ist der externe Modulationseingang geeignet, als Stellelement in einem Regelkreis Intensitätsschwankungen bis zu einigen kHz zu korrigieren. Um zu überprüfen, ob dies zur Unterdrückung der Intensitätsschwankungen ausreichend ist, wurden diese mittels eines FFT-Analysators für verschiedene Frequenzbereiche untersucht. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 4.5 dargestellt. In Teilbild a) wurde der Frequenzbereich von 0 bis 12 kHz vermessen. Hier ist zu erkennen, dass bei Frequenzen über einem kHz kein Rauschen oberhalb der Messauflösung mehr vorhanden ist. In Teilbild b) wurde ein kleinerer Frequenzbereich bis 200 Hz untersucht. Man erkennt hier, dass es sich beim Rauschen des Lasers um ein $1/f$ -Rauschen handelt, das durch einzelne Störungen bei $50, 100, 120$ und 140 Hz verstärkt wird. In Teilbild c) wurde ein sehr kleiner Frequenzbereich gewählt, um zu

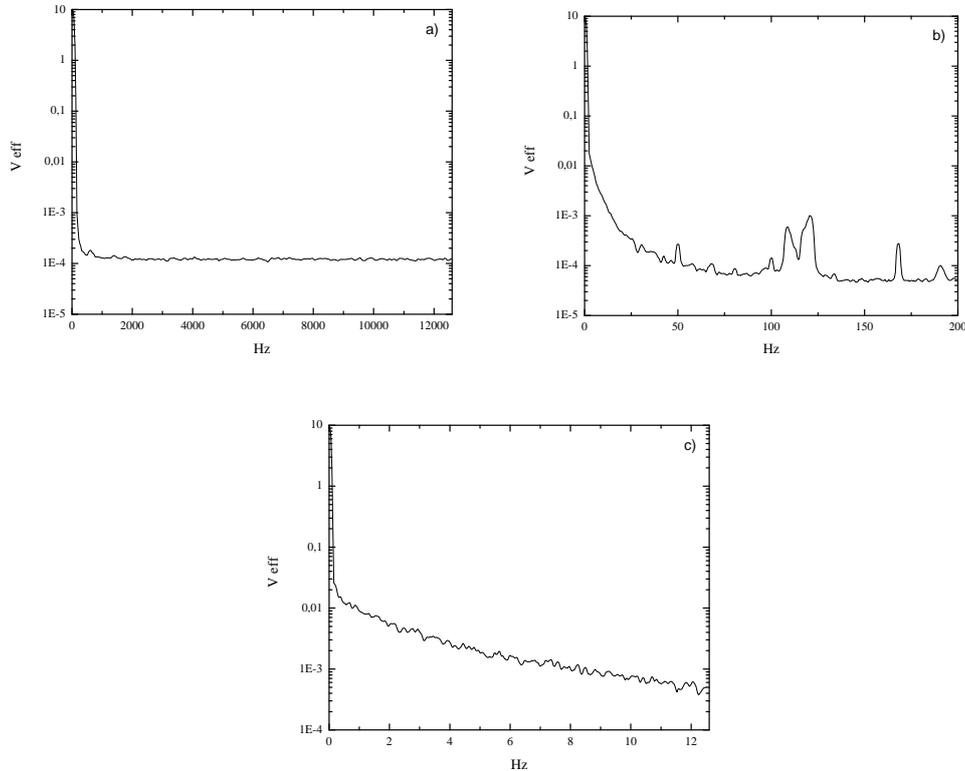


Abbildung 4.5: Rauschen des Dipolfallenlasers. Aufgenommen mit FFT-Analysator für verschiedene Frequenzbereiche.

überprüfen, ob es sich bei den auf den thermischen Sensoren sichtbaren Schwankungen um periodische Störungen handelt. Dies trifft, wie am glatten Fall des Graphen erkennbar ist, jedoch nicht zu. Da die maximalen Frequenzen der Laserschwankungen somit unter der maximal möglichen Modulationsfrequenz des Lasers bei Benutzung des externen Modulationseingangs liegen, kann dieser als Stellelement einer Regelung verwendet werden.

Da die verfügbaren verstärkenden Photodioden, die ein maximales Ausgangssignal von 10 V haben, ein elektrisches Rauschen von 50 mV verursachen, beträgt die kleinste Leistungsänderung, die mit einer Photodiode gemessen werden kann, die bei einer Laserleistung von 50 W voll angesteuert ist, 250 mW. Da gerade in der Endphase der evaporativen Kühlung Lichtleistungen im Bereich einiger 100 mW benötigt werden, kann die Regelung der Laserleistung daher nicht auf den Messwerten einer einzigen Photodiode beruhen. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde daher eine Leistungsregelung entworfen und gebaut, die mit Messwerten von zwei Photodioden in verschiedenen Leistungsbereichen arbeitet und schematisch in Abbildung 4.6 dargestellt ist. Zudem verwendet diese Leistungsregelung auch

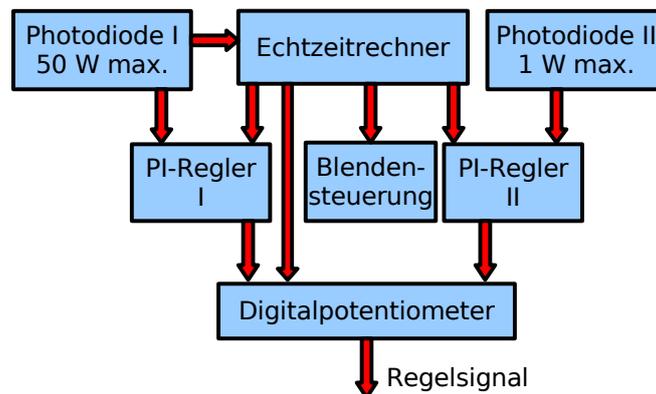


Abbildung 4.6: Schema der entwickelten Leistungsstabilisierung des Dipolfallenlasers. Zwei Photodioden, deren maximale Ausleuchtungen auf verschiedene Maximalleistungen des Dipolfallenlasers eingestellt sind, dienen als Ist-Signalgeber für je einen PI-Regler. Der Echtzeitrechner erhält die Gesamtleistung von der Photodiode mit der größeren Messweite und steuert darauf basierend ein Digitalpotenziometer, mit dem die beiden entstandenen Regelsignale gemischt werden können. Außerdem kann er die beiden Integrierten löschen und die Schutzblende, die die sensitivere Photodiode bei zu starker Gesamtleistung schützt, öffnen und schließen.

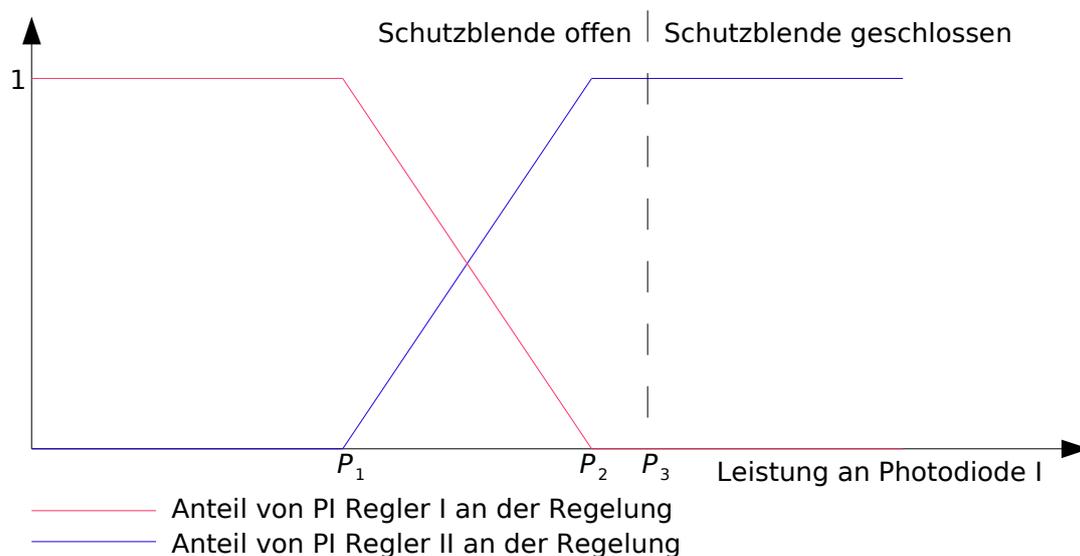


Abbildung 4.7: Rechnersteuerung des doppelten PI-Reglers. In rot und blau sind die relativen Anteile der beiden PI-Regler am gemischten Regelsignal zu sehen. Die Parameter P_1 und P_2 beschreiben den Leistungsbereich, in dem zwischen den beiden Reglern gewechselt wird. Der Parameter P_3 beschreibt die Leistung, bei der die Blende zum Schutz der sensitiven Photodiode geöffnet bzw. geschlossen wird.

verschiedene Regelparameter für diese Photodioden, um damit auch das Problem der nicht zur Steuerspannung linearen Leistung zu lösen. Im Leistungsbereich über 1 W arbeitet die Regelung mit einem mit Photodiode 1 gemessenen Ist-Signal, wobei so viel Licht aus dem Laserstrahl ausgekoppelt und auf die Photodiode gelenkt wird, dass diese bei der Maximalleistung von 54 W ihr maximales Ausgangssignal erzeugt. Dieses Ist-Signal wird nun mit einem aus der Eichung dieser Photodiodenanordnung und dem Sollwert für die Leistung vom Echtzeitrechner ermittelten Soll-Signal verglichen. Die hieraus resultierende Differenz führt nun in einem auf dieses Problem eingestellten PI-Regler zu einer Regelspannung, die am Modulationseingang des Lasers angelegt werden kann. Für Leistungen unter 1 W wird eine zweite Photodiode verwendet, die so beleuchtet wird, dass sie bei einer Laserleistung von 1,2 W ihr maximales Ausgangssignal erzeugt. Auch das so erzeugte Ist-Signal wird mit einem eigens vom Echtzeitrechner berechneten Soll-Signal verglichen und ermöglicht so die Erzeugung eines Regelsignals in einem, auf diese Photodiode und die geringen Leistungen eingestellten, PI-Regler. Da diese zweite Photodiode bei höheren Leistungen des Dipolfallenlasers bis über ihre Zerstörschwelle beleuchtet würde, wird sie ab einer Leistung von 1,2 W durch eine Schutzblende geschützt.

Bei der evaporativen Kühlung ist es nun notwendig, Leistungen oberhalb und unterhalb von 1 W erzeugen und stabil halten zu können, weshalb im Bereich von 1 W zwischen den Regelsignalen gewechselt werden muss. Dies wird durch ein vom Echtzeitrechner angesteuertes digitales Potenziometer erreicht. In Abbildung 4.7 ist das Verhalten des Echtzeitrechners dargestellt, P_1 und P_2 bezeichnen hierbei den wählbaren Bereich, in dem mittels des Digitalpotenziometers zwischen den beiden Photodioden gewechselt wird. Die Leistung, bei der die Schutzblende geschlossen beziehungsweise geöffnet wird, ist mit P_3 bezeichnet. Da aufgrund dieser Blende nur das Signal der weniger sensitiven Photodiode über den gesamten Leistungsbereich zur Verfügung steht, ist dieses Signal die Grundlage für die Steuerung durch den Echtzeitrechner. Da sowohl bei großen als auch bei kleinen Leistungen einer der beiden Regelkreise nicht geschlossen ist, und der Integrator dieses PI-Reglers somit vollläuft, würde ein Hinzufügen des Regelsignals dieses PI-Reglers zum Laserregelsignal zu einer ungewünschten sprunghaften Änderung der Laserleistung führen. Um dies zu vermeiden, ist es notwendig, die aufintegrierten Spannungen extern steuerbar löschen zu können. Dies wird durch den Echtzeitrechner realisiert, indem ein in den Integratorschaltkreis eingebauter Optokoppler einen Kurzschluss erzeugt und so die am Kondensator des Integrators angesammelte Ladung entfernt werden kann.

4.3 Optischer Aufbau der Dipolfalle

Im experimentellen Verlauf sollen die in der MOT gekühlten und gefangenen Atome in eine gekreuzte Dipolfalle umgeladen und anschließend evaporativ gekühlt werden. Bei dieser evaporativen Kühlung soll zum einen die Leistung des Dipolfal-

lenlaser kontinuierlich und kontrolliert verringert werden, um die jeweils heißesten Atome von der Atomwolke zu entfernen, und zum anderen soll das Fallenvolumen aktiv angepasst werden, um damit die Fallenfrequenzen hoch zu halten und somit eine schnelle Evaporation zu ermöglichen (siehe Abschnitt 3.3). Die Reduzierung der Leistung soll hierbei über die in Abschnitt 4.2 beschriebene Regelungselektronik gesteuert werden, wohingegen die Reduzierung des Fallenvolumens, wie in Abschnitt 3.4.3 beschrieben, durch die kontrollierte Veränderung des Strahldurchmessers vor der letzten Linse realisiert werden soll. Bei der experimentellen Umsetzung der Dipolfalle soll außerdem noch die in Abschnitt 3.4.4 beschriebene Konfiguration mit drei Strahlen, von denen zwei im vertikalen Strahl überlagert sind, vorbereitet werden. Daher muss es möglich sein, Strahlen mit zwei verschiedenen Durchmessern zu erzeugen, teilweise zu überlagern und dann über zwei verschiedene Strahlwege in die Kammer zu leiten. Da die Wellenlänge von 1960 nm bisher noch sehr selten in der Optik verwendet wird, kann hierbei nicht auf Standardkomponenten kommerzieller Anbieter zurückgegriffen werden, weshalb fast alle optischen Komponenten des Dipollfallenaufbaus Spezialanfertigungen sind.

4.3.1 Optiken für Laserlicht bei 1960 nm

Für den optischen Aufbau der Dipolfalle wurden Spiegel verwendet, die für 1960 nm HR-beschichtet [Laseroptik Garbsen] wurden und auch bei 780 nm noch eine Reflektivität von ca. 90 % haben. Diese ist nötig, um die Dipolfalle mithilfe des Fluoreszenzlichts der MOT einzustellen, und um in späteren Stadien des Experiments die Atome über diese Strahlwege manipulieren zu können. Auch die Strahlteiler und Wellenplättchen sind Spezialanfertigungen [Foctek]. Die polarisierenden Elemente erfüllen hierbei die experimentellen Anforderungen, die verschiedenen nichtpolarisierenden Strahlteiler sind hingegen stark polarisationsabhängig und daher vorsichtig zu handhaben. Ein großes Problem bei der Herstellung optischer Elemente für eine Laserwellenlänge von 1960 nm liegt darin, dass die gängigsten optischen Gläser, wie zum Beispiel BK7 bei dieser Wellenlänge schon nicht mehr vernachlässigbare Absorption aufweisen. Dies war zum Beispiel der Herstellerfirma der Strahlteiler unbekannt, was zu starken Lieferverzögerungen führte.

Linsen

Da die angestrebten Durchmesser der Dipolfalle am Ende einer Evaporationsrampe nur ungefähr eine Größenordnung größer als die Wellenlänge des verwendeten Lichts sind, müssen Linsen mit möglichst kleinen Wellenfrontenfehlern verwendet werden. Die bei herkömmlichen Linsen auftretende sphärische Abberation würde es sonst unmöglich machen, scharfe Foki mit einem Durchmesser von einigen 10 μm zu erzeugen. In Abbildung 4.8 ist dieser besonders bei großen Strahldurchmessern auftretende Effekt schematisch dargestellt. Eine optimale Lösung bei der Fokussierung eines kollimierten Strahls stellen asphärische Linsen dar, mit denen

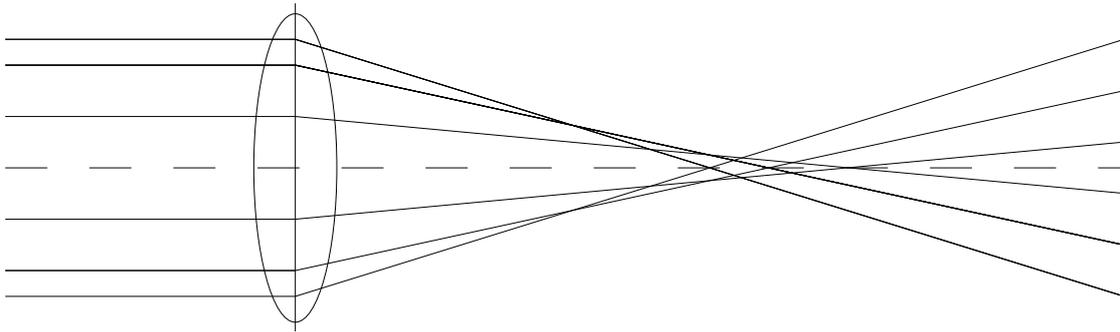


Abbildung 4.8: Asphärische Abberation. Da die ideale Linsenform nicht durch Kugeloberflächen beschrieben werden kann, kommt es bei sphärisch geschliffenen Linsen zu Abbildungsfehlern. So verringert sich gerade bei stark brechenden Linsen die effektive Brennweite, wenn man sich von der optischen Achse entfernt.

fast ideale gaußförmige Foki erzeugt werden können. Allerdings ist es nicht möglich, Asphären für eine Wellenlänge von 1960 nm herzustellen, da alle bekannten Substrate mit einer guten Transmission bei dieser Wellenlänge nicht gefräst werden können. Aufgrund dessen musste eine Alternative gefunden werden. Häufig werden auch Achromate genutzt, die eigentlich für eine minimale chromatische Abberation hergestellt werden, jedoch auch geringe sphärische Fehler aufweisen. Achromate werden aus zwei verschiedenen Linsenmaterialien mit unterschiedlicher Dispersion hergestellt, die miteinander verklebt werden. Da es kaum Linsenmaterialien mit unterschiedlichen Dispersionen und auch kaum verwendbare Kleber, die bei dieser Wellenlänge nicht absorbieren, gibt, war kein Hersteller in der Lage, Achromaten für eine Wellenlänge von 1960 nm für eine Kleinserie herzustellen. Die beste Lösung stellen daher „Bestform“-Linsen dar. Dies sind sphärische Linsen, deren Oberflächen zwar Kugeloberflächen entsprechen, die jedoch auf den beiden Seiten unterschiedliche Krümmungsradien haben. Diese Radien, sowie die Linsendicken sind so gewählt, dass die Wellenfrontenfehler bei der Fokussierung eines kollimierten Laserstrahls, minimal werden. Mit ihnen lassen sich die experimentell angestrebten Falldurchmesser erzeugen. Für die letzten Linsen des Dipolfallaufbaus wurde eine Brennweite von 150 mm gewählt. Da auch in den Teleskopen ein zunächst kollimierter Strahl fokussiert wird, um dann wieder kollimiert zu werden, sind dieselben Überlegungen auch für die Linsen in den Teleskopen gültig. Alle Linsen [Bernhard Halle] wurden für 780 nm und 1960 nm AR-beschichtet und aus [Schott, SF L57] gefertigt.

4.3.2 Strahlvorbereitung

Der gewählte endgültige optische Aufbau zur Aufbereitung der Laserstrahlen der optischen Dipolfalle ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Das Dipolfallenlicht wird nach dem Verlassen der polarisationserhaltenden Faser zunächst über zwei Spiegel und

und von den beiden Photodioden I und II zur Detektion der Strahlleistung genutzt (siehe Abschnitt 4.2). Über die beiden Spiegel S3 und S4 kann der Strahl nun auf den PST 2 justiert werden, der diesen dann auf die beiden Teleskop-Pfade T1 und T2 aufteilt. In diesen Teleskop-Pfaden können nun die für verschiedene Dipolfalldurchmesser nötigen Strahldurchmesser erzeugt werden. Um mit möglichst großen Strahldurchmessern arbeiten zu können, werden ab diesem Punkt nur noch Optiken mit einem Durchmesser von 50 mm verwendet, die dann aufgrund der Verkipfung der Spiegel um 45° einen maximalen Durchmesser des Dipolfallenstrahls von $50/\sqrt{2}$ mm ≈ 35 mm ermöglichen. Am PST 3 werden die beiden Teilstrahlen mithilfe der beiden Spiegel S5 und S6 wieder überlagert. Dabei können die Anteile der Strahlen mit den unterschiedlichen Durchmessern in den beiden Fallenarmen über zwei $\lambda/2$ -Plättchen eingestellt werden. Auch ist durch die Strahlüberlagerung an einem PST sichergestellt, dass zwei überlagerte Strahlen in einem Arm immer orthogonale Polarisierungen haben und somit keine Intensitätsschwankungen aufgrund von Interferenzen entstehen können. Nach der Überlagerung der beiden Strahlen werden diese über mehrere Spiegel zur Experimentierkammer geführt. Der in der Dipolfalle horizontal gerichtete Teilstrahl durchläuft dabei noch den PST 4, wo der Strahl zu Testzwecken wie zum Beispiel der Profilvermessung abgelenkt werden kann. Da sichergestellt werden muss, dass der horizontale Dipolfallenstrahl in der Kammer nicht mit dem vertikalen interferieren kann, muss dessen Polarisation noch eingestellt werden können, was durch ein letztes $\lambda/2$ -Plättchen ermöglicht wird.

Da der Verlauf des Laserstrahls auf eine konstante Strahlhöhe am Lochraster des optischen Tisches ausgerichtet wurde und da für sämtliche Optiken runde Basen mit demselben Durchmesser entworfen wurden, konnte die Positionierung der Optiken mit speziell hierfür gebauten, mit dem Tisch verschraubbaren Aluminium-Schablonen erfolgen. Auf diese Weise kann zum einen sichergestellt werden, dass der weder mit Infrarotsichtgeräten noch mit Infrarotkarten sichtbare Laserstrahl sämtliche Optiken mittig durchläuft, was in Anbetracht der hohen Strahlleistung eine sinnvolle Sicherheitsvorkehrung ist, zum anderen können Linsen mithilfe dieser Schablonen entlang des Strahls verschoben werden, ohne dass auf die transversale Ausrichtung der Linsen geachtet werden muss.

Um den Laserstrahl am Lochraster ausrichten zu können, wurden in den optischen Aufbau Irisblenden mit variabler Öffnung fest integriert. Wird zum Beispiel hinter Irisblende 3 ein Leistungsmesskopf aufgebaut, so kann bei minimal geöffneten Irisblenden 1 und 3 durch Leistungsmaximierung mittels der Spiegel S3 und S4 ein reproduzierbarer und am Lochraster ausgerichteter Strahlverlauf sichergestellt werden. Werden hingegen Irisblende 2 und 3 auf minimale Öffnung eingestellt, so kann bei einer Leistungsmaximierung mittels Justage der Spiegel S5 und S6 die einmal eingestellte Überlagerung der beiden Teilstrahlen wiederhergestellt werden. Auf diese Weise wird die zunächst sehr schwer erscheinende Nachjustage des $2\ \mu\text{m}$ Strahls auf ein einfaches, sicheres Verfahren reduziert.

Dass sämtliche Strahlen am PST 4 auskoppelbar sind, ermöglicht es neben dem Überprüfen der Strahllage auch, das Fallenpotenzial zu vermessen. Dazu wird eine zur letzten Linse im Dipolfallenstrahlengang identische Linse im Teststrahl aufgestellt. In einer Entfernung von 15 cm findet man nun dieselbe Intensitätsverteilung wie in der Experimentierkammer, die nun mit dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Aufbau zur Profilvermessung untersucht werden kann. Die Vakuumfenster beeinflussen aufgrund ihrer großen Dicke und der daraus folgenden Steifheit nur die Entfernung zwischen Fokus und Linse, nicht aber die Form des Fokus, da die brechenden Oberflächen nicht gekrümmt sind. Auf diese Weise lässt sich zum Beispiel überprüfen, ob die Teleskope richtig justiert sind und ob der reale Fallendurchmesser den Erwartungen entspricht. Auch bei einem späteren Aufbau verstellbarer Teleskope mit zwei verschiebbaren Linsen können die verschiedenen nötigen Linsenabstände mithilfe dieser Methode ermittelt werden.

4.3.3 Teleskope

Wie bereits in Abschnitt 3.4.3 beschrieben, ist es zur Realisierung verschiedener Fallendurchmesser nötig, verschiedene Strahldurchmesser vor der letzten Linse zu erzeugen. Dies kann im Experiment durch verschiedene Teleskope in den beiden Teleskoparmen erreicht werden. In Abbildung 4.10 ist dieser Zusammenhang für die experimentelle Umgebung dargestellt, in der sich die letzte Linse 150 mm vor der Atomwolke befindet. Man erkennt hier auch, dass man mit dem unmanipulierten Strahl, der einen Durchmesser von 4,8 mm hat, bereits Dipolfallen mit einem Durchmesser von knapp $80\ \mu\text{m}$ erzeugen kann. Da diese Fallengröße einen guten Kompromiss aus Fallentiefe und Einfangvolumen darstellt, bietet es sich für erste Experimente an, den Dipolfallenstrahl zunächst unbehandelt zur Experimentierkammer zu leiten. Dass diese Gegebenheit bei den in Kapitel 5 beschriebenen Experimenten genutzt wurde, spiegelt sich auch in Abbildung 4.9 wider, in der keine Optik im ersten Teleskop-Pfad abgebildet ist. Will man andere Fallendurchmesser erzeugen, ist es für kleinere Fallendurchmesser nötig, den Strahl aufzuweiten, wohingegen er für größere Durchmesser verkleinert werden muss.

Die einfachste Art ein Teleskop aufzubauen, besteht in der Verwendung zweier Linsen mit positiven Brennweiten, die dann in einem der Summe der Brennweiten entsprechenden Abstand zueinander aufgestellt werden. Die Vergrößerung des Strahls entspricht nun dem Verhältnis der beiden Brennweiten. Möchte man den Abstand zwischen den beiden Linsen verringern, um zum Beispiel die Justage durch kürzere Wege zu vereinfachen oder den Strahlweg aufgrund von Platzmangel zu verkürzen, kann man die Linse auf der Seite mit dem kleineren Strahldurchmesser durch eine Linse mit negativem Brechungsindex austauschen. Da sich bei beiden Varianten auf je einer Seite jeder Linse ein kollimierter Strahl befindet, können auch für die Teleskope die in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen „bestform“-Linsen verwendet werden. Um möglichst viele Strahldurchmesser realisieren zu können, und da die

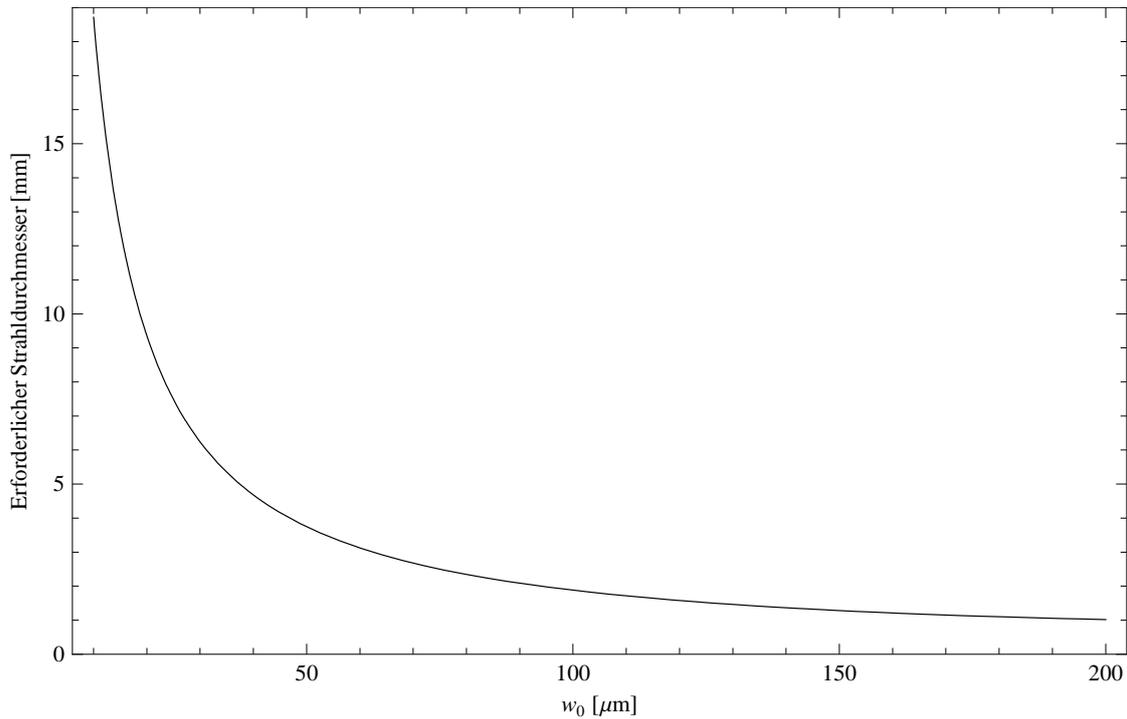


Abbildung 4.10: Zur Erzeugung eines bestimmten Fallenradius w_0 benötigter Strahldurchmesser vor der letzten fokussierenden Linse ($f = 150$ mm)

Kosten der Linsen primär durch die einmal zu bezahlende AR-Beschichtung gegeben sind, wurde ein großer Satz Linsen bestellt. In Tabelle 4.1 ist eine Auflistung möglicher Teleskopvergrößerungen mit daraus resultierenden Fallendurchmessern gegeben.

Für eine bestimmte gewünschte Vergrößerung können mehrere Linsenkombinationen zur Verfügung stehen. Längere Teleskopaufbauten mit größeren Brennweiten sind kleineren Teleskopen mit kürzeren Brennweiten vorzuziehen, da die sphärischen Fehler bei größeren Brennweiten geringer werden. Besteht die Möglichkeit, eine der Linsen durch eine Linse mit negativer Brennweite zu ersetzen, so sollte diese wahrgenommen werden, da auf diese Weise die justageempfindliche Länge des Teleskops reduziert werden kann, ohne dass zusätzliche sphärische Fehler durch kleinere Brennweiten zu befürchten sind.

Durch Verwenden der beiden Teleskop-Pfade aus Abbildung 4.9 lässt sich auch die in Abschnitt 3.4.4 beschriebene überlagerte Falle mit zwei unterschiedlichen Strahldurchmessern realisieren. So können zum Beispiel zunächst möglichst viele Atome in einer Falle mit großem Fallendurchmesser gefangen werden, die dann adiabatisch in die gekreuzte Falle mit kleinerem Fallendurchmesser umgeladen werden können. Man kann die Einfangwahrscheinlichkeit einer solchen Zipfelfalle noch steigern, indem man durch einen EOM oder ein motorisiertes $\lambda/2$ -Plättchen vor

f_1	f_2	l	V	w_0	f_1	f_2	l	V	w_0
-300	500	200	1,667	23,4	150	75	225	0,500	78,2
-300	750	450	2,500	15,6	150	100	250	0,667	58,5
-100	150	50	1,500	26,0	150	200	350	1,333	29,2
-100	200	100	2,000	19,5	150	250	400	1,667	23,4
-100	250	150	2,500	15,6	150	300	450	2,000	19,5
-100	300	200	3,000	13,0	200	-100	100	0,500	78,2
-100	500	400	5,000	7,8	200	50	250	0,250	162,0
50	75	125	1,500	26,0	200	75	275	0,375	104,7
50	100	150	2,000	19,5	200	100	300	0,500	78,2
50	150	200	3,000	13,0	200	150	350	0,750	52,0
50	200	250	4,000	9,7	200	250	450	1,250	31,2
50	250	300	5,000	7,8	200	300	500	1,500	26,0
50	300	350	6,000	6,5	250	-100	150	0,400	98,0
75	50	125	0,667	58,5	250	50	300	0,200	219,1
75	100	175	1,333	29,2	250	75	325	3,333	11,7
75	150	225	2,000	19,5	250	100	350	0,400	98,0
75	200	275	2,667	14,6	250	150	400	0,600	65,1
75	250	325	3,333	11,7	300	-100	200	0,333	118,3
75	300	375	4,000	9,7	300	50	350	0,167	294,9
100	50	150	0,500	78,2	300	75	375	0,250	162,0
100	75	175	0,750	52,0	300	100	400	0,333	118,3
100	150	250	1,500	26,0	300	150	450	0,500	78,2
100	200	300	2,000	19,5	300	200	500	0,667	58,5
100	250	350	2,500	15,6	500	-300	200	0,600	65,1
100	300	400	3,000	13,0	500	-100	400	0,200	219,1
150	-100	50	0,667	58,5	750	-300	450	0,400	98,0
150	50	200	0,333	118,3	-	-	-	1,0	39,0

Tabelle 4.1: Auflistung der mit den vorhandenen Linsen realisierbaren Teleskope, deren Baulänge 50 cm nicht überschreitet. Angegeben sind die Brennweiten f_1 und f_2 in mm der entsprechenden Linsen, der Linsenabstand l in mm, die damit erzielbare Vergrößerung V und die daraus resultierenden Fallenradien w_0 in μm . Angenommen wurde ein ursprünglicher Strahldurchmesser von 4,8 mm und eine Brennweite der letzten fokussierenden Linse von 150 mm.

dem Strahlteiler PST 2 die Leistung auf die beiden Teleskop-Pfade so aufteilt, dass sie zu Beginn komplett für die Erzeugung der Falle mit dem großem Durchmesser zur Verfügung steht.

Eine andere Möglichkeit, mit großem Fallendurchmesser zunächst möglichst viele Atome zu fangen, und anschließend mit kleinem Fallendurchmesser, hoher anfänglicher Phasenraumdichte und hohen Fallenfrequenzen zu kühlen, besteht in der bereits in Abschnitt 3.4.3 beschriebenen flexiblen Vergrößerung des Strahldurchmessers vor der letzten fokussierenden Linse durch Verfahren einzelner Linsen in den Teleskopen. Zu diesem Zweck wurden zwei über eine Motorsteuerung [Newport, ESP300], die beliebige Geschwindigkeitsprofile unterstützt, angesteuerte motorisierte [Newport, SN B07 3583] Verschiebetische in die Experimentsteuerung integriert. Somit lassen sich entweder in beiden Teleskop-Pfaden beliebige zeitabhängige Strahldurchmesser mit wandernden Foki in der Experimentierkammer erzeugen oder ein variabler Strahldurchmesser in einem Teleskop-Pfad mit konstantem Fokusort erzeugen.

4.3.4 Dipolfallenstrahlführung

Nachdem der Dipolfallenstrahl in zwei Strahlen aufgeteilt wurde, werden diese über weitere Spiegel zu den letzten fokussierenden Linsen geführt. Der horizontale Dipolfallenstrahl wird dabei zunächst außerhalb der Vakuumkammer nach oben auf die Höhe der Atomwolke geführt und dann von einer auf einem Verschiebetisch montierten Linse in die Experimentierkammer fokussiert. Die Strahlführung für den vertikalen Fallenstrahl ist etwas aufwendiger, da unterhalb der Experimentierkammer sehr wenig Platz für Optik ist. Deshalb musste für die fokussierende Linse ein langer stabiler Arm gebaut werden, der seinerseits an einem vertikal angeordneten Verschiebetisch befestigt ist (siehe Abbildung 4.11). Mithilfe dieser Verschiebetische können die Dipolfallenfoki auf die Atomwolke justiert werden. Die Justage der Dipolfalle in den beiden verbleibenden Dimensionen erfolgt bei dem horizontalen Fallenstrahl durch den letzten, beim vertikalen durch den vorletzten Spiegel.

4.4 Detektion

Zur Detektion der Atome in der Experimentierkammer bieten sich zwei verschiedene Verfahren an. Das eine besteht aus der Aufnahme des Fluoreszenzlichts der Atome und ermöglicht neben der Beobachtung der in der MOT gefangenen Atome, die stets spontan in alle Richtungen Licht emittieren, auch das Beobachten freier Atome oder in der Dipolfalle gefangener Atome, indem diese mit resonantem Licht zur Fluoreszenz angeregt werden. Das andere Verfahren besteht darin, einen kollimierten resonanten Lichtstrahl durch die Experimentierkammer zu leiten und auf einem CCD-Chip abzubilden. Atome, die sich im Strahl befinden, absorbieren

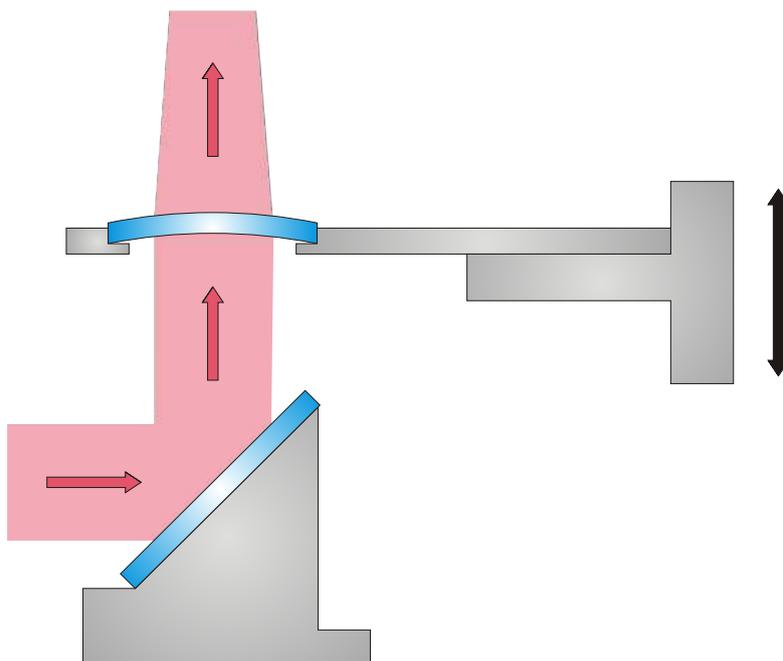


Abbildung 4.11: Mechanischer Aufbau zur experimentellen Realisierung des Dipolfallenstrahls in vertikaler Richtung. Die letzte fokussierende Linse wird von einem schweren, schwingungsarmen Arm gehalten, der mittels eines Verschiebetisches in der Höhe verstellbar ist. Der Umlenkspiegel unter der Linse ist nicht justierbar. Die horizontale Justage des Dipolfallenstrahls muss daher vorher realisiert werden.

Photonen aus dem Strahl und führen somit zu einer Verdunklung des Bildes auf dem CCD-Chip.

4.4.1 Fluoreszenzaufnahmen

Für die Aufnahme von Fluoreszenzbildern wurde eine mit einem Objektiv [TAMRON, 75mm] ausgestattete CCD-Kamera [ALLIED vision technologies, GUPPY GF 033B] auf die Atomwolke gerichtet. Sie ist einerseits zum Auslesen und Programmieren mit dem Experimentrechner, und andererseits zum Auslösen mit dem Echtzeitrechner verbunden. So ist es möglich, die Belichtungszeiten frei zu wählen und den Auslösezeitpunkt mit dem Experimentzyklus zu synchronisieren. Als Licht zur Fluoreszenzanregung der Atome wird das auch zum Betrieb der magneto-optischen Falle benutzte Laserlicht verwendet, das zur Erhöhung des Signals, vom Echtzeitrechner gesteuert, zur atomaren Resonanz verschoben werden kann. Mittels der im Laseraufbau integrierten und über den Echtzeitrechner ansteuerbaren AOMs kann auch die Belichtungszeit exakt gesteuert werden. Ein Problem der resonanten Aufnahmen besteht darin, dass die Atome, bevor sie ein

Photon spontan emittieren können, zunächst ein Photon absorbiert haben müssen. Der dabei wiederholt auftretende Impulsübertrag führt zu Verfälschungen der räumlichen atomaren Verteilung. Da auch die Belichtungszeit lang sein muss, damit genügend der ungerichteten Photonen auf die Abbildungsoptik treffen, ist das Auflösungsvermögen einer auf Fluoreszenz basierenden Aufnahme somit zeitlich und räumlich begrenzt. Eine Abbildung eines Bose-Einstein-Kondensats ist deswegen nicht mit Fluoreszenzaufnahmen möglich. Um aus einer mittels Fluoreszenz gemachten Aufnahme die Atomzahl bestimmen zu können, müssen Laserverstimmung, Strahlintensitäten und Sensitivität der Kamera genau bekannt sein. Die so berechneten Ergebnisse hängen somit von einer Menge, möglicherweise fehlerbehafteter, Parameter ab.

4.4.2 Absorptionsoptionen

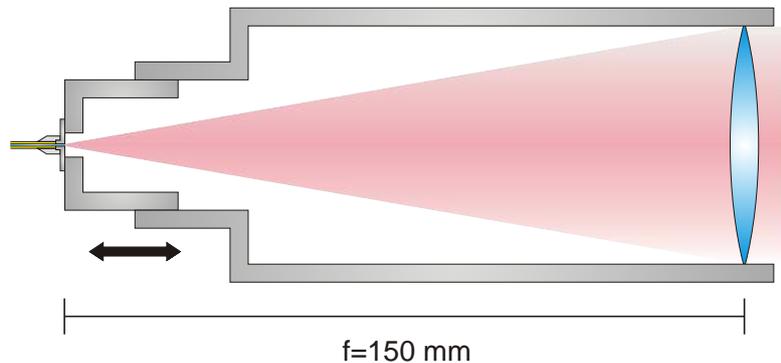


Abbildung 4.12: Optik zur Erzeugung eines kollimierten Detektionslaserstrahls mit einem Durchmesser von 40 mm. Der Abstand zwischen Faserhalterung (links) und Kollimationslinse (rechts) lässt sich zur Feinjustage der Kollimation verändern. Um die unerwünschte Erzeugung von Streulicht zu vermeiden und die Stabilität des Aufbaus zu erhöhen, wird die Optik in schwarz eloxierten Stahlrohren gehalten.

Absorptionsoptionen stellen eine andere Möglichkeit dar, die Dichteverteilung der Atome abzubilden. Dabei wird im Experiment resonantes Licht aus dem Detektionsausgang des Referenzlasermoduls in einer polarisationserhaltenden Faser zum Experiment geleitet. Dort wird es mithilfe der in Abbildung 4.4.2 dargestellten Kollimationsoptik zu einem kollimierten Strahl mit einem Durchmesser von 40 mm geformt und über einen Silberspiegel in die Experimentierkammer geführt. Nach dem Austritt des Detektionslaserstrahls aus der Experimentierkammer wird dieser über einen justierbaren Silberspiegel und ein geeignetes Teleskop auf einen CCD-Chip gelenkt, auf dem somit die Atomwolke abgebildet wird. Auf diese Weise wird nicht nur der entstandene Schatten scharf auf den CCD-Chip abgebildet,

sondern auch das an den Atomen gebeugte Licht. Um nun einerseits den maximal möglichen sinnvollen beobachtbaren Bereich abbilden zu können, und andererseits auch hohe räumliche Auflösungen bei der Beobachtung der Atome zu erreichen, wurde ein in Abbildung 4.4.2 dargestellter modularer Aufbau der Abbildungsteleskope entwickelt. Hierbei wird die CCD-Kamera an eine schwarz eloxierte Röhre geschraubt und an einer relativ zur Vakuumkammer konstanten Position gehalten. Nun können je nach gewünschter Auflösung und Vergrößerung unterschiedliche Teleskope, die wiederum durch Linsen in einer weiteren schwarz eloxierten Stahlröhre realisiert wurden, an der ersten Röhre befestigt werden. Durch die konstante Position der Kamera und die robuste Ausführung der Teleskope, muss das Abbildungssystem nur ein einziges Mal justiert werden, selbst wenn häufig verschiedene Vergrößerungen benötigt werden. Solche Schattenbilder haben gegenüber Fluoreszenzbildern den Vorteil, dass man zur Atomzahlbestimmung nur ein Bild mit Atomwolke Pixel für Pixel durch eins ohne Atome teilen muss. Aus der somit entstandenen räumlichen Transmissionsverteilung der Atomwolke kann nun die Atomdichte bestimmt werden.

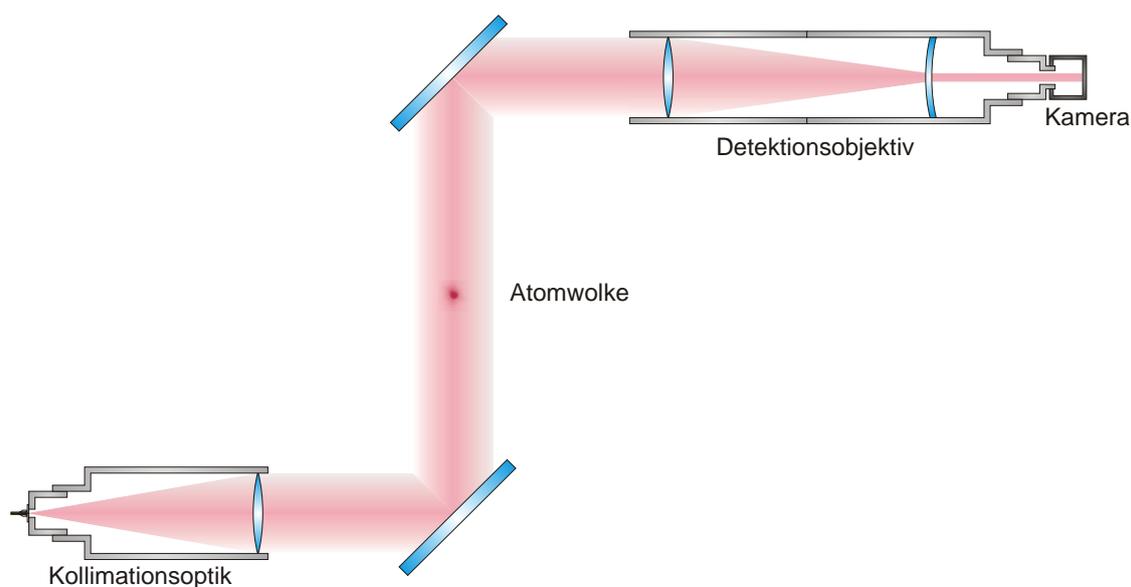


Abbildung 4.13: Detektionsaufbau für Absorptionen. Der in der Kollimationsoptik kollimierte Detektionsstrahl wird über einen Silberspiegel auf die Atomwolke gerichtet. Nach dem Austritt aus der Kammer wird er über einen justierbaren Silberspiegel auf das wechselbare Detektionsobjektiv gelenkt, von dem das Schattenbild der MOT auf den CCD-Chip abgebildet wird.

ERSTE EXPERIMENTE MIT DER OPTISCHEN DIPOLFALLE

5.1 Justage der Dipolfallenstrahlen

Ein nicht zu unterschätzendes Problem beim Aufbau der Dipolfalle stellt die Justage der Dipolfallenstrahlen dar (siehe hierzu auch Abschnitt 3.4.2). Die letzten Stellelemente befinden sich ca. 0,5 m vor der Position der Atomwolke in der MOT, welche selbst nur einen Durchmesser von einigen wenigen mm hat. Außerdem ist der Dipolfallenstrahl bei einer Wellenlänge von $2 \mu\text{m}$ weder sichtbar, noch mit Infrarot-Restlichtverstärkern oder Infrarot-Karten zu lokalisieren. Um die Dipolfalle dennoch mit der MOT überlagern zu können, haben sich zwei im Folgenden beschriebene Verfahren als sehr nützlich erwiesen.

5.1.1 Justage mittels CCD-Kamera im Strahlverlauf

Positioniert man am freien Ausgang des polarisierenden Strahlteilers PST 3, der den Dipolfallenstrahl auf die zwei Strahlwege aufteilt, eine auf Unendlich fokussierte Kamera so, dass ihre optische Achse mit der des Dipolfallenstrahls übereinstimmt - dies kann z. B. mithilfe der beiden Blenden Iris 2 und Iris 3 realisiert werden, die auch zur Nachjustage des Laserstrahls dienen - so wird das Streulicht der Atome in der MOT entlang der beiden Strahlwege der Dipolfalle auf die Kamera abgebildet. Betrachtet man nun das von der Kamera erzeugte Bild, so erkennt man dort zwei überlagerte Abbildungen dieser Atome. Verschiebt man eine der Fokussierlinsen der Dipolfalle so, dass die entsprechende Abbildung der Atomwolke auf dem Kamerabild möglichst klein wird, so ist sichergestellt, dass das Streulicht der gefangenen Atome durch die Fokussierlinse der Dipolfalle kollimiert wird, und

somit auch die MOT in der Brennebene des Dipolfallenstrahls liegt. Durch Verstellen der Spiegel in einem der beiden Dipolfallenarme verändert man den Winkel, unter dem das durch die Fokussierlinse der Dipolfalle kollimierte Streulicht der Atome auf die Kamera trifft. Justiert man nun die Strahlwege der Dipolfalle so, dass sich die beiden Abbildungen der Atomwolke in der Mitte des Kamerabildes befinden, ist gewährleistet, dass der kollimierte Dipolfallenstrahl und das kollimierte Streulicht der gefangenen Atome überlagert sind, und somit auch der Fokus des Dipolfallenstrahls mit dem Zentrum der MOT überlagert ist.

Leider kann es bei der hier beschriebenen Prozedur zur Justage des Dipolfallenstrahls zu Ungenauigkeiten kommen, da die Überlagerung des Dipolfallenstrahls mit der optischen Achse der Kamera nur schwer zu realisieren ist. Dies liegt daran, dass sowohl Dipolfallenstrahl als auch Kameraachse nicht direkt miteinander verglichen werden können, sondern nur beide auf eine gemeinsame Referenz, in diesem Fall die beiden Blenden, einjustiert werden können. Da Dipolfallenstrahl und Kameraachse sowohl in ihrer Lage als auch in ihrer Richtung auf die beiden Blenden einjustiert werden, hängt die Überlagerung von insgesamt acht Parametern ab. Da die Justage der Kamera nur subjektiv anhand der Abbildung der Blenden erfolgen kann, und da die Justagegenauigkeit des Dipolfallenstrahls aufgrund des im Verhältnis zum Blendenabstand von nur ca. 0,5 m großen Stahldurchmessers von 5 mm eingeschränkt ist, genügt es somit nicht, die Dipolfalle allein über die Kamera zu justieren. Da man dieses Verfahren jedoch auch bei stark dejustierten Fallenstrahlen verwenden kann, bietet es sich als erste Justagemöglichkeit an, bevor man die Überlagerung der Fallen mit dem nachfolgenden Verfahren optimiert.

5.1.2 Justage durch Modulation der Laserleistung

Die Modulation des Dipolfallenlasers über seinen gesamten Leistungsbereich und die gleichzeitige Beobachtung der Modulation des Streulichts der Atome in der MOT aufgrund des AC-Stark-Effekts stellt eine direkte Methode zur Ermittlung des Grads der Überlappung von Dipolfalle und MOT dar und ermöglicht so die exakte Justage des Dipolfallenlaserstrahls. Hierbei wird der Dipolfallenlaser über seinen externen Modulationseingang mit einer beliebigen Frequenz moduliert. Im konkreten Fall der hier vorgestellten Messungen wurde er mit 1111 Hz moduliert, da diese Frequenz kein Vielfaches der am Experiment verwendeten Frequenzen ist und somit keine falschen Signale durch höhere Harmonische möglicher Störquellen zu erwarten sind. Überlappt der Dipolfallenstrahl nun mit der MOT, so werden aufgrund des in Abschnitt 3.1 beschriebenen AC-Stark-Effektes die Energieniveaus der Atome verschoben, was somit zu einer Modulation der von der Verstimmung des Kühllichts abhängigen Intensität der spontan emittierten Photonen führt. Diese modulierte Intensität des Streulichts kann nun mit einer Detektionsphotodiode

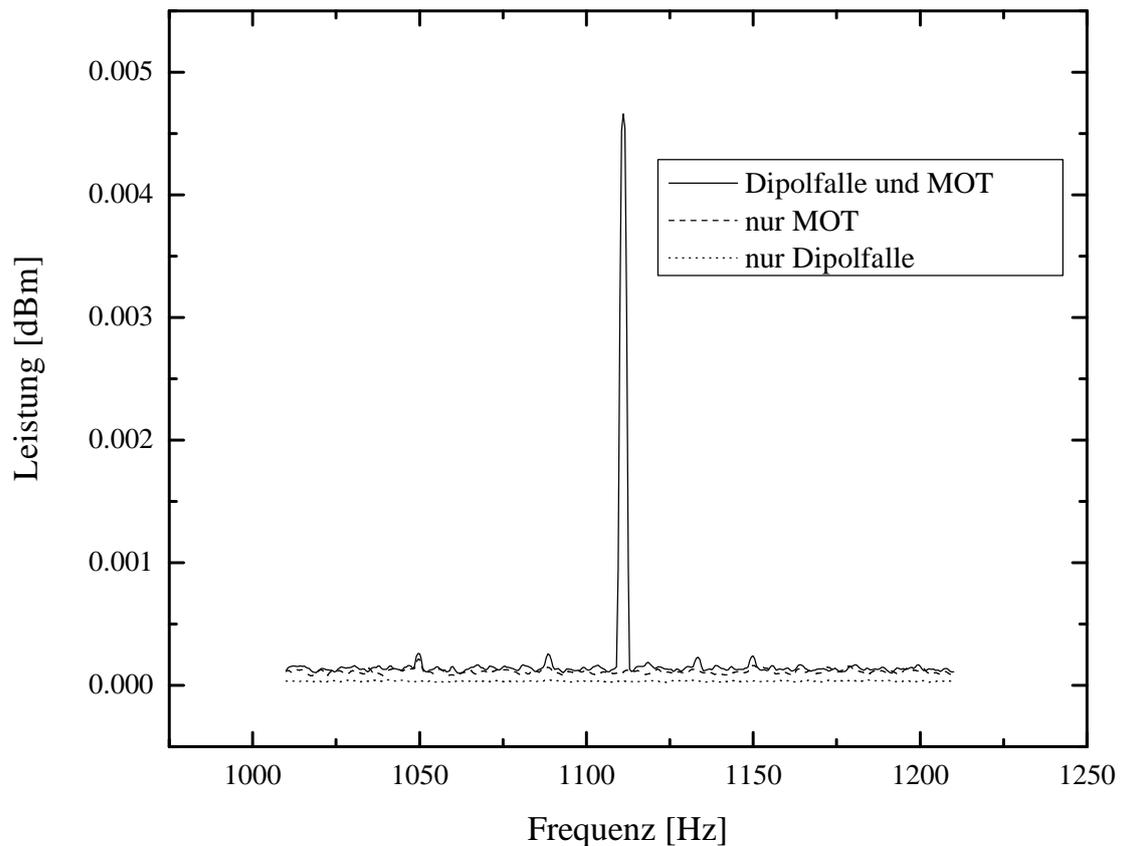


Abbildung 5.1: Spektrale Analyse des Photodiodensignals des Streulichts der in der MOT gefangenen Atome: Die durchgezogene Linie stellt das, bei geladener MOT und mit 1111 Hz moduliertem eingestrahlteten Dipolfallenstrahl detektierte Signal dar. Man kann gut erkennen, dass die Modulation des Dipolfallenstrahls auch dem Streulicht der Atome aufgeprägt wird. Die gestrichelten und gepunkteten Linien zeigen das Signal der Photodiode bei ausgeblendetem Dipolfallenstrahl beziehungsweise ausgeschaltetem MOT-Magnetfeld. Dies zeigt, dass das Signal bei 1111 Hz tatsächlich durch die Wechselwirkung von Atomwolke und Dipolfallenstrahl entsteht.

aufgenommen werden und mit einem Frequenzanalysator¹ in seine spektralen Anteile zerlegt werden. Trifft der Dipolfallenstrahl die Atomwolke, so sind, wie in Abbildung 5.1 deutlich erkennbar, im Signal der Photodiode starke spektrale Anteile bei der Modulationsfrequenz des Dipolfallenlasers detektierbar.

Die Stärke des mit der Photodiode bei der Modulationsfrequenz des Dipolfallenlasers detektierten Signals hängt proportional von der Zahl der Atome ab, die sich im Bereich des Dipolfallenstrahls befinden und deren Streurrate somit von der Verschiebung ihrer Energieniveaus durch das Dipolpotenzial abhängt. Somit können

¹Als Frequenzanalysator diente ein *FFT* (=Fast Fourier Transformation-Analysator der Firma

die Dipolfallenstrahlagen auf eine relative maximale spektrale Energiedichte bei der Modulationsfrequenz des Dipolfallenlasers justiert werden. In Abbildung 5.1 ist zum einen das spektral aufgelöste Signal der Photodiode bei moduliertem Dipolfallenlaser dargestellt und zum anderen auch demonstriert, dass das Signal bei 1111 Hz tatsächlich aus der Wechselwirkung von Dipolfallenstrahl und Atomwolke resultiert und nicht durch Streuung des Dipolfallenlichts auf die Photodiode oder ähnliche Effekte entsteht. Dies wird dadurch gezeigt, dass das Signal nur dann sichtbar ist, wenn Atomwolke und Dipolfallenlaser wechselwirken können, es aber bei ausgeblendetem Dipolfallenlaser oder nicht eingeschaltetem MOT-Magnetfeld verschwindet.

5.2 Erste Realisierung der optischen Dipolfalle mit ^{87}Rb -Atomen

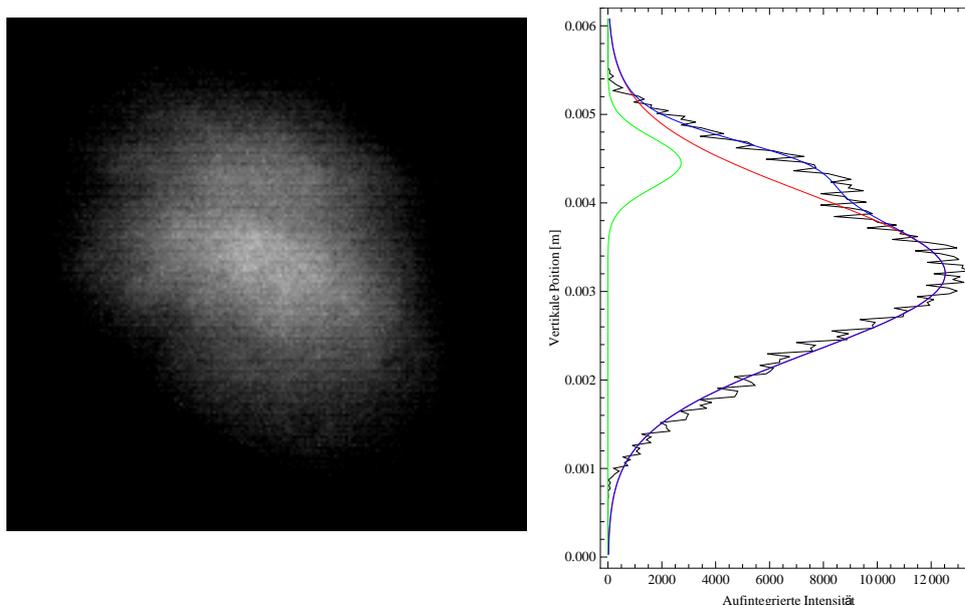


Abbildung 5.2: Fluoreszenzaufnahme der Atomwolke nach 15 ms Flugzeit bei eingestrahltm Dipolfallenstrahl. Zum Zeitpunkt der Aufnahme war der Dipolfallenstrahl ausgeschaltet. Auf dem rechten Graphen wurde über die Bildpunkte je einer Zeile integriert (schwarz). Man erkennt somit die Atomdichte entlang der vertikalen Achse. An diese Dichteverteilung wurden zwei Gauß-Verteilungen angenähert, eine für die ungestörte Atomwolke (rot) und eine für die in der Dipolfalle gefangenen Atome (grün). In blau ist die Summe dieser beiden Gauß-Verteilungen zur Kontrolle dargestellt, an der eine sehr gute Übereinstimmung zu den experimentellen Daten zu erkennen ist.

Ist der Dipolfallenstrahl auf die Mitte der MOT justiert, so können Atome in

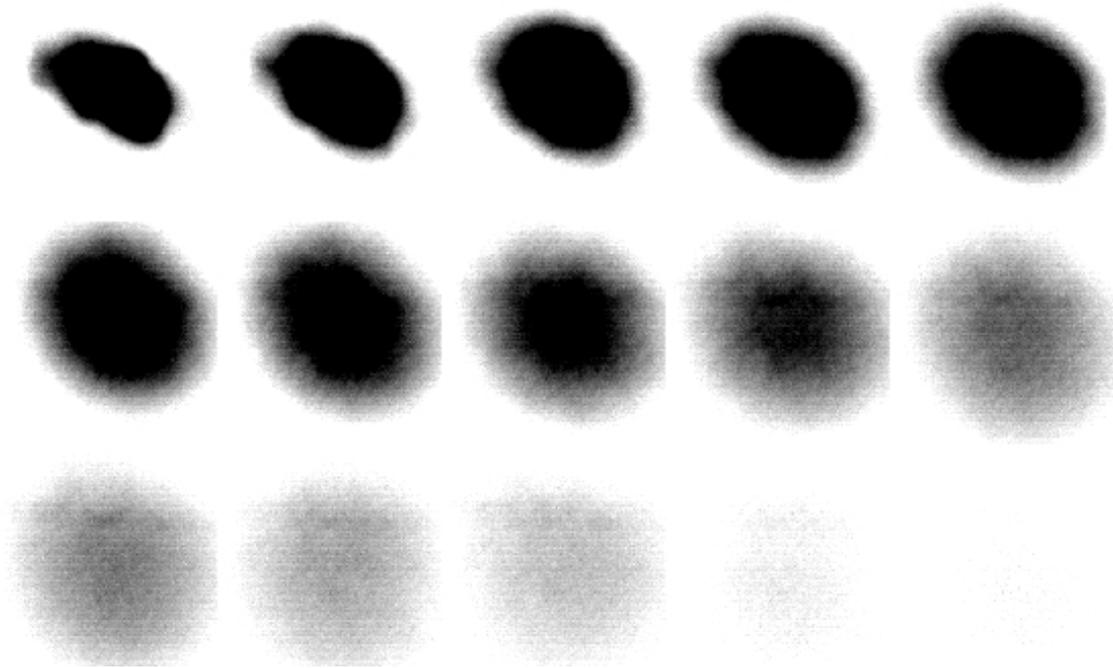


Abbildung 5.3: Fluoreszenzaufnahmen der Atomwolke bei eingeschaltetem Dipolfallenlaser nach Ausschalten der MOT und Fallzeiten von 5 bis 19 ms

der Dipolfalle gefangen werden. Die Resultate erster Experimente mit der Dipolfalle sind in Abbildung 5.2 und Abbildung 5.3 dargestellt. In Abbildung 5.2 wurde direkt nach Abschalten der 2D- und 3D-MOT der Dipolfallenlaser mit maximaler Leistung eingeschaltet. Nach einer Zeit von 15 ms wurde die Belichtung der Detektionskamera gestartet, die Atome wurden mit dem 3D MOT-Kühllicht für 11 ms angeblitzt und somit zur Fluoreszenz angeregt. Der Dipolfallenstrahl wurde dabei horizontal eingestrahlt, um die Atome gegen die Gravitationskraft halten zu können.

Um die Größe der Atomwolke und den Anteil der Atome in der Dipolfalle zu berechnen, wurde über die horizontalen Bildpunkte der Aufnahme summiert. Die Werte der einzelnen Bildpunkte sind proportional zur aufgetroffenen Lichtleistung und somit zur Zahl der Atome im zu dem Bildpunkt gehörigen Raumwinkel. Da die einzelnen horizontalen Linien verschiedenen horizontalen Scheiben im Bereich der Atomwolke zuzuordnen sind, entspricht der in Abbildung 5.2 rechts dargestellte Graph der Dichteverteilung der Atome entlang der Vertikalen. Man erkennt, dass sich der Großteil der Atome in den 15 ms Haltezeit in der Dipolfalle nach unten bewegt hat und nur ein kleiner Teil sich noch an der ursprünglichen Position der MOT, die bei ca. 4,5 mm auf der abgebildeten Skala lag, befindet. Diese Atome wurden in der Dipolfalle gefangen und somit gegen die Gravitationskraft gehalten.

Nähert man an die Dichteverteilung eine Summe von zwei Normalverteilungen, eine für die Atomwolke und eine für die Atome in der Dipolfalle, an, kann man

aus dem Verhältnis der Flächen dieser Verteilungen A_{At} und A_{Dip} den Anteil der Atome in der Dipolfalle zu $\frac{A_{\text{Dip}}}{A_{\text{Dip}}+A_{\text{At}}} = 6,5\%$ berechnen.

In Abbildung 5.3 wurden Fluoreszenzaufnahmen für verschiedene Haltezeiten in der Dipolfalle zwischen 5 und 19 ms gemacht. Man erkennt sehr gut, dass sich die Atomwolke ausdehnt und sich somit auch die Dichte der Atome mit der Zeit reduziert. Nach 12 ms kann man die separierten Atome der Dipolfalle erkennen. Es ist jedoch bei keiner dieser Aufnahmen gelungen einen so guten Kontrast wie bei der in Abbildung 5.2 dargestellten Messung zu erhalten.

Dennoch ist es beachtlich, dass selbst ohne Magnetfeldkompensation ein so großer Anteil der Atome in die optische Dipolfalle umgeladen werden konnten.

AUSBLICK

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine optische Dipolfalle zum Fangen kalter Atome bei einer Wellenlänge von 1960 nm entworfen und aufgebaut, und es konnten bereits 6,5 % der in der MOT vorgekühlten Atome in eine Einzelstrahlfalle umgeladen werden. Die nächsten experimentellen Schritte liegen nun in der Optimierung des Atomquellensystems einerseits und des Umladeprozesses andererseits.

Die vom Quellensystem zur Verfügung gestellte Atomzahl kann zum Beispiel durch den Einbau eines Beschleunigungsstrahls, sowie durch andere bereits in Abschnitt 2.3.5 beschriebene Verbesserungen, wie mehr Lichtleistung in den Kühllasern der 2D-MOT oder einen höheren ^{87}Rb -Dampfdruck in der 2D-MOT-Kammer erhöht werden.

Bei der Optimierung des Umladeprozesses ist zu beachten, dass nicht nur hohe Atomzahlen, sondern auch große Phasenraumdichten für die erfolgreiche Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats nötig sind. Zu diesem Zweck wird es erforderlich sein, die Phasenraumdichte, der von der MOT zur Verfügung gestellten Atomwolke, schon vor dem eigentlichen Beladen der Dipolfalle zu reduzieren. Dazu bietet sich das Kompressions-MOT-Verfahren an, bei dem durch eine Steigerung des Magnetfeldgradienten die räumliche Ausdehnung der Atomwolke reduziert, und so die Dichte der Atome erhöht wird. Da die Phasenraumdichte auch von der Temperatur der Atomwolke abhängt und da das Kompressions-MOT-Verfahren diese ungünstig beeinflusst, wird es nötig sein, eine Melassephase einzuführen, mit der die Temperatur gesenkt und damit die Phasenraumdichte erhöht werden kann.

Nachdem die Phasenraumdichte mithilfe dieser Verfahren maximiert wurde, kann mit Experimenten zum eigentlichen Beladen der Dipolfalle begonnen werden. Hierbei ist es, wie bereits in Abschnitt 3.5 beschrieben, wichtig, dass das Dipolfallenvolumen an die Atomwolkengröße angepasst wird. Zu diesem Zweck wurden bereits verschiedene statische sowie motorisiert verstellbare Teleskope zur Fallenanpassung vorbereitet.

Nachdem auch das Umladen in die Dipolfalle optimiert wurde, wird es möglich sein $\sim 10^7$ Atome in die Dipolfalle zu laden, so dass mit Experimenten zur Verdampfungskühlung begonnen werden kann. Bei diesen ist es für schnelle Erzeugungen von Kondensaten wichtig, dass die zum Beladen der Falle aufgeweiteten Fallendurchmesser wieder verkleinert werden, da große Fallendurchmesser zu kleinen Fallenfrequenzen und somit zu langsamen Kühlprozessen führen. Außerdem kann durch Reduktion des Fallenvolumens die Phasenraumdicke bereits vor Beginn der Verdampfungskühlung stark erhöht werden. Zu dem Zweck der dynamischen Volumen Anpassung wurden neben den Verfahren, die auf den bereits erwähnten motorisierten Teleskopen basieren, auch Verfahren mit überlagerten Fallen mit unterschiedlichen Volumen entwickelt, bei denen die Laserleistung zunächst vollständig der Falle mit dem großem Volumen zur Verfügung steht und die Atome dann adiabatisch durch Verlagern der Laserleistung auf die kleine Falle in diese umgeladen werden.

Die eigentliche Verdampfungskühlung wird dann durch Reduktion der Laserleistung in mehreren Abschnitten durchgeführt; dies wurde bereits sowohl auf dem Echtzeitrechner als auch in der Leistungsregelung des Dipolfallenlasers vorbereitet. Nach Optimieren dieser Rampen, wird es möglich sein, ein Kondensat aus ^{87}Rb -Atomen zu erzeugen.

Da Dipolfallenpotenziale durch Lichtintensitäten geformt werden, ist die Erzeugung aller mit Licht, zum Beispiel durch Interferenz, formbarer Potenziale möglich. So können durch gegenläufige Laserstrahlen stehende Wellen und damit periodische Potenziale erzeugt werden. In solchen optischen Gittern können dann Bose-Einstein-Kondensate mittels Bloch-Oszillationen beschleunigt werden, um zum Beispiel Fontänen aus Bose-Einstein-Kondensaten zu realisieren, die unter anderem zum Messen der Erdbeschleunigung genutzt werden können. Außerdem ist es denkbar, mittels kegelförmiger Linsen ringförmige Fallen zu erzeugen. In ihnen können BECs auf Kreisbahnen geführt werden, um so zum Beispiel Sagnac-Interferometer mit BECs zu realisieren. In nächsten Schritten ist es dann auch möglich mittels Phasen-Front-Modulatoren beliebige Potenziale zu erzeugen. So ist es vorstellbar, dort BECs auf komplexen Pfaden propagieren und interferieren zu lassen, um dort logische Operationen oder komplexere interferometrische Experimente ausführen zu können.

Mithilfe des sich im Aufbau befindlichen Lasersystems zum Kühlen und Fangen von Kaliumatomen wird es dann auch möglich sein, sowohl bosonische (^{39}K und ^{41}K) als auch fermionische (^{40}K) Kaliumatome zunächst in einer magneto-optischen Falle zu fangen, und anschließend ebenfalls entweder einzeln oder synchron mit den ^{87}Rb -Atomen in die Dipolfalle umzuladen. Nach Durchführung derselben Optimierungsschritte wie bei Rubidium, wird es auch möglich sein, diese Kaliumatome mit denselben Verfahren zur Quantenentartung zu kühlen, so dass eine Vielzahl von Möglichkeiten für interessante Experimente zur Verfügung steht:

So ist das ATLAS Projekt Teil der *Task-Group* des Exzellenzclusters QUEST

zur Überprüfung der Äquivalenz von träger und schwerer Masse, welche ein wichtiges Postulat der allgemeinen Relativitätstheorie ist: Theoretische Ansätze zur Vereinigung von Quantenmechanik und allgemeiner Relativitätstheorie implizieren unter anderem Szenarien, die eine masseunabhängige Fallbeschleunigung im Gravitationsfeld infrage stellen und die Überprüfung des Postulats motivieren. Würde man nun gleichzeitig für Kalium- und Rubidium-Atome die Erdbeschleunigung mittels Fontänen quantenentarteter Materie messen, könnte man einen neuen maximalen Wert für eine Differenz zwischen den Fallbeschleunigungen ermitteln oder sogar eine Differenz bestimmen.

Neben der rein-optischen Erzeugung von BECs und der in Magnetfallen, sind auch Kombinationen dieser beiden Verfahren vorstellbar:

Überlagert man zum Beispiel die Dipolfalle mit einem Magnetfeldgradienten, ist es möglich, das Potenzial der Falle für entsprechende magnetische Unterzustände so zu formen, dass die schnellsten Atome auch ohne ein Absenken der Dipolfallenleistung durch den Magnetfeldgradienten aus der Falle entfernt werden können. Zum einen ließe sich auf diese Weise ein BEC mit derselben Geschwindigkeit wie in einer Dipolfalle erzeugen; zum anderen ließe sich aus diesem dann aber auch kontrolliert und kontinuierlich ein Atomstrahl auskoppeln, womit ein ATom LASer realisiert wäre.

ANHANG A

VERÖFFENTLICHUNG



Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms

M. Gilowski ^{*}, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich,
T. Müller, E.M. Rasel, W. Ertmer

Institut für Quantenoptik, Welfengarten 1, 30167 Hannover, Germany

Received 14 June 2007; received in revised form 22 August 2007; accepted 22 August 2007

Abstract

We present and investigate different external cavity diode laser (ECDL) configurations for the manipulation of neutral atoms, wavelength-stabilized by a narrow-band high transmission interference filter. A novel diode laser, providing high output power of more than 1 W, with a linewidth of less than 85 kHz, based on a self-seeded tapered amplifier chip has been developed. Additionally, we compare the optical and spectral properties of two laser systems based on common laser diodes, differing in their coating, as well as one, based on a distributed-feedback (DFB) diode. The linear cavity setup in all these systems combines a robust and compact design with a high wavelength tunability and an improved stability of the optical feedback compared to diode laser setups using diffraction gratings for wavelength discrimination.

© 2007 Elsevier B.V. All rights reserved.

Keywords: Interference filter; Self-seeded tapered amplifier; External cavity diode laser; Manipulation of atoms

1. Introduction

Diode laser systems have become an attractive light source with versatile applications in many fields of modern physics, such as telecommunication or the manipulation of atoms. The atom optical experiments in the field of e.g. quantum degenerated gases [1] or metrology [2] with their future space-based experiments [3–5] make high demands on the laser systems. The challenge is to design compact and robust laser configurations offering a narrow linewidth and a high output power.

In this article, we compare four different laser systems, based on a narrow-band high transmission interference filter, as presented in [6,7]. The laser designs offer an improved stability and tunability compared to grating-

based setups combined with convincing spectral properties. In particular, we study a novel laser design, based on a self-seeded tapered amplifier, in the following called tapered laser (TL). The TL provides a high output power and a narrow spectral bandwidth combined with a higher stability, yielding a better performance than self-seeded tapered amplifier lasers using a grating for wavelength discrimination. In addition, the TL offers a simplified setup compared to the well-established master-oscillator-power-amplifier (MOPA)-system [8]. Furthermore, we study three ECDL-systems which differ in their implemented medium power laser diode (<100 mW), thus leading to different properties, such as wavelength tunability and output power of the lasers. We implemented two common laser diodes, with and without an AR-coating, as well as a DFB-diode in the ECDL-systems.

The article is organized as follows: We begin in Section 2 with the general description of the studied laser configurations. The characterization of the ECDL-setups follows in Section 3.1. Finally, we discuss the properties

^{*} Corresponding author. Tel.: +49 (0) 511 762 4107.

E-mail address: gilowski@iqo.uni-hannover.de (M. Gilowski).

of the new high output power laser prototype in Section 3.2.

2. Laser configurations

The basic setup for the three ECDLs, described in [7] is illustrated in Fig. 1a. The emitted light from the laser diode is collimated by an aspheric lens (CL) ($f = 3.1$ mm) with a high numerical aperture NA of 0.68. A part of the collimated light is back reflected to the laser diode by a partially transmitting mirror (OC). Different reflectivities R are used for the three lasers, respectively. Together with the laser diode, the out-coupling mirror forms the external cavity of the laser with a total length of 70 mm. The length of the cavity can be modified by displacing the out-coupler with a piezo-electric transducer (PZT). A higher stability of the optical feedback is obtained by placing an aspheric lens (L_1) with $f = 18.4$ mm in front of the out-coupler in focal length distance (cat eye configuration). The out-coupled light is then collimated by a second identical lens (L_2). The interference filter (IF) is placed inside the cavity. As it was presented in [7], the interference filters have 90% transmission and a FWHM of about 0.3 nm. By varying the filter's angle of incidence relative to the optical axis the wavelength can be coarsely adjusted. The advantage of this design is that the wavelength discrimination and the optical feedback are performed by two independent elements, the interference filter and the out-coupler [7]. In combination with the linear design of the setup, the interference filter-stabilized configuration offers a higher stability and tunability compared to the Littrow design [6,9]. Furthermore, the wavelength dependent spatial displacement of the out-coupled beam is reduced compared to grating-stabilized setups.

We investigated the implemented laser diodes [10] for the three ECDL-systems with respect to their different spectral

properties and their application in the manipulation of atoms. The laser diode in laser 1 is a common laser diode with a center wavelength λ_c of 783 nm and without an AR-coating. With a reflectivity of 30% for the out-coupler we obtain stable laser operation. A laser diode with an AR-coated front facette and with $\lambda_c = 770$ nm was chosen for laser 2, providing a broad wavelength tunability. Here we use a reflectivity of 20% for the out-coupler. In laser 3 a DFB-diode with a specified linewidth of less than 2 MHz and a center wavelength of $\lambda_c = 780$ nm is implemented. Due to this intrinsic narrow linewidth we chose an out-coupler with $R = 20\%$.

The design of the tapered laser is illustrated in Fig. 1b. It is based on a self-seeded tapered amplifier (TA), emitting light in both output directions. The backward emitted light is focused with an aspheric lens (L'_1) with $f = 4.5$ mm and $NA = 0.55$ on a HR coated mirror (M) which forms together with the front facette of the TA the 77 mm long external cavity of the TL. We could observe an unstable multi-mode operation, arising from parasitic feedback of the following collimation optics, using a common TA-chip with an AR-coating on both sides. To suppress this disturbing effect we increased the feedback of the TL-cavity by implementing a TA-chip with a low reflectivity at the front facette and an AR-coated back facette [10]. An interference filter (IF) is set up in between the mirror and the TA. The back reflected light is seeding the TA chip. In the gain medium of the TA the light is amplified and finally emitted from the front facette. Due to the high asymmetry of the output aperture we use an aspheric lens (L'_2) with $f = 4.5$ mm and $NA = 0.55$ as well as a cylindric lens (L'_3) with $f = 80$ mm to collimate the astigmatic output beam. The laser, the beam-shaping optics and a following optical isolator are shielded by a foamed material to reduce acoustic noise. For passive stabilization, the laser bodies of the TL as well as of the other three lasers are milled from a single solid block of Certal. The block and the diode are independently temperature controlled.

3. Characterization of the laser systems

In this section, we present and discuss the optical properties of our laser systems, such as the linewidth and the wavelength tunability. We also characterize the output power and the spatial mode quality. The relevant properties of the ECDL-configurations are summarized in Table 1. The characterization of the tapered laser is discussed separately in Section 3.2.

3.1. Properties of the ECDL-configurations

For the determination of the linewidth of each laser, at 780 nm, a series of beat measurements have been taken. The beat notes of each possible combination of two lasers permit an estimation of the linewidth for each laser. The full width half maximum (FWHM) squared of the beat signal is given by the sum of the squared linewidths of two

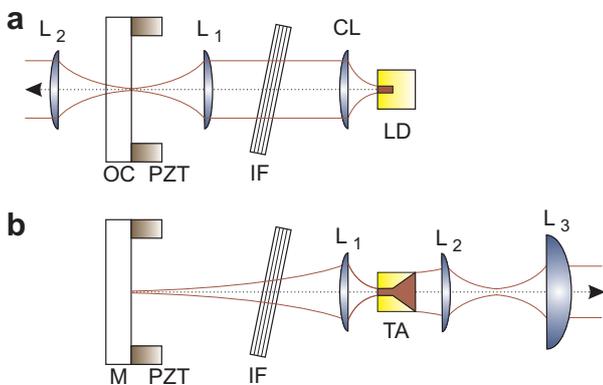


Fig. 1. Schematic drawing of the laser configurations 1–3 in (a) and of the tapered laser in (b). The optical elements laser diode (LD) or tapered amplifier (TA), collimation lens (CL), interference filter (IF), out-coupler (OC) or mirror (M), piezo-electric transducer (PZT) and lenses ($L_{1,2}$) as well as ($L'_{1,2,3}$) for the cat eye configuration and collimation purposes are displayed.

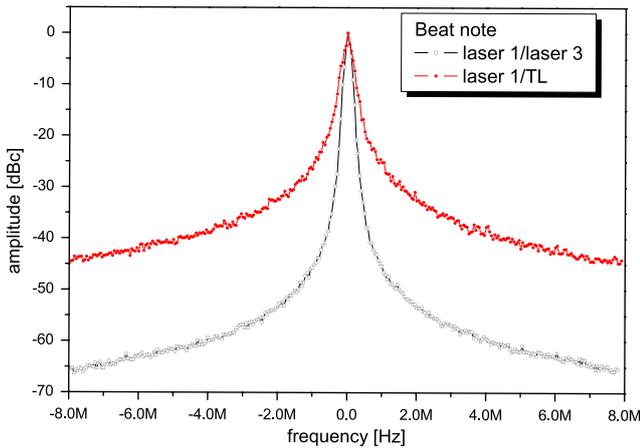


Fig. 2. Average of 20 single measurements of the beat signals of laser 1 and 3 for a sweep time of 2.8 s and a resolution bandwidth (RBW) of 3 kHz (squares) as well as of the beat between laser 1 and the TL with a RBW of 30 kHz (dots) for a sweep time of 28 ms (see Section 3.2). The distributions are normalized with respect to the RBW and are shifted by the difference frequency.

uncoupled lasers. As an example, the beat signal at 410 MHz of laser 1 and laser 3, both free-running, is shown in Fig. 2. The instantaneous linewidth can be calculated by determining the FWHM of a Lorentzian fit of the distribution's flanks for frequencies with $|\nu - \nu_0| > 0.5$ MHz. Due to technical frequency noise the center frequency is distributed randomly and can be fitted with a Gaussian function for $|\nu - \nu_0| < 0.5$ MHz.

The values for the linewidths of each free-running laser are summarized in Table 1. The broadened linewidths for all lasers are between 120 kHz and 150 kHz determined by the Gaussian fit. We obtain an instantaneous linewidths for the three lasers of approximately 8 kHz determined via a Lorentzian fit.

The wavelength of the ECDL can be coarsely adjusted by varying the angle of incidence of the interference filter relative to the optical axes or by changing the temperature of the laser diode. A fine wavelength adjustment can be achieved by changing the resonator length with the PZT or by modifying the supply current of the diode. During the measurements we kept the diode's temperature constant. Changing the filter's angle of incidence leads to a wide wavelength tunability of several tens of nm as shown in Fig. 3. The jump of the laser mode during the wavelength tuning is due to the jump to the adjacent transmission peak of the interference filter. The inset in Fig. 3 shows the transmission curve of the interference filter. A broad transmission minimum between 680 nm and 930 nm is observable. Within that valley, several sharp transmission peaks separated by about 33 nm arise, limited here by the resolution (1 nm) of the spectrometer [11]. We achieve wavelength tunabilities between 11 nm and 32 nm for the three lasers (see Table 1).

Due to the difference in the physical dimensions of the diodes, the current dependent frequency tunability differs

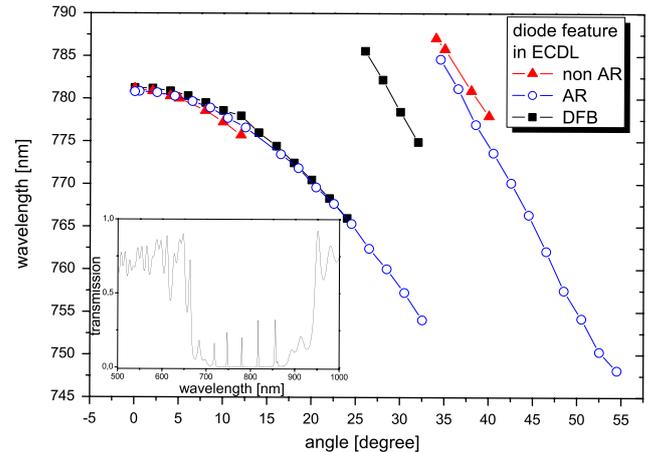


Fig. 3. Wavelength tunability of the lasers as a function of the angle of incidence of the interference filter. The inset shows the transmission curve of the IF (angle of incidence = 0°) measured with a resolution of 1 nm.

for the three configurations, as can be found in Table 1. Stable operation just on the same diode mode is assured within several tens of GHz for all lasers. However, mode competition due to the ECDL-configuration leads of course to mode instabilities which can be compensated by changing the resonator length. By varying only the PZT voltage, single-mode operation for the three lasers can be assured within a span of about 2 GHz, limited by the length of the external cavity. With the combination of PZT and current tuning, a mode-hop-free tuning range of several GHz can be accomplished.

A further important property is the output power P of the lasers which depends on the properties of the implemented diode as well as on the feedback which is mainly determined by the reflectivity of the out-coupler. Since the linewidth also depends on R , it is necessary to make a compromise between small linewidth and high output power. For an optimal operation current we achieve output powers between 30 mW and 39 mW, measured before going through an optical isolator. The values for the power as well as the values for the threshold of the three lasers are summarized in Table 1.

Another criterion of the lasers is the spatial mode profile which is necessary for a well-defined manipulation of atoms or for the efficiency of fiber coupling. We characterized the profile by measuring the beam shape with a CCD-camera at a distance of about 20 cm from the lasers. By fitting a Gaussian function to the distribution's cross-section, we could coarsely estimate the purity of the spatial mode profile. All lasers provide a major fraction of the TEM₀₀ mode in their profile. The best performance could be realized with laser 3, where the distribution corresponds with 99.6% to a Gaussian fit. Furthermore, we reach efficiencies of over 72% for lasers 1 and 3 for the injection of the laser beam into a single-mode fibre. We inject 63% for laser 2, where the AR-coating is responsible for a slightly worse spatial mode shape.

Table 1
Optical and spectral properties of the characterized ECDL-configurations

LD feature	Laser 1 Non-AR	Laser 2 AR	Laser 3 DFB
Linewidth $\Delta\nu$ (kHz) (Gaussian)	130 ± 25	150 ± 25	120 ± 25
Linewidth $\Delta\nu$ (kHz) (Lorentzian)	8 ± 2	8 ± 2	8 ± 2
LD current tun. (GHz)	33	43	28
Current sen. (MHz/mA)	92	87	62
Filter tun. (nm)	11	32	19
PZT tun. (GHz)	2.3	2.3	2.1
P (mW) (@ supply current (mA))	34 (100)	39 (110)	30 (113)
$I_{\text{threshold}}$ (mA)	23	36	30
Estimation TEM_{00} (%) (Gaussian fit)	99.4	95.8	99.6

Though the lasers are very similar, they offer different advantages. Laser 1 is an economic and attractive alternative, due to the low costs of the implemented laser diode. The large wavelength tunability of laser 2 makes this system interesting for experiments including dual species manipulations like atomic potassium (766 nm) and rubidium (780 nm). Laser 3 offers slightly better properties compared to the other two lasers concerning the linewidth and spatial mode profile.

We also measured the linewidth of a laser similar to laser 3 but without the interference filter. In this case we obtained a linewidth which is two times bigger than for the IF-stabilized laser. Mode instabilities due to a possible conflict of the two frequency selective elements in the design of laser 3, the filter and the integrated grating structure in the diode, have not been observed.

From the accomplished characterization, we can summarize that all the three lasers are versatile tools for experiments concerning the precise manipulation of atoms. Due to their brilliant spectral properties, the utilization as a Raman-laser [12] or for detection purposes are interesting applications for these lasers.

3.2. The tapered laser

As we will discuss in the following, the self-seeded tapered amplifier prototype offers an attractive alternative to other high power diode laser systems. To deduce the linewidth of the TL we measured the beat note, shown in Fig. 2, between the free-running TL and laser 1, locked to a Rb-transition. With the Gaussian fit of the center region we obtain a FWHM of 200 kHz and thus a broadened linewidth of $187 \text{ kHz} \pm 12 \text{ kHz}$ for the tapered laser. Here we assume a broadened linewidth for laser 1 of less than 100 kHz, due to the locking of the laser to an atomic transition.

For the instantaneous linewidth of the TL we obtain less than 85 kHz from the Lorentzian fit of the distribution's flanks. For comparison, a commercial self-seeded grating-stabilized TA laser design for instance offers a linewidth of 1 MHz (specified at 1 ms measuring time) [13]. Furthermore, we can see in Fig. 2 that for frequencies higher than

5 MHz with respect to the carrier frequency the background, which is dominated by the contributions of the amplified spontaneous emission, is 40 dB smaller compared to the carrier signal.

Due to the cavity length of 77 mm, the mode-hop-free tunability with the PZT is about 2 GHz. The sensitivity of the laser frequency for current variations was determined to 19 MHz/mA. A sweep of several GHz without mode-hopping can be observed for a combined PZT-current tuning. The specified current noise of the current driver which is about $\approx 5 \mu\text{A}$ converts with the measured frequency sensitivity for current variations of 19 MHz/mA into a frequency noise in the order of several tens of kHz. Thus the dominant contribution for the broadening of the linewidth is the noise of the current driver.

The power characteristic is a remarkable feature of the new TL-design. High output power of 1.24 W at a supply current of $I_{\text{TA}} = 2 \text{ A}$ before going through the optical isolator has been reached. We obtain a slope of 1081 mW/A and a threshold current of $I_{\text{th}} = 0.9 \text{ A}$ for the power characteristic.

The spatial mode profile is similar to that of a MOPA-system. This turns out from the comparable injection efficiencies into a single mode fibre which is in the case of the TL approximately 51%. Similar injection values have been achieved with MOPA-systems [8].

For a further consideration we discuss the feedback properties of the TL. As it was introduced in [7] the feedback F depends strongly on the waist w_0 at the mirror's surface. The feedback, normalized by the reflectivity, against a disturbance of the mirror with respect to the optical axes is given by

$$F = e^{-(\alpha\pi w_0/\lambda)^2} \quad (1)$$

for a small tilt with the angle α and by

$$F = \left(1 + \frac{\delta^2 \lambda^2}{\pi^2 w_0^4}\right)^{-1} \quad (2)$$

for a displacement δ . According to the formula, the reduction of the feedback due to a tilt increases with an increasing waist size, what sets an upper limit for w_0 . On the other hand, w_0 must not be chosen too small to assure stability of the feedback against displacements of the mirror. A waist of 10 μm as realized in the ECDL-configurations as well as a waist of about 1 mm for a collimated beam in the TL-cavity leads to an unstable, multi-mode operation of the TL. As an optimal compromise we realized a waist of about 40 μm at the mirror's surface. Disturbances of F due to a tilt of the mirror are negligible for this value of w_0 .

The new laser system offers many advantages compared to grating-stabilized self-seeded TA-systems or MOPA-systems. In the tapered laser the interplay between angular and displacement sensitivity is easier to control compared to Littrow designs [7] by choosing an adequate beam waist. A further advantage of the IF-based system is that the wavelength dependent spatial displacement of the beam

for a tuning of the interference filter, due to the small length which is approximately 0.5 mm of the IF, is strongly reduced. It is even more reduced than in the presented ECDL-configuration, due to the out-coupling at the front facette of the TA. In addition, the TL offers a more compact and simplified setup with a base area of $16 \times 7 \text{ cm}^2$, providing lower costs compared to conventional MOPA-lasers, where a master and an amplifier system are required.

4. Conclusion

In the presented work compact and robust laser configurations have been realized based on the wavelength discrimination via narrow-band interference filter. The novel tapered laser with its high output power of more than 1 W combined with best spectral properties, reaching a linewidth of less than 85 kHz, offers a very promising alternative to state-of-the-art systems. The presented laser systems are currently implemented in atom optical experiments for cooling and trapping purposes of different atomic species (Rb, K).

Acknowledgement

We are grateful to P. Rosenbusch for detailed information on the SYRTE ECDL-system and to F. Scholz from eagleyard Photonics for technical assistance. The work is supported by the SFB 407 of the “Deutsche Forschungsgemeinschaft” and the cooperation FINAQS of the European Union.

References

- [1] W. Ketterle, D.S. Durfee, D.M. Stamper-Kurn, Bose-Einstein condensation in atomic gases, in: M. Inguscio, S. Stringari, C.E. Wieman (Eds.), *Enrico Fermi, Proceedings of the Int. Sch. Phys.*, vol. 67, IOS Press, Amsterdam, 1999.
- [2] P.R. Berman (Ed.), *Atom Interferometry*, Academic Press, 1997.
- [3] C. Salomon et al., *C.R. Acad. Sci. IV* 2 (9) (2001) 1313.
- [4] A. Vogel, M. Schmidt, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko, T. Schuldt, A. Peters, T. van Zoest, W. Ertmer, E. Rasel, T. Steinmetz, J. Reichel, T. Könemann, W. Brinkmann, E. Göklü, C. Lämmerzahl, H.J. Dittus, G. Nandi, W.P. Schleich, R. Walser, *Appl. Phys. B* 84 (2006) 4.
- [5] C. Jentsch, T. Müller, E.M. Rasel, W. Ertmer, *Gen. Rel. Grav.* 36 (2004) 2193.
- [6] P. Zorabedian, W.R. Trutna Jr., *Opt. Lett.* 13 (1988) 826.
- [7] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon, P. Rosenbusch, *Opt. Comm.* 266 (2006) 609.
- [8] D. Voigt, E.C. Schilder, R.J.C. Spreeuw, H.B. van Linden van den Heuvell, *Appl. Phys. B* 72 (2001) 279.
- [9] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T.W. Hänsch, *Opt. Comm.* 117 (1995) 541.
- [10] The implemented laser diodes are the following: Sharp: laser 1: GH0781JA2C, eagleyard Photonics: laser 2: EYP-RWE-0790-04000-0750, laser 3: EYP-DFB-0780-00080-1500, TL: modified TA-chip at 780 nm; for the exact value of the reflectivity of the front facette, we would like to refer to eagleyard Photonics. The interference filter which has been used in all lasers is a custom-made product of Research Electro-Optics.
- [11] A spectral analysis of the interference filter has been performed in the Laser Zentrum Hannover by I. Balasa.
- [12] P. Cheinet, B. Canuel, F. Pereira Dos Santos, A. Gauguet, F. Leduc, A. Landragin, *arXiv:physics/0510197*, 2005.
- [13] S. Stry, L. Hildebrandt, J. Sacher, *Photon. Eur.* (2004).

ANHANG B

OSZILLATORSTÄRKEN VON ^{87}Rb

Rb Übergang	$\bar{f}[10^{-3}]$	$\lambda_0[\text{nm}]$
$5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 5p\ ^2P_{1/2}$	341,8(5)	794,979
$5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 5p\ ^2P_{3/2}$	694,9	780,242
$5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 6p\ ^2P_{1/2}$	3,99	421,672
$5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 6p\ ^2P_{3/2}$	10,6	420,298
$5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 7p\ ^2P_{1/2}$	0,559	359,259
$5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 7p\ ^2P_{3/2}$	1,73	358,807
$5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 8p\ ^2P_{1/2}$	0,158	335,178
$5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 8p\ ^2P_{3/2}$	0,558	334,968
$5p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 5s\ ^2S_{1/2}$	-341,8(5)	794,979
$5p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 6s\ ^2S_{1/2}$	0,1945	1323,879
$5p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 7s\ ^2S_{1/2}$	19,0	728,2003
$5p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 8s\ ^2S_{1/2}$	6,35	607,2436
$5p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 4d\ ^2D_{3/2}$	633,3	1475,644
$5p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 5d\ ^2D_{3/2}$	52,01	762,1030
$5p\ ^2P_{1/2} \rightarrow 6d\ ^2D_{3/2}$	34,04	620,8026
$5p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 5s\ ^2S_{1/2}$	-347,5(5)	780,242
$5p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 6s\ ^2S_{1/2}$	200,8	1366,875
$5p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 7s\ ^2S_{1/2}$	18,72	741,0214
$5p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 8s\ ^2S_{1/2}$	6,21	616,1331
$5p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 4d\ ^2D_{3/2}$	62,19	1529,261
$5p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 4d\ ^2D_{5/2}$	561,12	1529,366
$5p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 5d\ ^2D_{3/2}$	6,06	776,1571
$5p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 5d\ ^2D_{5/2}$	53,28	775,9786
$5p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 6d\ ^2D_{3/2}$	3,75	630,0966
$5p\ ^2P_{3/2} \rightarrow 6d\ ^2D_{5/2}$	33,11	630,0067

Tabelle B.1: Oszillatorstärken einiger relevanter Übergänge des ^{87}Rb , gemittelt über die jeweiligen Unterzustände.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell.
Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor.
Science, 269(5221):198, 1995.
- [2] K. B. Davis, Mewes M.-O., M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle.
Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms.
Phys. Rev. Lett., 75:3969, 1995.
- [3] C. C. Bradley, C. A. Sacket und R. G. Hulet.
Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions.
Phys. Rev. Lett., 75:1687, 1995.
- [4] A. Einstein.
Quantentheorie des einatomigen idealen Gases.
Sitzungsber Kgl. Preuss. Akad. Wiss., 1924:261, 1924.
- [5] S. N. Bose.
Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese.
Z. Phys., 1924.
- [6] M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle.
Observation of interference between two Bose condensates.
Science, 275(5300):637, 1997.
- [7] S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer, W. Ertmer, K. Sengstock, A. Sanpera1, G. V. Shlyapnikov und Lewenstein M.
Dark Solitons in Bose-Einstein Condensates.
Phys. Rev. Lett., 83:5198, 1999.
- [8] M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. C. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman und E. A. Cornell.
Vortices in a Bose-Einstein Condensate.

- Phys. Rev. Lett.*, 83:2498, 1999.
- [9] S. Inouye, J. Goldwin, M. L. Olsen, C. Ticknor, J. L. Bohn und D. S. Jin.
Observation of heteronuclear Feshbach resonances in a mixture of bosons and fermions.
Phys. Rev. Lett., 2004.
- [10] A. Lengwenus, J. Kruse, M. Volk, W. Ertmer und G. Birkl.
Coherent manipulation of atomic qubits in optical micropotentials.
App. Phys. B, 2007.
- [11] G. Cennini, C. Geckeler, G. Ritt und M. Weitz.
interferenz of an array of atom lasers.
Phys. Rev. A, 2008.
- [12] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin und A. Cable.
Experimental observation of optically trapped atoms.
Phys. Rev. Lett., 57:314, 1986.
- [13] C. S. Adams, H. J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich und S. Chu.
Evaporative cooling in a crossed dipole trap.
Phys. Rev. Lett., 74:3577, 1995.
- [14] D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrew, A. P. Chikkatur, S. Inouye, H. J. Miesner, J. Stenger und W. Ketterle.
Optical confinement of a Bose-Einstein condensate.
Phys. Rev. Lett., 80:2027, 1998.
- [15] M. D. Barrett, J. A. Sauer und M. S. Chapman.
All-optical formation of an atomic Bose-Einstein condensate.
Phys. Rev. Lett., 87(010404), 2001.
- [16] T. Kinoshita, T. Wenger und D. S. Weiss.
All-optical Bose-Einstein condensation using a compressible crossed dipole trap.
Phys. Rev. A, 71:011602(R), 2005.
- [17] Johanna Nes.
Private Kommunikation.
- [18] A. Couvert, M. Jeppesen, T. Kawalec, G. Reinaudi, R. Mathevet und David Guery-Odelin.
A quasi-monomode guided atom-laser from an all-optical Bose-Einstein condensate.
arxiv.
- [19] C. Jentsch, T. Müller, E. M. Rasel und W. Ertmer.
Hyper: A satellite mission in fundamental physics based on high precision atom interferometry.
General Relativity and Gravitation, page 2197, 2004.

-
- [20] T. Müller.
Realisierung eines Atominterferometers zur hochauflösenden Inertialsensorik mit kalten Rubidiumatomen.
Doktorarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover.
- [21] T. Müller, T. Wendrich, M. Gilowski, C. Jentsch, E. M. Rasel und W. Ertmer.
Versatile compact atomic source for high-resolution dual atom interferometry.
Phys. Rev. A, 76.
- [22] Y. B. Ovchinnikov.
Compact magneto-optical sources of slow atoms.
Optics Communications, 249:473, 2005.
- [23] E. W. Streed, Chikkatur A. P., Gustavson T. L., M. Boxd, Y. Torii, Schneble D., Campbell G. K., D. E. Pritchard und W. Ketterle.
Large atom number Bose-Einstein condensate machines.
Review of Scientific Instruments, 2006.
- [24] B. Kaltenhäuser, H. Kübler, A. Chromik, J. Stuhler und T. Pfau.
Low retaining force optical seal.
Review of Scientific Instruments, 78(046107), 2007.
- [25] Ch. Jentsch.
Konzeption und Aufbau eines Experimentes zur quantenlimitierten Inertialsensorik mit lasergekühlten Rubidiumatomen.
Doktorarbeit, Institut für Quantenoptik, Universität Hannover, 2004.
- [26] J.H. Moore, C.C. Davis und M.A. Coplan.
Building Scientific Apparatus, 2nd ed.
Addison-Wesley, 1989.
- [27] S. Jöllenbeck.
Realisierung einer kalten Atomquelle zum Beladen einer optischen Dipolfalle.
Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2008.
- [28] B. DeMarco, H. Rohner, und D.S. Jin.
review of scientific instruments, 70(4), 1999.
- [29] C. Klempt, T. van Zoest, T. Henninger, O. Topic, E. Rasel, W. Ertmer und J. Arlt.
Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps.
Phys. Rev. A, 73:13410, 2006.
- [30] H.J. Metcalf und P. van der Straten.
Laser Cooling and Trapping.
Springer-Verlag, 1999.
- [31] W. Herr.

- Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung zur rauscharmen Detektion und Manipulation von Rb-87-Atomen mit Hilfe der Atom-Licht-Wechselwirkung.
Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [32] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, Ph. Laurent, A. Clairon und P. Rosenbusch.
Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers.
Optics Communications, 266:609, 2006.
- [33] M. Gilowski, Ch. Schubert, M. Zaiser, W. Herr, T. Wübbena, T. Wendrich, T. Müller, E.M. Rasel und W. Ertmer.
Narrow bandwidth interference filter-stabilized diode laser systems for the manipulation of neutral atoms.
Optics Communications, 280:443, 2007.
- [34] Ch. Schubert.
Realisierung eines schmalbandigen Diodenlasersystems hoher Ausgangsleistung für Präzisionsmessungen an Rb-87 Atomen.
Diplomarbeit, Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover, 2007.
- [35] L. Ricci, M. Weidmüller, T. Esslinger, A. Hämmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König und Hänsch T. W.
A compact grating stabilized diode laser system for atomic physics.
Optics Communications, 1995.
- [36] P. Cheinet, F. Pereira dos Santos, T. Petelski, J. le Gouet, K. T. Therkildsen J. Kim, A. Clairon und A. Landragin.
Compact laser system for atom interferometry.
Applied Physics B, 84:643, 2006.
- [37] N. Gaaloul, A. Suzor-Weiner, L. Pruvost, M. Telmini und E. Charron.
Theoretical study of a cold-atom beam splitter.
Phys. Rev. A, 74, 2006.
- [38] N. Dragon.
Anmerkungen zur Quantenmechanik.
2007.
- [39] D. Meschede.
Optik, Licht und Laser.
Teubner, 2005.
- [40] M. Weidemüller und R. Grimm.
Optische Dipolfallen.
Physikalische Blätter, 1999.
- [41] B. H. Bransden und C. J. Joachain.
Physics of Atoms and Molecules.

-
- Prentice Hall, 2nd edition edition, 2003.
- [42] D. A. Steck.
Rubidium 87 D line data.
2003.
- [43] Wikipedia.
Gaußstrahl — Wikipedia, Die freie Enzyklopädie, 2008.
[Online; Stand 3. April 2008].
- [44] W. Ketterle, D. S. Durfee und D. M. Stamper-Kurn.
Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates, 1999.
- [45] W. Ketterle und N. J. van Druten.
Evaporative cooling of trapped atoms.
Adv. At. Mol. Opt. Phys., 1996.
- [46] A. Gehrman.
Evaporative Kühlung in optischen Dipolfallen.
Diplomarbeit, Universität Hannover, 2005.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Foto der Vakuumkammer	6
2.2	Foto der Experimentierkammer	8
2.3	Skizze des Referenzlasers	11
2.4	Schematische Darstellung des Kühllasersystems	12
2.5	Zeichnung der 2D-MOT	13
2.6	Zeichnung eines 3D-MOT Teleskops	14
2.7	Atomzahl der 3D-MOT in Abhängigkeit von LIAD- und 2D-Kühlleistung	16
3.1	Eigenzustände im Dressed-Atom-Modell	19
3.2	Dynamische Polarisierbarkeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge des Dipolfallenlasers	23
3.3	Verhältnis von Streurrate zu Potenzialtiefe in Abhängigkeit von der Wellenlänge	24
3.4	Verstimmung des MOT-Kühlübergangs in Abhängigkeit von der Wellenlänge	25
3.5	Gaußstrahl	27
3.6	Potenzial einer Einzelstrahlfalle	31
3.7	Potenzial einer gekreuzten Dipolfalle	32
3.8	Potenzialprofile einer gekreuzten Dipolfalle	33
3.9	Maximale Potenzialtiefe einer gekreuzten Dipolfalle in Abhängigkeit von Justagefehlern	33
3.10	Skizze zur Veränderung der Fallendurchmesser bei verschiedenen Laserstrahldurchmessern	34
3.11	Potenzial einer Dreistrahlfalle	35
3.12	Umladewahrscheinlichkeiten in die Dipolfalle	38
3.13	Umladewahrscheinlichkeit in bestimmte Dipolfallenzustände	39
4.1	Leistungsprofil des Dipolfallenlaserstrahls	42
4.2	Intensitätsprofil des Dipolfallenlaserstrahls	42
4.3	2D-Intensitätsprofil des Dipolfallenlaserstrahls	43

4.4	Antwort des Dipolfallenlasers auf Spannungen am Modulationseingang	45
4.5	Rauschen des Dipolfallenlasers	46
4.6	Schema der Leistungsstabilisierung	47
4.7	Steuerung der Leistungsregelung	47
4.8	Skizze zur asphärischen Abberation	50
4.9	optischer Aufbau der Dipolfalle	51
4.10	Falldurchmesser in Abhängigkeit vom Laserstrahldurchmesser . .	54
4.11	Aufbau der vertikalen Dipolfalle	57
4.12	Skizze zur Kollimation des Detektionsstrahls	58
4.13	Skizze zum Detektionsaufbau	59
5.1	Spektrale Analyse des Photodiodensignals bei der Modulations- Justage	63
5.2	Fluoreszenzaufnahme der Atomwolke mit angepassten Gauß- Verteilungen für die freie Atomwolke und die in der Dipolfalle ge- fangenen Atome	64
5.3	Fluoreszenzaufnahmen der Atomwolke nach verschiedenen Fallzeiten	65

Selbstständigkeitserklärung

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

(Temmo Wichert Wübbena)