
Neutrale Atome in Dipolfallenregistern für die Quanteninformations- verarbeitung

Neutral Atoms in a Dipole Trap Array for Quantum Information Processing

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Dipl. Phys. Jens Kruse aus Nienburg (Weser)

Februar 2010 – Darmstadt – D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT



Fachbereich Physik
Institut für Angewandte Physik
ATOME - PHOTONEN - QUANTEN
Prof. Dr. Gerhard Birkl

Neutrale Atome in Dipolfallenregistern für die Quanteninformationsverarbeitung
Neutral Atoms in a Dipole Trap Array for Quantum Information Processing

genehmigte Dissertation von Dipl. Phys. Jens Kruse aus Nienburg (Weser)

1. Gutachten: Prof. Dr. Gerhard Birkl
2. Gutachten: Prof. Dr. Thomas Walther

Tag der Einreichung: 26. Januar 2010

Tag der Prüfung: 17. Februar 2010

Darmstadt — D 17

Zusammenfassung

Motiviert durch den exponentiellen Anstieg der Rechenkapazität den Quantenalgorithmen ermöglichen, hat sich die Quanteninformationsverarbeitung als ein neues, sich rasant entwickelndes Forschungsfeld etabliert. Die Kodierung von Information erfolgt dabei in als Qubits bezeichneten Zwei-Zustands-Systemen, wie sie in einer Vielzahl quantenmechanischer Systeme vorliegen. Ein vielversprechender Ansatz basiert auf neutralen Atomen in Dipolfallen, die sich aufgrund ihrer geringen Wechselwirkung gut von der Umwelt isolieren lassen und mit ihren internen Zuständen ein geeignetes Quantensystem darstellen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden wichtige Teilschritte für die Implementierung der Quanteninformationsverarbeitung in zweidimensionalen Dipolfallenregistern realisiert. So konnten erstmals die Unterdrückung von Dephasierung, die simultane Adressierung individueller Qubits sowie das kontrollierte Laden und die Detektion einzelner Atome gezeigt werden.

Das verwendete Dipolfallenregister wird über die homogene Ausleuchtung von Mikrolinsenregistern erzeugt und zeichnet sich durch eine simple und reproduzierbare Handhabung sowie durch seinen skalierbaren Charakter aus. Ein Fallenabstand von $55\ \mu\text{m}$ erlaubt eine räumliche Auflösung einzelner Qubits mithilfe optischer Verfahren. Als Qubit-Zustände dienen die beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustandes von ^{85}Rb . Die kohärente Kopplung beider Niveaus erfolgt über einen optischen Zwei-Photonen-Raman-Prozess, mit dem sich beliebige Ein-Qubit-Operationen realisieren lassen.

Wesentliche Erfolge konnten in dieser Arbeit bei der Minimierung der Dephasierung durch den von der Dipolfalle induzierten differentiellen Stark-Effekt erzielt werden. Zur Unterdrückung dieser Dephasierung wird die differentielle Stark-Verschiebung mittels eines weiteren, nahresonanten Lichtfeldes kompensiert. Durch diese Kompensation kann die effektive Hyperfeinaufspaltung von der Fallentiefe entkoppelt werden. Die so induzierte Unterdrückung der Dephasierung ermöglicht eine synchronisierte Phasenentwicklung der atomaren Qubit-Zustände. Unter Verwendung von Ramsey-Techniken konnte die spektroskopische Auflösung der Hyperfeinaufspaltung dadurch um einen Faktor 70 verbessert werden.

Ein weiterer wichtiger Aspekt in der Quanteninformationsverarbeitung besteht in der kontrollierten Initialisierung und Adressierung der Qubits. In dieser Arbeit gelang erstmals die simultane Ansteuerung individueller Qubits mittels eines zweidimensionalen Intensitätsmodulators. Mit diesem Intensitätsmodulator können in Kombination mit mikrooptischen Komponenten sowohl flexible Fallengeometrien, als auch fallenspezifische, räumlich separierte kohärente Manipulationen stabil und zugleich variabel realisiert werden.

Die Kontrolle einzelner Atome ist in vielen Ansätzen für die Realisierung von Zwei-Qubit-Wechselwirkungen essentiell. Erstmals wurde in dieser Arbeit das Laden einzelner Atome sowie deren Detektion im Dipolfallenregister gezeigt. Durch eine Änderung des Volumens der Dipolfallen konnte der Übergang zwischen einer statistischen Poisson-verteilter Atomzahl in den einzelnen Fallen zu einer stark Sub-Poisson-verteilter Atomzahl mit maximal einem Atom pro Falle erreicht werden. Lichtinduzierte Zwei-Körper-Verluste führen zu einer Blockade, die eine mittlere Atomzahl von $\langle N \rangle = 0,5$ mit keinem oder exakt einem Atom pro Falle bewirkt. Dieses Blockaderegime erweist sich im untersuchten Bereich als unabhängig von der Laderate und Tiefe der Fallen und ermöglicht das gleichmäßige Laden einzelner Atome über einen großen räumlichen Bereich des Registers.

Abstract

The potential exponential gain in computational capacity enabled by quantum algorithms has triggered the rapidly growing research field of quantum information processing in the last decade. Information is encoded in so-called qubits, two-state quantum systems as can be found in a variety of quantum mechanical systems. One promising approach is based on neutral atoms in dipole traps. Due to their low interaction, atoms can be efficiently isolated from the environment and represent a suitable quantum system with their long-lived internal states.

In this thesis substantial progress is reported on implementing quantum information processing in a two-dimensional dipole trap array. For the first time the suppression of dephasing, the simultaneous addressing of individual qubits and the controlled loading and detection of single atoms in trap arrays is demonstrated.

The dipole trap register is generated by the homogeneous illumination of a micro-lens array and features a robust and reproducible manipulation in a scalable fashion. A trap distance of $55\ \mu\text{m}$ allows for a spatial resolution of single sites by the use of well known optical methods. The qubit states are represented by the hyper fine levels of the ground state of ^{85}Rb . The coherent coupling of both states is induced by an optical two-photon Raman process, which allows the generation of any desired one-qubit operation.

Significant results are presented regarding the minimization of dephasing caused by the differential Stark effect induced by the dipole trap. To suppress such dephasing the differential light shift is compensated by the addition of a second, near resonant light field. Due to this compensation, the effective hyperfine splitting is decoupled from the trapping potential. Thus, the evoked suppression of dephasing allows for an undisturbed phase evolution of the atomic qubit states. As a result, by using Ramsey techniques, the spectral resolution of a measurement of the hyperfine splitting can be improved by a factor of 70.

Another important aspect of quantum information processing is the controlled initialization and addressing of qubits. For the first time the simultaneous addressing of individual qubits is demonstrated using a two-dimensional intensity modulator based on a liquid crystal display. The combination of the intensity modulator with micro-optical elements allows for a stable and also flexible realization of trap geometries as well as for reconfigurable site-selective coherent manipulation.

The control of single atoms is essential for the implementation of two-qubit gates for various approaches in quantum information processing. For the first time, the controlled loading and detection of single atoms in an array of dipole traps is shown. By modifying the size of the dipole traps, a transition is obtained regarding the number of atoms in the dipole trap, namely from a statistically Poisson distributed to a strict sub-Poisson distribution with a maximum number of one atom per trap. Light-induced two-body collisions cause a blockade mechanism, which produces a mean number of atoms $\langle N \rangle = 0,5$ with none or exactly one atom per trap. This blockade regime is independent of the loading rate and depth of the traps in the studied parameter range and enables loading of individual single atoms for a large number of dipole traps simultaneously.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Quanteninformationsverarbeitung in Dipolfallenregistern	5
2.1. Anforderungen durch die Quanteninformationsverarbeitung	6
2.1.1. DiVincenzo-Kriterien	6
2.1.2. Quantengatter	8
2.2. Zwei-Qubit-Operationen	9
2.2.1. Kalte Stöße	9
2.2.2. Rydberg-Atome	11
2.3. Zusammenfassung und Diskussion	14
3. Präparation atomarer Ensembles in optischen Dipolfallenregistern	15
3.1. Dipolpotentiale	16
3.1.1. Wechselwirkung eines atomaren Zwei-Niveau-Systems mit Licht	16
3.1.2. Atome mit Fein- und Hyperfeinstruktur	20
3.2. Erzeugung von Dipolfallenregistern mittels Mikrooptiken	24
3.2.1. Mikrolinsenregister	24
3.2.2. Intensitätsverteilung im Fokus	25
3.3. Präparation kalter atomarer Ensembles	27
3.3.1. Bereitstellung kalter Atome	27
3.3.2. Abbildungsoptik und Detektion	29
3.3.3. Kalte Atome in Dipolfallenregistern	31
3.4. Zusammenfassung und Diskussion	33
4. Kohärente Dynamik neutraler Atome	35
4.1. Stimulierter Raman-Prozess	36
4.1.1. Reduktion auf ein effektives Zwei-Niveau-System	36
4.1.2. Optische Bloch-Gleichungen	38
4.1.3. Klassifizierung von Dephasierungs- und Dekohärenzeffekten	41
4.2. Raman-Spektroskopie	42
4.2.1. Raman-Lasersystem	42
4.2.2. Experimentelle Implementierung der Raman-Laser	45
4.2.3. Energieverteilung gespeicherter Atome	47
4.3. Ramsey-Spektroskopie	49
4.3.1. Spektroskopie der Hyperfeinaufspaltung in einer Dipolfalle	50
4.3.2. Inhomogene Dephasierung	52
4.3.3. Kalibrierung der Falltiefe des Dipolfallenregisters	54
4.3.4. Atome in Beugungsstrukturen des Dipolfallenregisters	56
4.4. Zusammenfassung und Diskussion	59

5. Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung in Dipolfallenregistern	61
5.1. Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung	63
5.1.1. Resonanzverschiebung durch ein nahresonantes Lichtfeld	63
5.1.2. Überlagerung des Kompensationslasers	67
5.1.3. Ramsey-Spektroskopie an kompensierten Dipolfallen	68
5.1.4. Limitierungen der Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung	73
5.2. Einfluss der Kompensation auf homogene Dephasierungsmechanismen	76
5.2.1. Spin-Echo-Spektroskopie	76
5.2.2. Homogene Dephasierung	78
5.2.3. Spin-Echo-Spektroskopie an kompensierten Dipolfallen	79
5.3. Das Dipolfallenregister als Sensor	83
5.3.1. Sensor für differentielle Stark-Verschiebungen	84
5.3.2. Magnetfeldsensor	85
5.4. Zusammenfassung und Diskussion	88
6. Einzeladressierung gefangener Atome mittels Flüssigkristallanzeigen	91
6.1. Flüssigkristallanzeige	93
6.1.1. Flüssigkristalle	93
6.1.2. Charakterisierung der Flüssigkristallanzeige	96
6.2. Erzeugung variabler Fallengeometrien	98
6.2.1. Experimenteller Aufbau zur Manipulation des Dipolfallenlasers	98
6.2.2. Kalte Atome in variablen Fallengeometrien	100
6.3. Kohärente Einzeladressierung atomarer Ensembles in Dipolfallenregistern . . .	102
6.3.1. Experimenteller Aufbau zur Kontrolle der Raman-Laser	103
6.3.2. Ramsey-Spektroskopie an individuellen Fallen	104
6.3.3. Verknüpfung globaler und lokaler Adressierung von Atomen	105
6.4. Zusammenfassung und Diskussion	107
7. Detektion einzelner Atome in Dipolfallenregistern	109
7.1. Experimenteller Aufbau zur Einzelatom-Detektion	110
7.1.1. Aufbau der Apparatur	110
7.1.2. Magnetooptische Falle und optische Melasse	112
7.2. Detektion einzelner Atome	114
7.2.1. Einzelatome im Dipolfallenregister	114
7.2.2. Blockademechanismen in Dipolfallen	117
7.3. Zusammenfassung und Diskussion	122
8. Diskussion und Ausblick	125
A. Zusammenfassung experimenteller Parameter	129
B. Simulation der zeitlichen Entwicklung der Atomzahl in einer Dipolfalle	133
C. Nachdruck von im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Veröffentlichungen	135
Literaturverzeichnis	145

1 Einleitung

”Der Alte würfelt nicht!”, mit diesem berühmten Ausspruch formulierte Albert Einstein 1926 seine grundlegende Kritik an der damals neu entwickelten Theorie der Quantenmechanik [1]. Zu viele der vorhergesagten Phänomene widersprachen jeglicher intuitiver Einsicht der beobachtbaren Welt. Von Schrödingers Katze bis hin zu spukhaften Fernwirkungen schien die Quantenmechanik eine andere, nicht reale Welt zu beschreiben.

Ein dreiviertel Jahrhundert nach Einsteins Ausspruch hat sich die Quantenmechanik zwar als die grundlegende Beschreibung der Natur bestätigt, aber dennoch an ihrer Faszination und Widersprüchlichkeit nichts verloren. Nach enormen technischen Fortschritten und der Durchführung einer Vielzahl erfolgreicher und bahnbrechender Experimente ist bis heute nicht ein einziges Experiment bekannt, welches die Quantenmechanik widerlegt. Stattdessen konnten diverse, auf Quanteneffekten beruhende Vorhersagen, wie die Interferenz makroskopischer Teilchen, Bose-Einstein Kondensation, Verschränkung von Teilchen sowie Quanten-Teleportation in den verschiedensten Laboren bestätigt werden [2, 3, 4, 5].

Inzwischen ist die Entwicklung der experimentellen Forschung über die grundlegenden Verifizierung der Quantenmechanik hinaus gewachsen. Vielmehr werden die faszinierenden Effekte und Eigenschaften der Quantenwelt ausgenutzt und weiterführende Anwendungen realisiert. Beispiele hierfür stellen die Entwicklung immer präziserer Zeitstandards auf dem Gebiet der Metrologie oder die fortschreitende Miniaturisierung in der Nanotechnologie dar. Ein anderes prominentes Beispiel für Anwendungen der Quantenmechanik ist die im Rahmen dieser Arbeit behandelte Quanteninformationsverarbeitung. Als einer der Begründer dieses Forschungsgebietes erkannte R. Feynman, dass bei der Simulation quantenmechanischer Systeme ein Computer, der selbst auf der Basis der Gesetze der Quantenmechanik arbeitet, einem klassischen Computer prinzipiell überlegen sein muss [6]. Inspiriert von Feynmans Idee entwickelte D. Deutsch kurze Zeit später das erste theoretische Modell eines universellen Quantencomputers [7]. Dieser beruht auf grundlegenden quantenmechanischen Effekten wie Superposition oder Verschränkung von Zuständen, zu denen kein klassisches Analogon existiert. Die kleinste Informationseinheit bildet ein Quanten-Bit (Qubit), das in einer Vielzahl quantenmechanischer Systeme definiert werden kann. Im Gegensatz zu einem klassischen Computer basiert ein Quantencomputer auf der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Projektion eines Qubit-Zustands. Mit jedem Durchlauf wird die Wahrscheinlichkeit, das richtige Ergebnis zu erhalten, durch konstruktive Interferenz erhöht, wohingegen fehlerhafte Ausgaben durch destruktive Interferenz minimiert werden. Über Feynmans anfängliche Idee der Simulation von Quantensystemen hinaus, ist der Quantencomputer dem klassische Computer in vielen weiteren Bereichen überlegen, wie zum Beispiel der Algorithmus zur inversen Datenbanksuche von Grover [8] und Shors Faktorisierungs-Algorithmus [9] zeigen.

Grundlegende Kriterien, die ein quantenmechanisches System zur Realisierung eines Quantencomputers erfüllen muss, wurden im Jahr 2000 von D. DiVincenzo zusammengefasst [10]. Diese Kriterien können aufgrund der Allgemeinheit der Quantenmechanik durch physikalische Systeme aus den verschiedensten Forschungsgebieten erfüllt werden. Im Folgenden seien nur einige Beispiele genannt und auf weiterführende Literatur verwiesen [11, 12].

So konnten beispielsweise erste Quantenalgorithmien mit langkettigen Molekülen in Flüssigkeiten mithilfe der Kernspinresonanz (NMR) realisiert werden [13]. Hierbei erweist sich

jedoch die Skalierbarkeit des Systems nach derzeitigem Stand als unüberwindbare Hürde. Andere Vorschläge basieren auf Quantensystemen wie Spins in Festkörpern [14, 15] oder supraleitende Josephson Junctions [16]. Eine große Herausforderung stellt hier die Entkopplung des Systems von der Umgebung und die Verlängerung der Kohärenzzeit dar. Große Fortschritte konnten auf dem Gebiet der Atomphysik mit lasergekühlten Ionen verzeichnet werden. So gelang nach der erstmaligen Verschränkung von mehreren Ionen [17, 4] die Realisierung eines CNOT-Gatters [18] und weiterführend die Implementierung des Deutsch-Josza-Algorithmus [19]. Auf diesem Gebiet wird derzeit intensiv an einer Skalierung der vorhandenen Systeme gearbeitet.

Ein anderer Ansatz zur Quanteninformationsverarbeitung basiert auf der Verwendung neutraler Atome. Aufgrund der geringen Wechselwirkung mit der Umgebung ermöglichen neutrale Atome die Realisierung großer, skalierbarer Quantensysteme mit langen Kohärenzzeiten. Durch die enormen Fortschritte auf dem Gebiet der Laserkühlung bis hin zur Bose-Einstein-Kondensation können atomare Ensembles inzwischen gezielt gefangen und kohärent manipuliert werden. Die kontrollierte Anordnung der Atome kann hier sowohl über komplexe optische als auch magnetische Potentiale realisiert werden [20, 21]. Im Gegensatz zu Magnetfallen bieten optische Dipolfallen die Möglichkeit fernab jeglicher Oberflächen vielfältige Potentiale für neutrale Atome zu erzeugen.

Eine Variante zur Realisierung atomarer Register zur Quanteninformationsverarbeitung bilden optische Gitter die, basierend auf der Interferenz von Laserstrahlen, perfekte periodische Potentiale darstellen [22]. In solchen Gittern gelangen die Verschränkung ganzer Ensembles sowie erste Gatter-Operationen [23, 24]. Eine zentrale Herausforderung stellt in diesen Systemen die Detektion und Adressierung einzelner, als Qubits verwendeter Atome dar. Aufgrund der Anordnung der Atome mit Abständen im Bereich der Wellenlänge des gittererzeugenden Lasers sind dazu aufwändige, räumlich hochauflösende Techniken notwendig. Des Weiteren erschwert der dreidimensionale Charakter der Gitter eine gezielte Adressierung einzelner Potentialtöpfe.

Einen alternativen Ansatz zur Verwirklichung eines Quantencomputers stellen zweidimensionale Dipolfallenregister für neutrale Atome dar, wie sie zum Beispiel durch holographische Verfahren oder Mikrooptiken erzeugt werden können [25, 26]. Ein solches Register besteht dabei aus der Vielfachrealisierung einzelner Fokusse mit räumlich gut auflösbaren Abständen. In Experimenten mit einzelnen optischen Mikrofallen konnten bereits das für diesen Ansatz notwendige Laden und Detektieren einzelner Atome [27] sowie die kohärente Adressierung einzelner Dipolfallen gezeigt werden [28]. Des Weiteren konnte vor kurzem erstmals ein Zwei-Qubit-Gatter mit neutralen Atomen in zwei benachbarten Dipolfallen experimentell realisiert werden [29, 30]. Hierfür wird als Wechselwirkung der Blockademechanismus von hoch angeregten Rydberg-Zuständen ausgenutzt [31, 32].

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Quantensystem neutraler Atome in einem zweidimensionalen Dipolfallenregister als Ansatz zur Quanteninformationsverarbeitung behandelt [26]. Die Dipolfallen werden durch die homogene Ausleuchtung eines Mikrolinsenregisters erzeugt. Mikrooptische Komponenten ermöglichen die Vielfachrealisierung flexibler Strukturen zum Fangen und Führen kalter Atome in optischen Potentialen [33, 34]. Der hier verfolgte Ansatz zeichnet sich besonders durch seine Skalierbarkeit aus. Wie im Verlauf dieser Arbeit gezeigt wird, können viele der notwendigen, bisher unabhängig voneinander experimentell erfüllten Anforderungen zur Quanteninformationsverarbeitung in dem hier verwendeten System miteinander vereint und auf eine Vielzahl von Qubits übertragen werden.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt:

In Kapitel 2 werden zunächst die DiVincenzo-Kriterien näher behandelt und die grundlegenden Anforderungen an ein System zur Quanteninformationsverarbeitung direkt auf das hier verwendete Dipolfallenregister übertragen. Des Weiteren werden verschiedene Möglichkeiten zur Realisierung eines Zwei-Qubit-Gatters mittels kontrollierter kalter Stöße und basierend auf der Erzeugung und Wechselwirkung von hochangeregten Rydberg-Zuständen erläutert.

In Kapitel 3 folgt nach einer allgemeinen theoretischen Einführung von Dipolpotentialen eine Beschreibung des mittels Mikrooptiken erzeugten Dipolfallenregisters sowie des verwendeten Versuchsaufbaus.

Kapitel 4 behandelt kohärente Manipulationen der als Qubits definierten Hyperfeinniveaus des Grundzustands der Atome im Dipolfallenregister. Mithilfe der hochauflösenden Ramsey-Spektroskopie erfolgt eine Untersuchung des Einflusses der Dipolfallen auf die effektive Hyperfeinaufspaltung der beiden Qubit-Zustände.

In Kapitel 5 wird die experimentelle Kompensation des durch die Dipolfalle hervorgerufenen differentiellen Stark-Effekts erläutert. Zudem wird der Einfluss der Kompensation auf die Kohärenz der Atome untersucht und eine Anwendung des Dipolfallenregisters als Sensor vorgestellt.

Das Kapitel 6 beschäftigt sich mit der Erzeugung flexibler Fallengeometrien und der kohärenten Einzeladressierung ausgewählter Dipolfallen. Die Adressierung der Atome basiert dabei auf der Kombination eines räumlichen Intensitätsmodulators mit mikrooptischen Komponenten.

In Kapitel 7 werden das Laden und die Detektion einzelner Atome beschrieben. Dazu wird ein weiterer, für die Einzelatomdetektion optimierter, experimenteller Aufbau eingeführt. Einzelne Atome sind eine wichtige Voraussetzung für die deterministische Durchführung von Quantengattern.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick in Kapitel 8.



2 Quanteninformationsverarbeitung in Dipolfallenregistern

Das Grundkonzept der Quanteninformationsverarbeitung beruht auf den fundamentalen Prinzipien der Quantenmechanik, unabhängig vom speziell betrachteten physikalischen System. Daher wird die Entwicklung von Systemen mit dem Ziel der Realisierung eines Quantencomputers auf vielfältigen, grundsätzlich verschiedenen Gebieten vorangetrieben. Allen Ansätzen gemein ist die bedingte Entkopplung von der Umgebung, welches die ungestörte Entwicklung von Quanteneffekten und deren Beobachtung ermöglicht.

Ein Ansatz zur Quanteninformationsverarbeitung basiert auf neutralen Atomen. Neutrale Atome mit ihren internen Zuständen bilden ein definiertes und aufgrund ihrer geringen Wechselwirkungen ein von der Umgebung gut zu isolierendes Quantensystem. Neben den so erreichbaren langen Kohärenzzeiten lassen sich Atome durch Laserlicht sehr gut fangen und kohärent manipulieren.

Basierend auf neutralen Atomen existieren verschiedene Konfigurationen zur experimentellen Demonstration verschiedener Einzelkomponenten, welche zur Realisierung eines Quantencomputers notwendig sind. So gelingt die kontrollierte Manipulation kalter Atome und die Implementierung von Quantenoperationen zum Beispiel in Systemen basierend auf magnetischen Mikropotentialen oder in Potentialen erzeugt durch Lichtfelder.

Der im Rahmen dieser Arbeit verfolgte Ansatz zur Realisierung eines Quantencomputers basiert auf einer zweidimensionalen Matrix neutraler Atome, wie schematisch in Abb. 2.1 dargestellt. Die Anordnung erfolgt durch ein zweidimensionales Dipolfallenregister, in dem die Atome gehalten werden. Es wird gezeigt, dass dieses Quantensystem alle der von D. DiVincenzo [10] formulierten Forderungen an ein System zur Quanteninformationsverarbeitung erfüllt. Qubits, die kleinsten quantenmechanischen Informationseinheiten werden über interne, langlebige Zustände der Atome definiert. Die schwache Kopplung neutraler Atome an

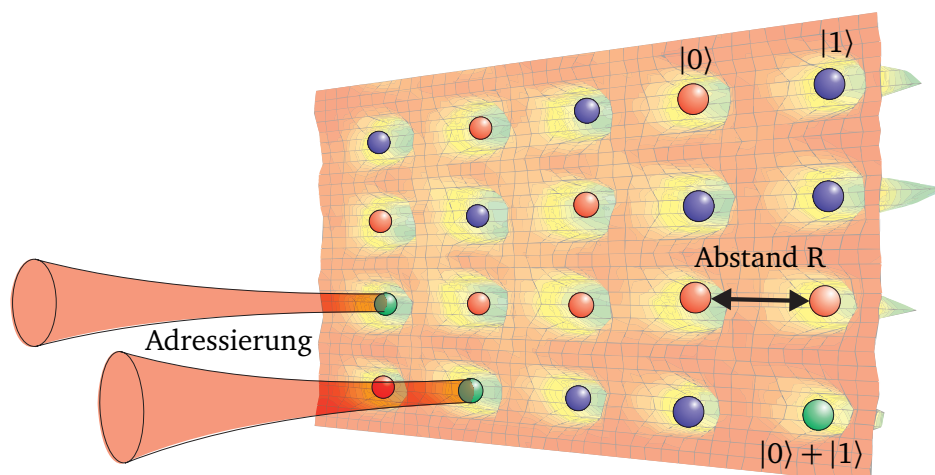


Abbildung 2.1.: Schematische Darstellung einer zweidimensionalen Matrix neutraler Atome als Architektur eines möglichen Quantencomputers. Die Abstände der Atome ermöglichen eine Einzeladressierung der Atome mittels fokussierten Laserstrahlen.

die Umgebung ermöglicht lange Kohärenzzeiten und eine ungestörte Phasenentwicklung. Die Abstände des Dipolfallenregisters sind so gewählt, dass einzelne Fallen räumlich getrennt aufgelöst und separat ausgelesen werden können. Aufgrund der Anordnung der Fallen in einer Ebene ist eine ungestörte, spezifische Adressierung einzelner Qubits realisierbar. Mittels externer Laserfelder lassen sich die Qubit-Zustände der einzelnen Atome kohärent koppeln und manipulieren. Für die erfolgreiche Implementierung von Quantenoperationen ist die kohärente Wechselwirkung zwischen Qubits nötig. Für schwach wechselwirkende neutrale Atome kann ein sogenanntes Zwei-Qubit-Gatter beispielsweise über kontrollierte kalte Stöße oder über die Erzeugung hoch angeregter Rydberg-Zustände realisiert werden.

Dieses Kapitel gibt eine allgemeine Einführung in das Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen in Dipolfallenregistern. Dazu werden im ersten Teil die grundlegenden Forderungen an ein Quantensystem, die sogenannten DiVincenzo-Kriterien erläutert und auf den hier beschriebenen Ansatz neutraler Atome in Dipolfallenregistern bezogen. Der zweite Teil des Kapitels befasst sich mit der Realisierung von Zwei-Qubit-Wechselwirkungen. Beide oben genannten Verfahren werden näher beleuchtet und zum Abschluss ihre jeweiligen Vor- und Nachteile diskutiert.

2.1 Anforderungen durch die Quanteninformationsverarbeitung

Die Entwicklung des theoretischen Konzepts, Informationsverarbeitung basierend auf den Gesetzen der Quantenmechanik zu betreiben hat zu neuen Sichtweisen und Anwendungen physikalischer Systeme geführt. Inzwischen wird an der Übertragung der theoretischen Konzepte und Ideen auf reale, im Labor betriebene Systeme gearbeitet.

In diesem ersten Abschnitt werden die grundlegenden Bedingungen an ein System zur Realisierung eines Quantencomputers im Hinblick des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Dipolfallenregisters beschrieben.

2.1.1 DiVincenzo-Kriterien

Im Jahr 2000 hat David DiVincenzo die grundlegenden Forderungen an ein System zur Quanteninformationsverarbeitung zusammengefasst [10]. Seine als DiVincenzo-Kriterien bekannten Bedingungen sollen im Folgenden in Bezug auf das vorhandene System neutraler Atome in Dipolfallenregistern erläutert werden.

1. Ein skalierbares Quantensystem definierter Quanten-Bits (Qubits)

Grundsätzlich muss ein physikalisches System zur Quanteninformationsverarbeitung eine genügend große Anzahl von Qubits bereitstellen. Ein Qubit ist ein quantenmechanisches Zwei-Zustands-System mit den beiden Zuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$. Für einen allgemeinen Zustand gilt das Superpositionsprinzip

$$|\psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle \quad \text{mit} \quad |a|^2 + |b|^2 = 1 \quad (2.1)$$

mit den komplexen Parametern a und b . Im hier beschriebenen System neutraler Atome in einem Dipolfallenregister werden die Qubits mittels zweier Hyperfeingrundniveaus von ^{85}Rb definiert. Dabei soll jede einzelne Dipolfalle des Registers ein Qubit repräsentieren. Der hier gewählte Ansatz zeichnet sich insbesondere durch seine Skalierbarkeit aus. Das System von

neutralen Atomen in Dipolfallen lässt sich vergleichsweise einfach auf eine große Anzahl von Qubits erweitern, wie in Kapitel 3 näher erläutert wird.

2. Die Möglichkeit der Initialisierung von Qubit-Zuständen

Um deterministische Quantenoperationen durchführen zu können, muss jedes Qubit in einem definierten Zustand initialisierbar sein und eine damit einhergehende getrennte Adressierung von Qubits realisierbar sein. Dieses Kriterium spielt auch unter dem Gesichtspunkt der notwendigen Quanten-Fehler-Korrektur eine wichtige Rolle. Im Rahmen der durchgeführten Operationen muss das System kontinuierlich mit neuen Zuständen niedriger Entropie versorgt werden, um Fehler während der Informationsverarbeitung korrigieren zu können. Im Dipolfallenregister ist eine separate Initialisierung der Qubits zum Beispiel über einen fokussierten Laserstrahl möglich [26]. Ein anderes Verfahren zur Adressierung von Qubits basiert auf der Variation der Intensitätsverteilung des Dipolfallenlasers auf dem Mikrolinsenregister, wie in Kapitel 6 demonstriert. Es wird gezeigt, dass das Dipolfallenregister eine Parallelisierung von Quantenoperationen und eine damit verbundene Möglichkeit der Fehler-Korrektur erlaubt.

3. Lange Dekohärenzzeiten im Vergleich zu den benötigten Gatterzeiten

Lange relevante Kohärenzzeiten stellen eine Kernforderung zur Realisierung eines Quantencomputers dar. Die Länge der Kohärenzzeit muss dabei immer auf die Dauer von einzelnen Quantenoperationen und die damit verbundene Anzahl von möglichen Rechenschritten bezogen werden. In einer einfachen Beschreibung kann Kohärenzzeit als die charakteristische Zeit beschrieben werden, in der eine initialisierter Superpositions-Zustand in ein quantenmechanisches Gemisch zerfällt

$$|\psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle \xrightarrow{\text{Dekohärenz}} \rho = |a|^2|0\rangle\langle 0| + |b|^2|1\rangle\langle 1|. \quad (2.2)$$

In einer mehr angewandten, im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Definition bezeichnet Dekohärenz die ungewollte Kopplung des betrachteten Quantensystems an die Umgebung und einen damit verbundenen Verlust von Information.

Ein gut isoliertes Quantensystem stellen neutrale Atome in Dipolfallen dar. Hier können vor allem spontane Prozesse zu Dekohärenz führen. Des Weiteren bewirkt der durch die Dipolfalle hervorgerufene differentielle Stark-Effekt eine Kopplung der internen und externen Freiheitsgrade der gespeicherten Atome und einen damit verbundenen Verlust von Information, wie in Kapitel 4 näher erläutert. Aus diesem Grund wird in Kapitel 5 ein Verfahren präsentiert, welches den störenden Einfluss der Dipolfalle unterdrückt und eine längere Beobachtungsdauer der atomaren Phasenentwicklung ermöglicht.

4. Ein universeller Satz von Quantengattern

Dieses Kriterium bildet das Herzstück jedes Systems zur Quanteninformationsverarbeitung. Ein Quantenalgorithmus kann allgemein als eine Sequenz von unitären, auf die Qubits wirkenden Transformationen U_i beschrieben werden. Eine physikalische Implementierung der Transformationen lässt sich unter der Kenntnis des Hamiltonoperators H als

$$U_i = e^{iH_i t/\hbar} \quad (2.3)$$

beschreiben. Hierbei wird zwischen Gattern unterschieden, die nur auf ein einzelnes Qubit wirken und Gattern, welche die Wechselwirkung zwischen zwei Qubits beschreiben. Eine

theoretische Beschreibung von Quantengattern erfolgt im nächsten Abschnitt.

Die Realisierung von Einzel-Qubit-Operationen im Dipolfallenregister beruht auf einer optischen Kopplung der beiden Qubit-Zustände, wie in Kapitel 4 ausführlich erläutert. Für die Realisierung von Zwei-Qubit-Wechselwirkungen gibt es verschiedene Ansätze, welche in Abschnitt 2.2 näher beschreiben werden. Zwei Möglichkeiten stellen kontrollierte kalte Stöße sowie Dipol-Dipol-Wechselwirkungen durch hoch angeregte Rydberg-Zustände dar. Eine wesentliche Voraussetzung von Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Qubits im Dipolfallenregister stellt die räumliche Annäherung der Fallen dar. Der dazu notwendige Transport von Atomen konnte im Vorfeld dieser Arbeit erfolgreich realisiert werden [35].

5. Die Möglichkeit Qubit-Zustände definiert auszulesen und zu detektieren

Für die Funktionalität eines Quantencomputers muss das Resultat von Quantenalgorithmen auslesbar und damit verbunden der Endzustand des Qubits detektierbar sein. Bei einer idealen Messung der Dichtematrix des Qubits

$$\rho = p|0\rangle\langle 0| + (1-p)|1\rangle\langle 1| + \alpha|0\rangle\langle 1| + \alpha^*|1\rangle\langle 0| \quad (2.4)$$

sollte das Ergebnis "0" mit der Wahrscheinlichkeit p und das Ergebnis "1" mit der Wahrscheinlichkeit $(1-p)$ erscheinen, unabhängig von α oder anderen Parametern des Systems. Im Dipolfallenregister ist eine separate Detektion der Qubits aufgrund der räumlichen Trennung der einzelnen Dipolfallen mit hoher Effizienz möglich [26].

2.1.2 Quantengatter

Wie unter Punkt vier des vorherigen Abschnittes aufgeführt, bilden Quantengatter das Kernstück jedes Quantencomputers. Ein universellen Satz von Quantengattern, in die jede beliebige Quantenoperation zerlegt werden kann wird von einem einzigen, beliebigen Zwei-Qubit-Gatter sowie variablen Ein-Qubit-Rotationen gebildet [11].

Ein-Qubit-Gatter

Ein-Qubit-Gatter basieren auf der Kontrolle der kohärenten Phasenentwicklung eines quantenmechanischen Zwei-Zustands-Systems $|0\rangle$ und $|1\rangle$, welches das Qubit repräsentiert. Mittels einer externen Kopplung ist eine beliebige Erzeugung kohärenter Superpositionen der beiden Zustände möglich. So ist zum Beispiel eine Hadamar-Transformation H als

$$H|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle) \quad (2.5)$$

$$H|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle) \quad (2.6)$$

definiert. Zusätzlich besitzt die Hadamar-Transformation die Eigenschaft ihr eigenes Inverses mit $HH = 1$ zu sein.

Im hier vorgestellten Quantensystem werden als Qubits die beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands $5S_{1/2}$ von ^{85}Rb mit $|0\rangle = |F = 2, m_F = 0\rangle$ und $|1\rangle = |F = 3, m_F = 0\rangle$ eingeführt. Beide Zustände haben eine nahezu unendliche Lebensdauer und damit eine extrem schmale Linienbreite. Sie lassen sich hervorragend von der Umwelt isolieren stellen somit

ein fast ideales quantenmechanisches Zwei-Zustands-System dar. Die kohärente Kopplung der beiden Zustände wird über einen Zwei-Photonen-Übergang realisiert. Dazu werden zwei Lasersysteme mit einer der Hyperfeinaufspaltung des atomaren Grundzustands entsprechenden Frequenzdifferenz phasenstarr zueinander eingestrahlt. Eine ausführliche Beschreibung der möglichen Qubit-Rotationen und des verwendeten Aufbaus findet sich in Kapitel 4.

Zwei-Qubit-Gatter

Zwei-Qubit-Gatter basieren auf der kontrollierten Wechselwirkung zweier Qubits miteinander. Die Wechselwirkung kann dazu auf vielfältige Weise realisiert werden, wie im nächsten Abschnitt erläutert. Bei einem Zwei-Qubit-Gatter beruht die Phasenentwicklung des einen Qubits ("Target-Bit", t) auf dem Zustand des anderen Qubits ("Control-Bit", c). Realisierungen eines Zwei-Qubit-Gatters stellen zum Beispiel das Controlled-NOT-Gatter (CNOT-Gatter), das Phasen-Gatter oder das $\sqrt{\text{SWAP}}$ -Gatter dar [36]. Die Wahrheitstabelle eines CNOT-Gatters lautet

$$\begin{aligned} |0\rangle_c |0\rangle_t &\rightarrow |0\rangle_c |0\rangle_t \\ |1\rangle_c |0\rangle_t &\rightarrow |1\rangle_c |1\rangle_t \\ |0\rangle_c |1\rangle_t &\rightarrow |0\rangle_c |1\rangle_t \\ |1\rangle_c |1\rangle_t &\rightarrow |1\rangle_c |0\rangle_t . \end{aligned}$$

Wenn das Control-Bit im angeregten Zustand ist, wird der Zustand des Target-Bits gedreht. In vielen Realisierungsvorschlägen von Quantengattern kann das CNOT-Gatter nicht direkt erzeugt werden, sondern wird anhand von Ein-Qubit-Operation aus anderen Zwei-Qubit-Gattern überführt.

2.2 Zwei-Qubit-Operationen

Die experimentelle Realisierung eines Zwei-Qubit-Gatters stellt eine große Herausforderung dar und ist in nahezu allen Quantensystemen auf dem Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung Gegenstand aktueller Forschung.

Für das hier verwendete Dipolfallenregister existieren verschiedene theoretische Ansätze zur Realisierung von Zwei-Qubit-Operationen. Die Wechselwirkung kann dabei auf kontrollierten kalten Stößen beruhen [37, 38], wie im ersten Teil dieses Abschnitts zusammengefasst. Eine andere Möglichkeit bietet die Besetzung von Rydberg-Zuständen und eine damit verstärkte Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den beteiligten Atomen [39], wie im zweiten Abschnitt näher beleuchtet.

2.2.1 Kalte Stöße

Aufgrund der rasanten Entwicklung in der Kontrolle und Manipulation kalter atomarer Gase entstand 1999 die Idee, Atome mittels kontrollierter, kalter Stöße miteinander zu verschränken [37]. Kalte Stöße repräsentieren kohärente Wechselwirkungen, deren Stärke propor-

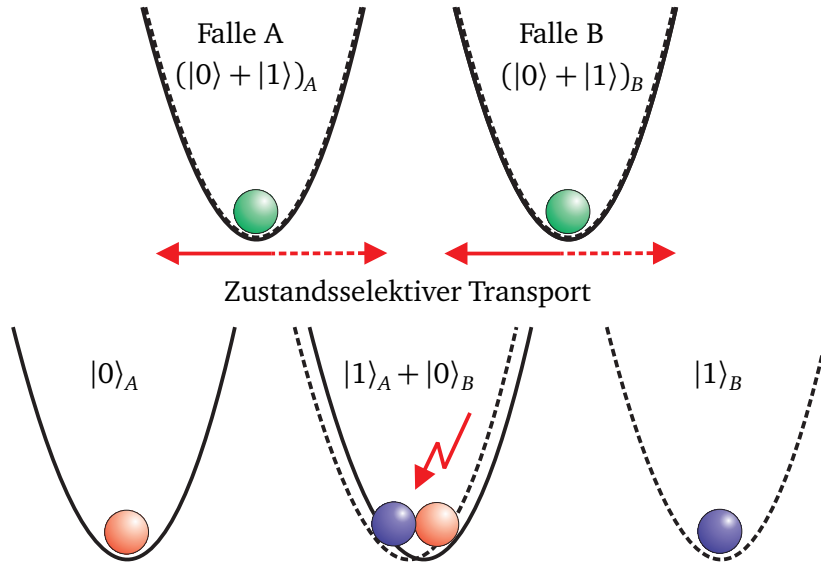


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung eines auf kalten Stößen basierenden Zwei-Qubit-Gatters. *Oben:* Zwei atomare Qubits sind in räumlich getrennten Fallen. *Unten:* Durch einen zustandsselektiven Transport können die Atome in Abhängigkeit ihres Qubit-Zustandes aneinander angenähert werden und über einen kontrollierten Stoß eine Phasenverschiebung akkumulieren.

tional zur s-Wellen-Streulänge a_s ist und durch das Kontaktpotential mittels einer Delta-Funktion als

$$U(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{4\pi a_s \hbar^2}{m} \cdot \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (2.7)$$

beschrieben werden. Hierbei bezeichnen \mathbf{r} und \mathbf{r}' die Position zweier Teilchen der Masse m . Für ^{85}Rb ergibt sich eine Streulänge von $a_s = -443 a_0$ in Einheiten des Bohrschen Radius $a_0 = 0,0529 \text{ nm}$ [40].

Die Realisierung von verschränkten Zuständen basierend auf kalten Stößen neutraler Atome konnte erstmals 2003 in einem zustandsselektiven optischen Gitter erzeugt werden [41]. Des Weiteren gelang die parallelisierte Kontrolle von Atompaaren in optischen Doppelpotentialen hin zur Realisierung des Zwei-Qubit- $\sqrt{\text{SWAP}}$ -Gatters [24].

Für das hier behandelte Quantensystem neutraler Atome in zweidimensionalen Registern optischer Dipolfallen existieren verschiedene Ansätze zur Realisierung eines auf kalten Stößen beruhenden Zwei-Qubit-Gatters. Eine Übersicht findet sich zum Beispiel in [42]. Eine im Folgenden näher erläuterte Möglichkeit basiert auf der Annäherung zweier Atome durch das Verschieben von zustandsselektiven Potentialen [23]. Zustandsselektive Potentiale können optisch zum Beispiel durch die Verwendung von zirkular polarisiertem Licht erzeugt werden. Um eine zustandsabhängige Kopplung zu erreichen, können die Atome vom bisherigen Qubit-Zustand $|F, m_F = 0\rangle$ in einen neuen Qubit-Zustand $|F, m_F \neq 0\rangle$ kohärent transferiert werden, wie in [43] demonstriert. Der kohärente Transport von neutralen Atomen in den hier verwendeten Dipolfallenregistern kann über eine Variation des einfallenden Winkels des Dipolfallenstrahls realisiert werden [35]. Unter der Verwendung zweier zustandsabhängiger sowie zueinander beweglicher Dipolfallenregister werden die Atome in Abhängigkeit ihres

internen Zustandes $|0\rangle$ oder $|1\rangle$ nach links oder rechts bewegt, wie in Abb. 2.2 dargestellt. Dadurch kommt es nur für ausgewählte Zustände zu einer Annäherung der Atome und zu einem Überlapp der atomaren Wellenfunktionen. In Abhängigkeit des Abstands der beiden Atome sowie der Wechselwirkungsdauer bewirkt das Kontaktpotential eine Phasenverschiebung von π und die Wechselwirkung entspricht einem Phasen-Gatter mit der Wahrheitstabelle

$$\begin{aligned} |0\rangle_c |0\rangle_t &\rightarrow |0\rangle_c |0\rangle_t \\ |1\rangle_c |0\rangle_t &\rightarrow |1\rangle_c |0\rangle_t \\ |0\rangle_c |1\rangle_t &\rightarrow -|0\rangle_c |1\rangle_t \\ |1\rangle_c |1\rangle_t &\rightarrow |1\rangle_c |1\rangle_t . \end{aligned}$$

Die Voraussetzung solch eines kontrollierten, deterministischen kalten Stoßes basiert auf der Annahme eines einzelnen Atoms in einem genau bestimmten Zustand der Falle (idealerweise der Grundzustand) pro Potentialtopf. Diese Voraussetzung lässt sich zum Beispiel in einem periodischen Potential durch einen Phasenübergang vom Bose-Einstein-Kondensat in den Mott-Isolator-Zustand erfüllen [22].

Eine andere, vergleichbare Möglichkeit zur Realisierung eines Zwei-Qubit-Gatters beruht auf dem Einstrahlen eines zustandsselektiven Potentials als Verbindung zweier Potentialtöpfe [38]. Hierbei werden die Atome zwischen zwei Potentialtöpfen nicht aktiv transportiert, sondern durch ein zusätzliches Potential verknüpft und für Stoßprozesse angenähert.

Zwei weitere Ansätze basieren auf einer Kodierung der Qubit-Zustände in externen, räumlichen Zuständen. Zum einen können die niedrigsten Schwingungszustände als Qubit-Basis verwendet werden [24, 44]. Die Realisierung von Gattern erfolgt dabei über die adiabatische Annäherung von Fallen und kontrollierter Tunnelprozesse sowie kalter Stöße. Eine alternativer Ansatz beruht auf der Codierung der Qubits als Besetzungszustand eines Dipolfallenpaares [45]. Hierbei sind die Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ durch ein Atom im Grundzustand der linken oder rechten Falle des Paares definiert. In einem solchen System werden Ein-Qubit-Operationen anhand von Tunnelprozessen und Zwei-Qubit-Operationen wiederum durch kalte Stöße realisiert.

2.2.2 Rydberg-Atome

Ein anderer vielversprechender Ansatz zur Realisierung von Zwei-Qubit-Gattern basiert auf der Dipol-Dipol-Wechselwirkung von Rydberg-Atomen. Als Rydberg-Atome werden wasserstoffähnliche Atome bezeichnet, deren äußeres Elektron mit $n \gg 1$ hoch angeregt ist und damit ein permanentes Dipolmoment μ erzeugt. Die Wechselwirkung zweier Rydberg-Atome 1 und 2 an fixen Positionen kann näherungsweise über das Dipol-Dipol-Potential

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\mu_1 \cdot \mu_2}{|\mathbf{r}|^3} - 3 \frac{(\mu_1 \cdot \mathbf{r})(\mu_2 \cdot \mathbf{r})}{|\mathbf{r}|^5} \right] \quad (2.8)$$

mit dem Abstand \mathbf{r} der Atome beschrieben werden. Ein wesentliches Merkmal von Rydberg-Atomen liegt in ihrer vergleichsweise starken und weitreichenden Wechselwirkung, wie in Abb. 2.3 dargestellt. Gezeigt ist eine auf Wechselwirkungen beruhende Niveaushiftung in Abhängigkeit des Abstands zweier Rb-Atome. Die beiden unteren Kurven stellen die

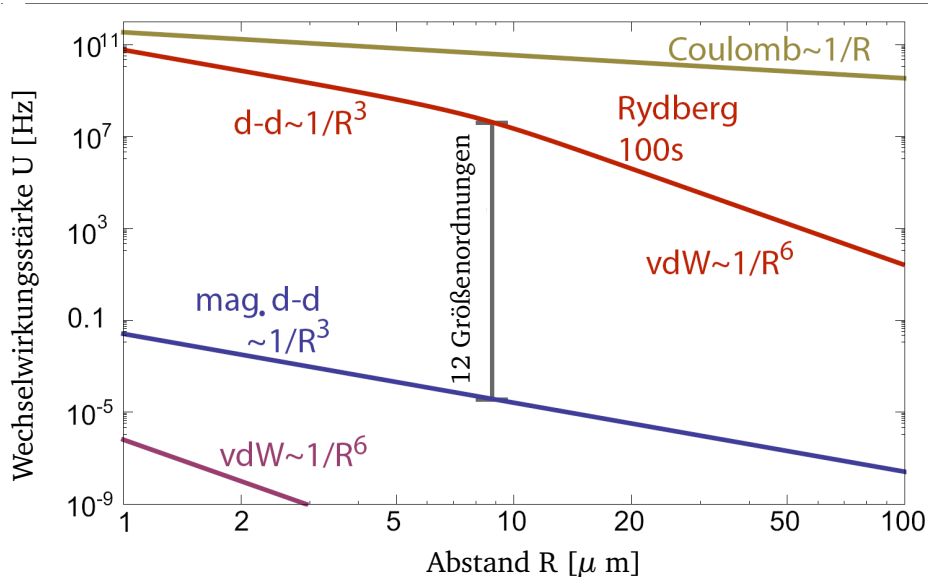


Abbildung 2.3.: Wechselwirkungsstärken zwischen zwei Atomen im Grundzustand, zwei Rydberg-Atomen ($n=100$) und zwei Ionen (Abb. entnommen aus [46]).

Frequenzverschiebung aufgrund der Van-der-Waals ($\propto 1/R^6$) und der magnetischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung ($\propto 1/R^3$) der Atome im Grundzustand dar. Die oberste Kurve zeigt den Einfluss zweier Ionen aufeinander ($\propto 1/R$). Die vierte Kurve beschreibt die Wechselwirkung zweier Rydberg-Atome mit $n = 100$ nach Gl. 2.8. Wie aus der Graphik deutlich wird, ist zum Beispiel bei einem Abstand von $R = 9,5 \mu\text{m}$ die Wechselwirkung der Rydberg-Atome um einen Faktor 10^{12} größer als die Wechselwirkung zweier Atome im Grundzustand. Die Besonderheit von Rydberg-Atomen liegt darin, dass anders als bei Ionen diese Wechselwirkungen zum Beispiel über die Kopplung von Laserfeldern ein und aus geschaltet werden können. Die Idee, die Eigenschaften von Rydberg-Atomen zur Implementierung eines Zwei-Qubit-Gatters für neutrale Atome zu verwenden, wurde erstmals im Jahr 2000 in [39] publiziert. Vor kurzem konnte die experimentelle Realisierung des Rydberg-Gatters anhand der Verschränkung zweier einzelner, um wenige Mikrometer getrennte Atome gezeigt werden [29, 30]. Das Prinzip des Gatters beruht dabei auf einer durch Wechselwirkungen hervorgerufenen Niveaushiftung der Rydberg-Zustände, der sogenannten Rydberg-Blockade [31, 32, 47].

Das vereinfachte Schema eines Rydberg-Gatters wird im Folgenden anhand von Abb. 2.4 erläutert [46]. Als Qubit-Zustände können zum Beispiel die beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands eines Alkaliatoms mit $|g\rangle=|0\rangle$ und $|e\rangle=|1\rangle$ definiert werden. Der Zustand $|1\rangle$ kann über einen Zwei-Photonen-Übergang mit der Anregungs-Rabi-Frequenz Ω an einen hoch angeregten, ungestörten Rydberg-Zustand $|r\rangle$ gekoppelt werden. Ein Atom wird wiederum als Control-Bit und das andere als Target-Bit definiert. Zur Realisierung des Gatters werden drei Pulse appliziert. Zuerst wird das Control-Bit mit einem π -Puls adressiert ($|1\rangle_c \rightarrow |r\rangle$), danach das Target-Bit mit einem 2π -Puls angeregt ($|1\rangle_t \rightarrow |r\rangle \rightarrow |1\rangle_t$) und ab-

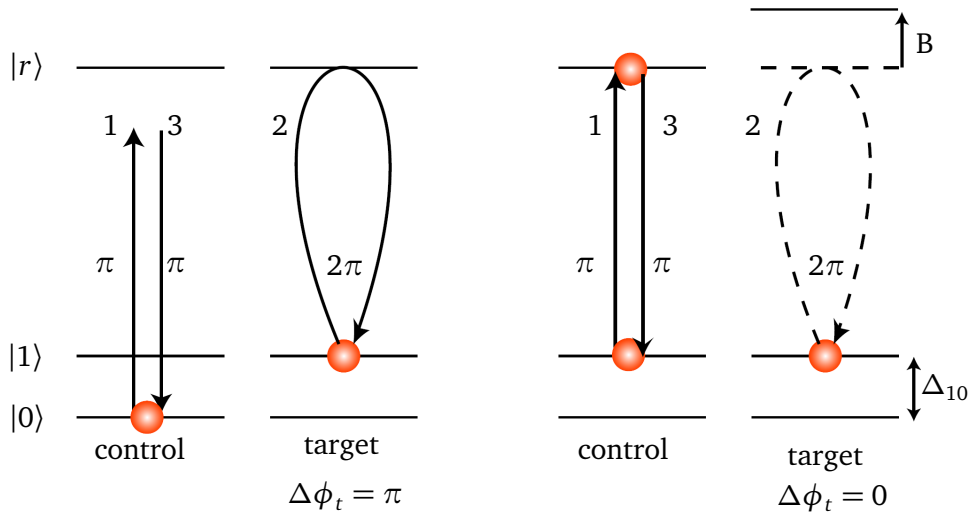


Abbildung 2.4.: Schema eines Zwei-Qubit-Rydberg-Gatters. Das Phasen-Gatter wird über drei Pulse realisiert: π -Puls auf Control-Bit ($|1\rangle_c \rightarrow |r\rangle$), 2π -Puls auf das Target-Bit ($|1\rangle_t \rightarrow |r\rangle \rightarrow |1\rangle_t$) und ein weiterer π -Puls auf das Control-Bit ($|r\rangle \rightarrow |1\rangle_c$). *Links:* Eingangszustand $|0\rangle_c|1\rangle_t$; das Target-Bit akkumuliert einen Phasenshift von π . *Rechts:* Eingangszustand $|1\rangle_c|1\rangle_t$; das Control-Bit wird angeregt und verhindert aufgrund des Blockademechanismus eine Anregung des Target-Bits (Abb. entnommen aus [46]).

schließlich das Control-Bit mit einem weiteren π -Puls adressiert ($|r\rangle \rightarrow |1\rangle_c$). Die Wahrheitstabelle des daraus resultierenden Phasen-Gatters lautet

$$\begin{aligned}
 |0\rangle_c|0\rangle_t &\rightarrow |0\rangle_c|0\rangle_t \\
 |1\rangle_c|0\rangle_t &\rightarrow -|1\rangle_c|0\rangle_t \\
 |0\rangle_c|1\rangle_t &\rightarrow -|0\rangle_c|1\rangle_t \\
 |1\rangle_c|1\rangle_t &\rightarrow -|1\rangle_c|1\rangle_t
 \end{aligned}$$

und kann mittels Ein-Qubit-Operationen zu einem CNOT-Gatter vervollständigt werden. Befinden sich beide Atome im Grundzustand, so sind sie nicht resonant und werden nicht angeregt. Ist nur ein Atom im Zustand $|1\rangle$, so erfährt es eine Phasenverschiebung von π . Nur wenn beide Atome zu Beginn der Pulssequenz im Zustand $|1\rangle$ sind kommt es zur Rydberg-Blockade. Das zuerst angeregt Control-Bit erzeugt eine Frequenzerschiebung des Rydberg-Zustandes und verhindert damit die Anregung des Target-Bits.

Die Stärke dieser Blockade hängt von der Hauptquantenzahl n des angeregten Rydberg-Zustands ab und skaliert mit n^4 . Des Weiteren erhöht sich die Lebensdauer des angeregten Zustands mit n^3 . Typische Anregungen liegen im Bereich von $n = 50 - 100$ [31, 32]. Aufgrund der Größe der erzeugten Niveaushift im Bereich einiger MHz gegenüber Linienbreiten der Rydberg-Zustände im Bereich einiger 10 kHz ist die Güte des Gatters in erster Ordnung unabhängig von der Verschiebung der Resonanzfrequenz. Daher spielen auch der Fallenzustand bzw. die Temperatur der Atome eine untergeordnete Rolle. Einen großen Vorteil stellt auch die Reichweite der Blockade dar. Sie erlaubt es auch, Gatter zwischen optisch aufzulösenden Fallen zu erzeugen. Die benötigte Zeitdauer des Gatters liegt im Bereich von

$\Delta t_G \approx 4\pi/\Omega \approx 1 - 10 \mu s$. Um einen Zerfall des Zustandes $|r\rangle$ während der Dauer des Gatters zu vermeiden, muss $\Gamma_{Ry}\Delta t \ll 1$ mit $\Omega \gg \Gamma_{Ry}$ gelten. Die Größe Γ_{Ry} bezeichnet hierbei die Linienbreite des Zustands $|r\rangle$. Ein weiterer Verlustprozess basiert darauf, dass Rydberg-Atome nicht in den hier verwendeten Dipolfallen gehalten werden und die Gatterdauer daher nicht die Zeitdauer überschreiten darf, die das Atom zum Verlassen des Fallenvolumens benötigt.

2.3 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem einführenden Kapitel wurden die Grundlagen zur Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen beschrieben. Grundlegende Forderungen an ein System zur Realisierung eines Quantencomputers sind anhand der DiVincenzo-Kriterien aufgeführt worden. Die verschiedenen Bedingungen wurden dabei im Kontext des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Dipolfallenregisters mit neutralen Atomen betrachtet. Viele der genannten Punkte werden im Verlauf dieser Arbeit nochmals aufgegriffen und ausführlich erläutert. So befasst sich Kapitel 5 beispielsweise mit einem Verfahren zur Verlängerung der beobachtbaren Phasenentwicklung der verwendeten Qubit-Zustände. Des Weiteren präsentiert das Kapitel 6 eine Realisierung der geforderten kohärenten Initialisierung und Adressierung einzelner Qubits im Dipolfallenregister.

Eine wesentliche Forderung an ein System als Quantencomputer ist die Realisierung von Ein- und Zwei-Qubit-Operationen. Zwei-Qubit-Operationen können wie erläutert mittels kontrollierter kalter Stöße oder durch die Wechselwirkung von hoch angeregten Rydberg-Zuständen erzeugt werden. Die Anforderungen an ein Quantengatter basierend auf kalten Stößen sind jedoch hoch. So müssen einzelne Atome zustandsselektiv mit hoher Präzision auf wenige Nanometer aneinander angenähert werden. Idealerweise sollten sich während des Stoßes beide Teilchen im Grundzustand der Falle befinden. Zwar konnte an dem bestehenden System von Dipolfallenregistern bereits der präzise und kohärente Transport von atomaren Ensembles gezeigt werden [35]. Dieser muss aber noch um eine Zustandsselektivität erweitert werden. Des Weiteren müssen Techniken zur Kühlung von Atomen in den Grundzustand des Fallenspotentials angewandt werden. Hierzu bietet sich zum Beispiel Raman-Seitenbandkühlung an, welche bereits erfolgreich in ähnlichen Systemen angewandt wurde [48, 49, 50].

Eine andere Möglichkeit als eine Wechselwirkung basierend auf kalten Stößen stellen Dipol-Dipol-Wechselwirkungen in Rydberg-Atomen dar. Die hoch angeregten Atome ermöglichen eine um 12 Größenordnungen stärkere Wechselwirkung als die bisher betrachteten Grundzustandsatome. Rydberg-Zustände können dazu in weniger als einer Mikrosekunde über Laserpulse kohärent erzeugt werden und stellen damit einen regelrechten Schalter für Wechselwirkungen dar. Ein auf Rydberg-Atomen basierendes Gatter ist vergleichsweise robust gegenüber Schwankungen der zur Rydberg-Blockade notwendigen Niveaushiftung als auch gegenüber der Energie des Atoms in der Falle. Des Weiteren liegt die Reichweite der erzeugten Wechselwirkungen in einem Bereich, der über optische Verfahren räumlich aufgelöst werden kann und lässt sich damit gut auf das hier beschriebene System von neutralen Atomen in wohl separierten Dipolfallenregistern erweitern.

Eine Grundvoraussetzung der beiden hier beschriebenen Zwei-Qubit-Gatter beruht auf der Annahme von einzelnen Atomen in den jeweils betrachteten Dipolpotentialen. Aus diesem Grund befasst sich am Ende dieser Arbeit das Kapitel 7 mit einzelnen Atomen. Dort werden Ergebnisse zum Laden und zur räumlich aufgelösten Detektion einzelner Atome präsentiert.

3 Präparation atomarer Ensembles in optischen Dipolfallenregistern

Das gezielte Kühlen und Fangen atomarer Gase bildet die Grundlage der modernen Atomphysik. Auch das Teilgebiet der Quanteninformationsverarbeitung basiert auf der kontrollierten Manipulation der externen und internen Freiheitsgrade atomarer Ensembles.

Eine Möglichkeit zur Erzeugung konservativer Potentiale für neutrale Atome stellen neben Magnetfallen durch Lichtfelder hervorgerufene Dipolfallen dar. Die Idee, Dipolkräfte zum Fangen von Atomen zu verwenden entstand bereits 1968 [51], konnte jedoch erst nach großen Fortschritten auf dem Gebiet der Laserkühlung [52, 53] und mit der Entwicklung der magnetooptischen Falle [54] 1986 realisiert werden [55].

Inzwischen bilden kalte Atome in Dipolfallen den Ausgangspunkt vieler Experimente in der Quantenoptik. Die weit verstimmtten Lichtfallen halten Atome, ohne die internen Zustände anzuregen und damit Kohärenz zu zerstören. Dipolfallen zeichnen sich besonders durch eine hohe Flexibilität der realisierbaren Potentialformen sowie durch eine einfache und stabile Handhabung fernab von jeglichen Oberflächen aus.

Ein auch für die Quanteninformationsverarbeitung interessantes Teilgebiet bildet die Erzeugung perfekter, periodischer Potentiale mithilfe von optischen Stehwellen in ein bis drei Dimensionen. Mit kalten Atomen in diesen optischen Gittern konnten unter anderem Vielteilchen-Verschränkung und viele aus der Festkörperphysik übertragbare Phänomene in idealen Systemen verifiziert werden [22, 41].

Einen anderen Schwerpunkt stellt die Erzeugung von einzelnen Mikrofallen mittels optischer Potentiale dar. Optische Mikrofallen, basierend auf stark fokussierten Einzelstrahlen, ermöglichen das Fangen und Speichern weniger, bis hin zu einzelnen Atomen. Damit stellen diese gut kontrollierbaren Systeme einen aussichtsreichen Ansatz zur Realisierung von Quantengattern dar [27, 28].

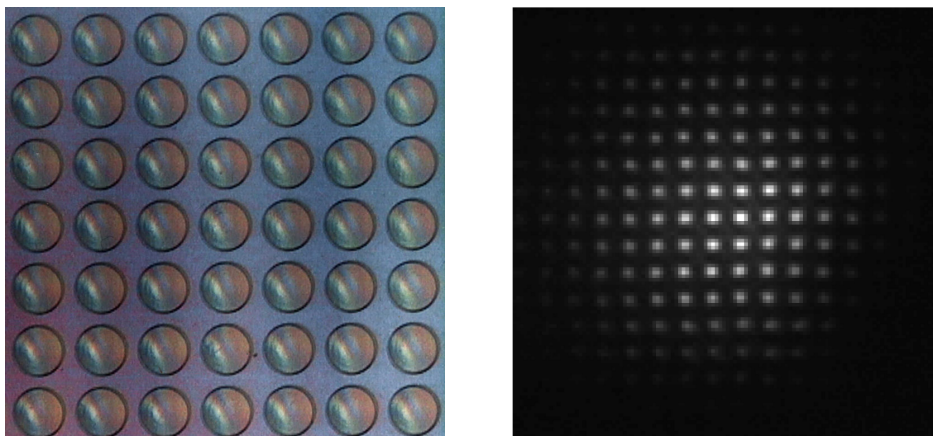


Abbildung 3.1.: *Links:* Ausschnitt einer Mikrooptik, bestehend aus 50×50 regelmäßig angeordneten Mikrolinsen. Zur Erzeugung einer Ebene von einzelnen Dipolfallen wird das Mikrolinsenregister mit einem Laserstrahl ausgeleuchtet. *Rechts:* Fluoreszenzaufnahme atomarer Ensembles, die im Dipolfallenregister gehalten werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Dipolfallenregister präsentiert, welches auf der Vielfachrealisierung von optischen Mikrofallen beruht, die in einer zweidimensionalen Matrix angeordnet sind [26]. Die Erzeugung dieser Dipolfallen basiert auf lithographisch hergestellten mikrooptischen Elementen. Die aus der Halbleitertechnik adaptierten Herstellungsverfahren erlauben die Realisierung einer Vielzahl identischer und komplexer Mikrooptiken auf einem einzelnen Substrat. Aufgrund des kompakten Aufbaus lassen sich mikrooptische Komponenten hervorragend in atomoptische Experimente integrieren und mit anderen Elementen kombinieren [33].

Die hier realisierten Dipolfallen werden mithilfe von Mikrolinsenregistern erzeugt. Dazu wird ein Substrat mit Mikrolinsen mit einem Laserstrahl beleuchtet. In der Fokalebene entsteht eine Vielzahl von Fokussen, die als Fallen für neutrale Atome dienen können. In Abb. 3.1 (links) ist das Bild eines der verwendeten Mikrolinsenregister gezeigt. Die refraktiven Linsen haben einen Abstand von $125 \mu\text{m}$ und einen Durchmesser von $100 \mu\text{m}$. Zur Erzeugung der Dipolfallen werden die Linsen global mit einem gaußförmigen Laserstrahl ausgeleuchtet und die Fokalebene an den Ort der Atome abgebildet. Aus einer magnetooptischen Falle werden die Atome in das so erzeugte Dipolfallenregister umgeladen. Auf der rechten Seite von Abb. 3.1 ist eine Fluoreszenzaufnahme von im Dipolfallenregister gefangenen Atomen dargestellt. Jeder helle Punkt entspricht dabei einem kleinen Ensemble von einigen 10-100 Atomen pro Falle. Wie deutlich wird, sind die einzelnen Fallen gut voneinander getrennt aufgelöst. Die hier gezeigte Anordnung bildet die Grundlage dieser Arbeit. Alle im Folgenden präsentierten Messungen basieren auf Atomen, die in der gezeigten, zweidimensionalen Struktur aus Dipolfallen gefangen sind.

Bevor in den nächsten Kapiteln verschiedene Untersuchungen von Atomen im Dipolfallenregister im Hinblick auf die Anwendung in der Quanteninformationsverarbeitung demonstriert werden, stellt dieser Abschnitt eine Einführung dar. Der erste Teil des Kapitels gibt eine theoretische Beschreibung von Dipolfallen. In diesem Zusammenhang wird speziell auf die Form der durch Mikrooptiken erzeugten Dipolpotentiale eingegangen. Der zweite Teil befasst sich dann mit der experimentellen Realisierung und einigen Eigenschaften von atomaren Ensembles in Dipolfallenregistern.

3.1 Dipolpotentiale

Die folgende quantenmechanische Beschreibung des Dipolpotentials beruht auf dem Bild des "Dressed Atoms" [56], in dem ein gekoppeltes System aus Atom und Strahlungsfeld betrachtet wird. Zur Beschreibung wird zunächst ein ideales Zwei-Niveau-Atom angenommen und das Ergebnis später auf reale Mehr-Niveau-Atome erweitert. Die Einführung orientiert sich dabei an [57].

3.1.1 Wechselwirkung eines atomaren Zwei-Niveau-Systems mit Licht

Für ein ruhendes Zwei-Zustands-Atom und ein damit wechselwirkendes Lichtfeld setzt sich der Hamiltonoperator aus einem atomaren Anteil H_A , einem das Lichtfeld beschreibenden Anteil H_L und einem Wechselwirkungsanteil H_{AL} zusammen

$$H = H_A + H_L + H_{AL} . \quad (3.1)$$

Der atomare Hamiltonoperator H_A beschreibt das Atom mit einer Energieaufspaltung von $\hbar\omega_0$ zwischen dem Grundzustand $|g\rangle$ und dem angeregtem Zustand $|e\rangle$. Es gilt

$$H_A = \hbar\omega_0 b^\dagger b \quad (3.2)$$

mit den beiden Leiteroperatoren $b = |g\rangle\langle e|$ und $b^\dagger = |e\rangle\langle g|$. Das Strahlungsfeld wird idealisiert als eine Mode des elektromagnetischen Feldes mit n Photonen der Energie $\hbar\omega_L$ betrachtet. Nach [58] kann das Feld anschaulich als stehende Welle zwischen zwei idealen Spiegeln angesehen werden. Der Hamiltonoperator des Lichtfeldes ist damit

$$H_L = \hbar\omega_L a^\dagger a \quad (3.3)$$

mit den Erzeuger- und Vernichter-Operatoren a^\dagger und a für ein Photon in der Mode. Der Ausdruck $a^\dagger a = \mathbf{n}$ ist der Anzahloperator, dessen Eigenwerte n der Anzahl von Photonen im Strahlungsfeld entsprechen. Die Eigenzustände von $H_A + H_L$ sind die Produktzustände $|g, n\rangle$ und $|e, n\rangle$, welche n Zustandspaare mit dem Energieabstand $\hbar\omega_L$ bilden. Jedes einzelne Zustandspaar ist dabei mit \hbar mal der Verstimmung $\hbar\Delta = \hbar(\omega_L - \omega_0)$ separiert.

In der Dipolnäherung ergibt sich der Wechselwirkungsoperator zu

$$H_{AL} = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \quad (3.4)$$

mit dem atomaren Dipoloperator \mathbf{d} . Dieser lässt sich mittels der Position des atomaren Elektrons \mathbf{r}_e und dessen Ladung $-e$ als

$$\mathbf{d} = -e \cdot \mathbf{r}_e \quad (3.5)$$

darstellen. Hierbei wird angenommen, dass das Strahlungsfeld nur mit einem Elektron wechselwirkt, was insbesondere für Alkaliatome zutrifft.

Aus Symmetriegründen ist es sinnvoll, das elektromagnetische Feld in negativ und positiv rotierende Komponenten zu unterteilen

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(t) &= \hat{\epsilon} \frac{E_0}{2} \left(e^{-i\omega_L t} + e^{i\omega_L t} \right) \\ &= \mathbf{E}^{(+)}(t) + \mathbf{E}^{(-)}(t). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Dabei stellt $\hat{\epsilon}$ die Polarisierung und E_0 die Amplitude des Feldes dar. Ebenso lässt sich der Dipoloperator über die atomaren Zustände beschreiben und symmetrisch als

$$\begin{aligned} \mathbf{d} &= \langle g | \mathbf{d} | e \rangle (b + b^\dagger) \\ &= \mathbf{d}^{(+)} + \mathbf{d}^{(-)} \end{aligned} \quad (3.7)$$

darstellen. Der Wechselwirkungsoperator H_{AL} kann jetzt mit den symmetrisierten Operatoren beschrieben werden

$$\begin{aligned} H_{AL} &= -(\mathbf{d}^{(+)} + \mathbf{d}^{(-)}) \cdot (\mathbf{E}^{(+)} + \mathbf{E}^{(-)}) \\ &= -\mathbf{d}^{(+)} \cdot \mathbf{E}^{(+)} - \mathbf{d}^{(-)} \cdot \mathbf{E}^{(-)} - \mathbf{d}^{(+)} \cdot \mathbf{E}^{(-)} - \mathbf{d}^{(-)} \cdot \mathbf{E}^{(+)}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Aufgrund der Zeitabhängigkeit von $\mathbf{d}^{(\pm)} \sim e^{\mp i\omega_0 t}$ und $\mathbf{E}^{(\pm)} \sim e^{\mp i\omega_L t}$ oszillieren die ersten beiden Terme in Gl. 3.8 sehr schnell, wohingegen die letzten beiden Terme langsam mit $\sim e^{\mp i\Delta t}$

oszillieren [57]. Unter der Annahme $|\Delta| = |\omega_L - \omega_0| \ll \omega_L + \omega_0$ können die schnell oszillierenden Terme vernachlässigt werden ("Rotating-Wave-Approximation", RWA). Betrachtet man nun den zeitabhängigen Wechselwirkungsoperator zwischen Atom und Licht in der RWA, so ergibt sich

$$H_{AL} = -\langle g|\mathbf{d}|e\rangle \left(E_0^{(-)} b e^{-i\omega_L t} + E_0^{(+)} b^\dagger e^{i\omega_L t} \right) \quad (3.9)$$

$$= \frac{\hbar\Omega_0}{2} \left(b e^{i\omega_L t} + b^\dagger e^{-i\omega_L t} \right) . \quad (3.10)$$

Hierzu wird die Rabi-Frequenz mit

$$\Omega_0 := -\frac{2\langle g|\hat{\epsilon}\mathbf{d}|e\rangle E_0^{(+)}}{\hbar} = -\frac{\langle g|\hat{\epsilon}\mathbf{d}|e\rangle E_0}{\hbar} \quad (3.11)$$

als die Kopplungsstärke zwischen Strahlungsfeld und Atom definiert.

Die Dynamik des gekoppelten Zwei-Zustand-Systems beschreibt die zeitabhängige Schrödinger-Gleichung

$$i\hbar\partial_t |\psi\rangle = H |\psi\rangle . \quad (3.12)$$

Der Beitrag H_L des Laserfeldes wird im Folgenden nicht mehr berücksichtigt, da nur die Auswirkungen des Lichtfeldes auf die atomaren Niveaus untersucht werden sollen. Mit dem Ansatz $|\psi\rangle = c_g |g\rangle + c_e |e\rangle$ ergeben sich die Differentialgleichungen

$$\begin{aligned} \partial_t c_g &= -i\frac{\Omega_0}{2} c_e e^{i\omega_L t} \\ \partial_t c_e &= -i\omega_0 c_e -i\frac{\Omega_0}{2} c_g e^{-i\omega_L t} . \end{aligned} \quad (3.13)$$

Zur Vereinfachung wird das gekoppelte Zwei-Zustands-System in ein mit der Frequenz ω_L rotierendes Koordinatensystem mit $\tilde{c}_e := c_e e^{i\omega_L t}$ transformiert. In der Basis der beiden Produktzustände $|g, n\rangle, |e, n-1\rangle$ ergibt sich

$$\begin{aligned} \partial_t \begin{pmatrix} \tilde{c}_e \\ c_g \end{pmatrix} &= -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} -2\Delta & \Omega_0 \\ \Omega_0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{c}_e \\ c_g \end{pmatrix} = -\frac{i}{\hbar} \tilde{H} \begin{pmatrix} \tilde{c}_e \\ c_g \end{pmatrix} \\ \tilde{H} &= (\tilde{H}_A + \tilde{H}_{AL}) = \hbar/2 \begin{pmatrix} -2\Delta & \Omega_0 \\ \Omega_0 & 0 \end{pmatrix} . \end{aligned} \quad (3.14)$$

Aus der Diagonalisierung des resultierenden Hamiltonoperators erhält man damit für die Eigenenergien des gekoppelten Zwei-Niveau-Systems

$$\begin{aligned} E_- &= -\frac{\hbar\Delta}{2} - \frac{\hbar\Omega}{2} \\ E_+ &= -\frac{\hbar\Delta}{2} + \frac{\hbar\Omega}{2} . \end{aligned} \quad (3.15)$$

Hierbei beschreibt $\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \Delta^2}$ die verallgemeinerte Rabi-Frequenz.

Die neuen, zugehörigen Eigenzustände ergeben sich als Linearkombinationen der atomaren Eigenzustände in der ungekoppelten Basis zu

$$\begin{aligned} |-\rangle &= \cos(\theta) |e\rangle + \sin(\theta) |g\rangle \\ |+\rangle &= \cos(\theta) |g\rangle - \sin(\theta) |e\rangle \end{aligned} \quad (3.16)$$

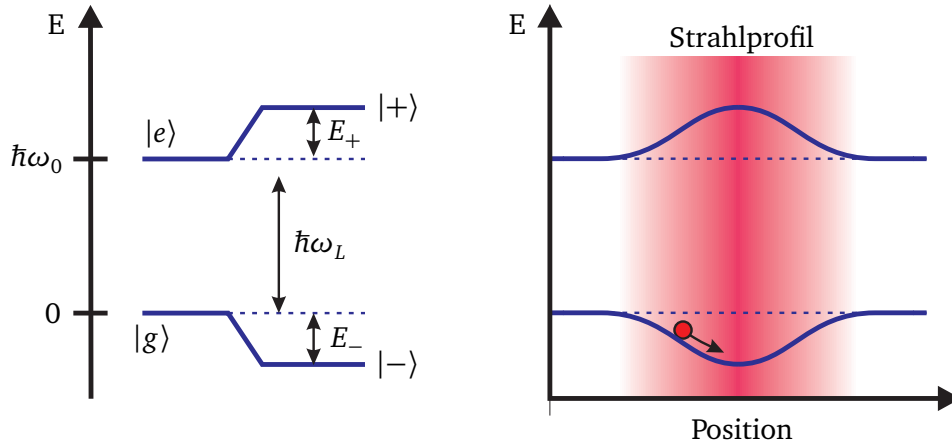


Abbildung 3.2.: Links: Schematische Darstellung des gekoppelten Systems aus Zwei-Niveau-Atom und rotverstimtem Lichtfeld.

Rechts: Die Energieverschiebung ist proportional zur lokalen Lichtintensität. Für rotverstimmt Licht wirkt auf das Atom eine Kraft in Richtung hoher Lichtintensität.

mit dem Mischungswinkel θ , der durch die Beziehung $\cos(2\theta) = -\Delta/\Omega$ und $\sin(2\theta) = \Omega_0/\Omega$ definiert ist.

Im linken Teil von Abb. 3.2 ist die Verschiebung der neuen Eigenzustände durch die Kopplung des Zwei-Niveau-Systems mit einem Strahlungsfeld der Frequenz ω_L schematisch dargestellt. Unter der Annahme $\Delta < 0$ wird der Zustand $|-\rangle$ energetisch um $E_- = -\hbar(\Delta + \Omega)/2$ abgesenkt. Der zweite Zustand $|+\rangle$ wird entsprechend angehoben. Diese allgemein als "AC Stark-Verschiebung" bezeichnete Verschiebung des Grundzustands stellt das Dipolpotential dar. Für große Verstimmungen gilt $|\Delta| \gg \Omega_0$ und Gl. 3.15 kann nach Termen von Ω_0/Δ entwickelt werden und man erhält für die Energieverschiebung

$$\begin{aligned} E_- &= -\frac{\hbar\Omega_0^2}{4\Delta} \\ E_+ &= \frac{\hbar\Omega_0^2}{4\Delta}. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Neben der bisher betrachteten dispersiven Wechselwirkung des Lichtfeldes mit dem Zwei-Niveau-Atom existiert auch eine absorptive Komponente, welche die Absorption und Reemission von Photonen beschreibt. Für weit verstimte Laserfelder ist diese Streurrate Γ_{SC} , welche durch

$$\Gamma_{SC} = \frac{3\pi c^2}{\hbar\omega_0^3} \cdot \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 \cdot I \quad (3.18)$$

gegeben ist [59], vernachlässigbar klein und das Atom kann im Grundzustand angenommen werden. Hierbei stellt $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 c E_0^2$ die Lichtintensität dar. Die spontane Zerfallsrate Γ des angeregten Zustands ist über das Dipolmatrixelement durch

$$\Gamma = \frac{\omega_0}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} |\langle e|\mathbf{d}|g\rangle|^2 \quad (3.19)$$

definiert. Die Größe Γ wird auch als Linienbreite des atomaren Übergangs bezeichnet. Zusammenfassend ergibt sich damit für ein Zwei-Niveau-Atom im Grundzustand das Dipolpotential

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar\Delta}{2} - \frac{\hbar\Omega(\mathbf{r})}{2} \approx \frac{\hbar\Omega_0^2(\mathbf{r})}{4\Delta} = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\mathbf{r}) \quad . \quad (3.20)$$

Aus der Relation wird deutlich, dass die Energieverschiebung linear von der räumlichen Intensitätsverteilung $I(\mathbf{r})$ des Lichtfeldes abhängt, wie schematisch im rechten Teil von Abb. 3.2 für rotverstimmt Licht dargestellt. Des Weiteren hängt vom Vorzeichen der Verstimmung Δ ab, ob das Atom im Lichtfeld ein attraktives oder repulsives Potential erfährt. Das Dipolpotential skaliert mit I/Δ , wohingegen die Streurrate Γ_{SC} mit I/Δ^2 skaliert. Zur Reduzierung der Streurrate werden Dipolfallen daher meist bei großen Verstimmungen und dementsprechend hohen Leistungen realisiert.

3.1.2 Atome mit Fein- und Hyperfeinstruktur

Anders als das bisher behandelte idealisierte Zwei-Niveau-Atom haben reale Atome eine komplexere Struktur der elektronischen Übergänge. Die Wechselwirkung des Atoms mit einem externen Lichtfeld kann weiterhin mit dem im vorherigen Abschnitt behandelten "Dressed State"-Modell mit dem Atom-Licht-Hamiltonian H_{AL} beschrieben werden. Zur quantenmechanischen Berechnung der Energieverschiebung des Grundzustands durch den AC-Stark-Effekt müssen für Mehr-Niveau-Atome alle Beiträge der Fein-, Hyperfein- und magnetischen Unterzustände berücksichtigt werden [59]. Die hier betrachteten Alkaliatome sind wasserstoff-ähnliche Systeme und der Bahndrehimpuls \mathbf{L} koppelt mit dem Elektronenspin \mathbf{S} und dem Kernspin \mathbf{I} zu den Quantenzahlen \mathbf{J} und \mathbf{F} . Für die Verschiebung des Grundzustands $|g_i\rangle$ gilt

$$\Delta E_i = \sum_j \frac{|\langle e_j | H_{AL} | g_i \rangle|^2}{\hbar\Delta_{ij}} \quad (3.21)$$

$$= \sum_{J', F', m_{F'}} \frac{1}{\hbar\Delta_{ij}} |\langle J', F', m_{F'} | \mathbf{d} | J, F, m_F \rangle|^2 |E|^2 \quad . \quad (3.22)$$

Die Quantenzahlen sind $J', F', m_{F'}$ für die angeregten Zustände und J, F, m_F für den betrachteten Grundzustand. Die Energieverschiebung ΔE_i ergibt sich aus der Summation über alle Kopplungen \mathbf{d}_{ij} zwischen den einzelnen Zuständen $|g_i\rangle$ und $|e_j\rangle$ sowie den dazugehörigen Verstimmungen Δ_{ij} . Das Dipolmatrixelement $\mathbf{d}_{ij} = \langle e_j | \mathbf{d} | g_i \rangle$ kann dabei durch

$$\mathbf{d}_{ij} = c_{ij} \|\mathbf{d}\| \quad (3.23)$$

als Produkt eines reduzierten Matrixelements $\|\mathbf{d}\|$ und eines relativen Übergangskoeffizienten c_{ij} beschrieben werden [60]. Das reduzierte Matrixelement kann mittels

$$\|\mathbf{d}_{JJ'}\| = |\langle J' | \mathbf{d} | J \rangle| = \sqrt{\frac{3\pi\epsilon_0\hbar c^3}{\omega_{JJ'}^3} \cdot \Gamma_{JJ'}} \quad (3.24)$$

über experimentell zugängliche Größen, wie der Zerfallsrate $\Gamma_{JJ'}$ des angeregten Zustands und der Übergangsfrequenz $\omega_{JJ'}$ bestimmt werden. Die relativen Übergangskoeffizienten c_{ij} hängen damit nur noch von der relativen Stärke der Kopplung zweier Hyperfeinzustände bzw. deren magnetischer Unterzustände ab und für die Rabi-Frequenz gilt

$$\Omega_0 = -\frac{1}{\hbar} E_0 \langle F', m'_F | \mathbf{d} | F, m_F \rangle . \quad (3.25)$$

Für die relativen Linienstärken ergibt sich daraus [60]

$$c_{ij}^2 = c_{F', m'_F, F, m_F}^2 = \langle F', m'_F | \mathbf{d} | F, m_F \rangle^2 \cdot \frac{\omega_0^3}{3\epsilon_0 \hbar c^3 \pi \Gamma} . \quad (3.26)$$

Eine Zusammenstellung der verschiedenen c_{ij} für die hier betrachteten Alkaliatome findet sich in [61]. Die Energieverschiebung eines Grundzustands lässt sich jetzt mit den Beziehungen 3.26 und 3.24 schreiben als

$$\Delta E_{J, F, m_F} = \frac{3\pi c^2}{2} \cdot I \sum_{J'} \left(\frac{\Gamma_{JJ'}}{\omega_{JJ'}^3} \sum_{F', m_{F'}} \frac{c_{F', m_{F'}}^2}{\Delta_{F', m_{F'}}} \right) . \quad (3.27)$$

Näherungen für große Verstimmungen

Bei der Realisierung von Dipolpotentialen gilt oftmals $\Delta \gg \Delta_{\text{HFS}}$ und Gl. 3.27 kann stark vereinfacht werden. Für die hier betrachteten Alkaliatome genügt es, nur die Kopplung des Grundzustandes $S_{1/2}$ an die beiden angeregten Zuständen $P_{1/2}$ bzw. $P_{3/2}$ zu berücksichtigen. Übergänge zwischen dem Grundzustand und den für alle Alkaliatome charakteristischen Feinstrukturaufspaltungen werden auch als D1- bzw. D2-Linie bezeichnet. Für die Energieverschiebung des Grundzustands ergibt sich ohne die Berücksichtigung von Hyperfeinaufspaltungen

$$U_{\text{dip}}(\mathbf{r}) = \frac{\pi c^2}{2} \left(\frac{\Gamma_{D2} (2 + q g_F m_F)}{\omega_{D2}^3 \cdot \Delta_{D2}} + \frac{\Gamma_{D1} (1 - q g_F m_F)}{\omega_{D1}^3 \cdot \Delta_{D1}} \right) I(\mathbf{r}) . \quad (3.28)$$

Der Faktor q berücksichtigt die Polarisation des Strahlungsfeldes und es gilt $q = 0, \pm 1$ für lineare bzw. positive oder negative zirkulare Polarisation. Es wird deutlich, dass zirkular polarisiertes Dipolfalllicht die Entartung der magnetischen m_F -Unterzustände aufhebt und es zu einer vom Landé-Faktor g_F abhängigen Änderung der Aufspaltung kommt. Unter der Annahme $\Delta \gg \Delta_{FS}$ kann eine entsprechend gewichtete, effektive Verstimmung eingeführt werden

$$\frac{1}{\Delta_{\text{eff}}} = \frac{1}{3} \left(\frac{2}{\Delta_{D2}} + \frac{1}{\Delta_{D1}} \right) . \quad (3.29)$$

Für perfekt linear polarisiertes Licht und mit der effektiven Verstimmung Δ_{eff} kann das Alkaliatom näherungsweise wieder als Zwei-Zustands-System angenommen werden und Gl. 3.28 geht in den Ausdruck von Gl. 3.20 über.

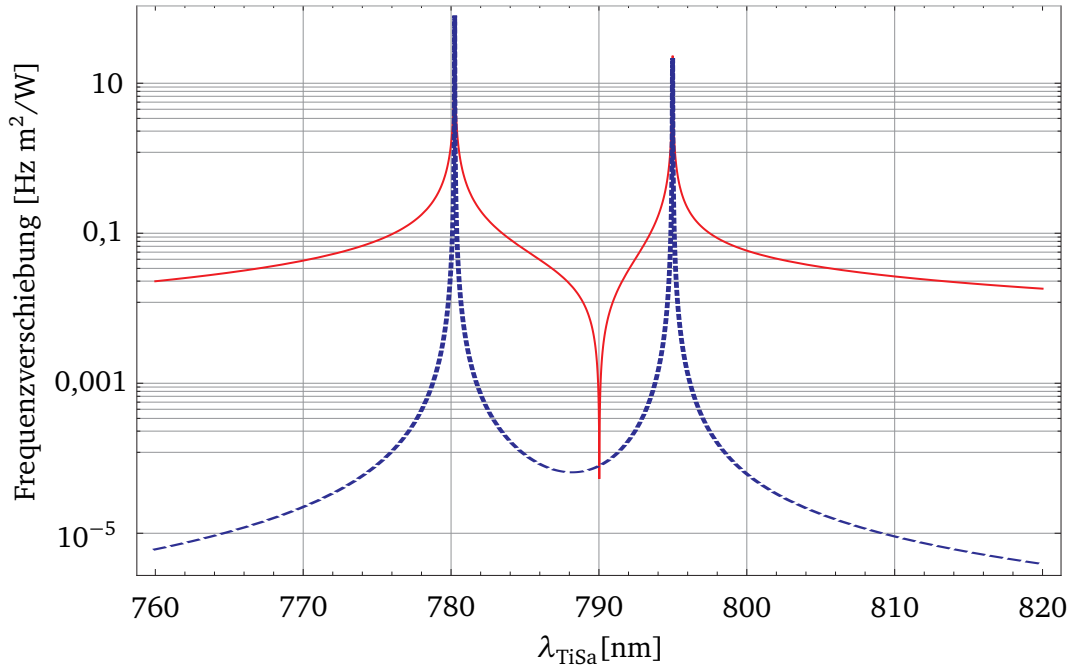


Abbildung 3.3.: Betrag der Stark-Verschiebung des $5S_{1/2}$ -Zustands von ^{85}Rb (durchgezogen) und der differentiellen Stark-Verschiebung zwischen den beiden Hyperfeinniveaus $|F = 3, m_F = 0\rangle$ und $|F = 2, m_F = 0\rangle$ (gestrichelt), jeweils berechnet aus Gl. 3.27. Die Frequenzverschiebung ist auf 1 W/m^2 normiert.

Differentieller Stark-Effekt

Alle Alkaliatome besitzen aufgrund ihrer atomaren Struktur zwei Hyperfeinzustände im Grundzustand $nS_{1/2}$. Wie aus Gl. 3.28 deutlich wird, hängt die Verschiebung des Grundzustands von der Polarisation und der Verstimmung des Dipollasers gegenüber den beiden D-Linien ab. Für linear polarisiertes Licht mit $q = 0$ verliert das Potential seine direkte Abhängigkeit von der Aufspaltung der F -, bzw. m_F -Zustände. Aufgrund der Aufspaltung Δ_{HFS} der beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands haben beide Zustände jedoch eine leicht verschiedene Gesamtverstimmung Δ_{eff} . Mit der Annahme $|\Delta_{\text{eff}}| \gg |\Delta_{\text{HFS}}|$ ergibt sich eine resultierende Differenz in der Verschiebung von

$$\hbar\delta_{\text{diff}} \approx U_{\text{dip}}(\Delta_{\text{eff}} + \Delta_{\text{HFS}}) - U_{\text{dip}}(\Delta_{\text{eff}}) = -\frac{\Delta_{\text{HFS}}}{\Delta_{\text{eff}}} U_{\text{dip}}(\Delta_{\text{eff}}). \quad (3.30)$$

Die Frequenzverschiebung δ_{diff} wird allgemein als differentieller Stark-Effekt bezeichnet. Dieser relativ kleine Unterschied in der Energieverschiebung der beiden Grundzustände ist ein nicht zu vernachlässigender Effekt, der einen großen Einfluss auf kohärente Manipulationen gefangener Atome hat, wie in Kapitel 4 beschrieben wird.

Dipolpotentiale für ^{85}Rb

Zur Berechnung des Dipolpotentials für die beiden Grundzustände von ^{85}Rb mit den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Laserfeldern genügt die Berücksichtigung der Übergänge vom $5S_{1/2}$ Grundzustand in die beiden angeregten Zustände $5P_{1/2}$ sowie $5P_{3/2}$. Ein vollständiges Termschema dieser D1- und D2-Linien mit den entsprechenden Hyperfeinaufspaltungen findet sich im Anhang A. In Abb. 3.3 ist der nach Gl. 3.27 berechnete Betrag

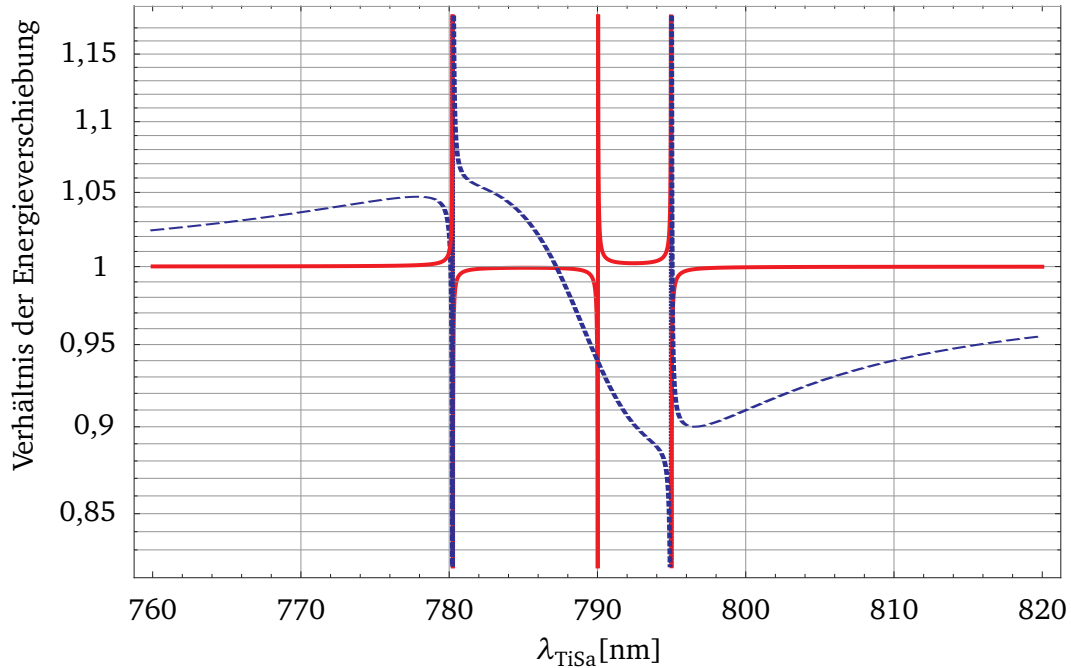


Abbildung 3.4.: Verhältnis der Energieverschiebung bei Vernachlässigung der Hyperfeinaufspaltung der einzelnen Niveaus (Gl. 3.28) gegenüber der Berücksichtigung der Aufspaltung der beteiligten Niveaus (Gl. 3.27) für den absoluten (durchgezogen) und differentiellen Stark-Effekt (gestrichelt).

der Energieverschiebung des Grundzustands in Abhängigkeit der Wellenlänge λ_{TiSa} des linear polarisierten Dipolfallenlasers für eine normierte Intensität von 1 W/m^2 dargestellt. Die beiden Übergänge bei $\lambda_{\text{D1}} = 780,24 \text{ nm}$ und $\lambda_{\text{D2}} = 794,98 \text{ nm}$ sind als Resonanzen zu erkennen. Des Weiteren gleicht sich die Verschiebung in der gewichteten Mitte der beiden Linien aufgrund der positiven Verstimmung zum einen und der negativen Verstimmung zum anderen Übergang nahezu aus. Die gestrichelte Kurve in Abb. 3.3 stellt die differentielle Stark-Verschiebung zwischen den beiden Grundzuständen $|F = 2\rangle$ und $|F = 3\rangle$ dar. Wie schon aus Gl. 3.30 erkennbar, wird vor allem für große Verstimmungen der Energieunterschied zwischen den beiden Zuständen im Vergleich zur absoluten Stark-Verschiebung klein. Bei einer typischen im Experiment verwendeten Wellenlänge des Dipolfallenlasers von $\lambda_{\text{TiSa}} = 810 \text{ nm}$ beträgt das Verhältnis des differentiellen zum absoluten Stark-Effekt $\Delta_{\text{HFS}}/\Delta_{\text{eff}} \approx 2,88 \cdot 10^{-4}$. In Abb. 3.4 wird die Abhängigkeit der Energieverschiebung des Grundzustands von der Hyperfeinaufspaltung der angeregten Zustände verdeutlicht. Dargestellt ist das Verhältnis der berechneten Frequenzverschiebungen mit und ohne Berücksichtigung der einzelnen Hyperfeinaufspaltungen der D1- und D2-Linie, jeweils nach Gl. 3.27, bzw. Gl. 3.28 berechnet. Für die absolute Verschiebung ergeben sich schon wenige nm von den beiden Resonanzen entfernt Unterschiede $< 0,1\%$ und die einzelnen Hyperfeinniveaus der angeregten Zustände können vernachlässigt werden. Nur bei der Kompensation des Potentials in der gewichteten Mitte beider Übergänge bei 790 nm kommt es zu Abweichung mit und ohne eine Berücksichtigung der Hyperfeinaufspaltung. Beim Betrachten des Verhältnisses des differentiellen Stark-Effekt aus $\hbar\delta_{\text{diff}} = \Delta E_{F=3} - \Delta E_{F=2}$ nach Gl. 3.27 und der Näherung von δ_{diff} nach Gl. 3.30 sind vergleichsweise große Unterschiede erkennbar. So ergibt sich zum Beispiel bei einer typischen Wellenlänge des Dipolfallenlasers von $\lambda_{\text{TiSa}} = 810 \text{ nm}$ eine Abweichung der

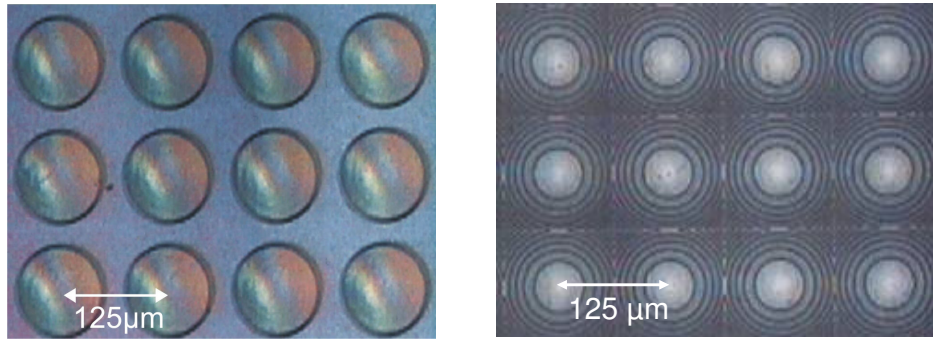


Abbildung 3.5.: Bilder eines Ausschnitts von 12 Linsen des refraktiven (links) und diffraktiven (rechts) Mikrolinsenregisters, welche zur Erzeugung von Dipolfallenregistern verwendet werden.

Näherung von 5 % gegenüber der Berechnung bei der Berücksichtigung der Aufspaltung der beiden Zustände $5P_{1/2}$ und $5P_{3/2}$. Eine genaue Bestimmung dieses differentiellen Effekts ist für die in Kapitel 5 beschriebenen Messungen zur Kompensation des differentiellen Stark-Effekts unabdingbar.

3.2 Erzeugung von Dipolfallenregistern mittels Mikrooptiken

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, erzeugt die Kopplung eines Lichtfeldes an einen atomaren Übergang eine Energieverschiebung der Niveaus. Diese Verschiebung stellt ein Potential für Atome dar und hängt von der räumlichen Intensitätsverteilung und Frequenzverstimmung des Laserlichtes ab. Die einfachste Realisierung eines als Dipolfalle bezeichneten konservativen Potentials für Atome im Grundzustand stellt ein fokussierter, gegenüber dem atomaren Übergang rotverstimmt Laserstrahl dar. Seit der ersten Realisierung solcher Atomfallen [55] sind Atome in den verschiedensten optischen Fallengeometrien gefangen worden [62]. Im Folgenden soll die Vielfachrealisierung von einzelnen Dipolfallen mittel mikrooptischer Elemente vorgestellt werden. Dazu wird das Mikrolinsenregister mit einem Laser beleuchtet und die Fokalebene, bestehend aus vielen identischen Fokussen, abgebildet und als Dipolfallenregister für Atome verwendet.

3.2.1 Mikrolinsenregister

Die zwei im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Mikrolinsenregister der Firma Rochester Photonics bestehen beide aus 50×50 einzelnen, auf einem Quarzsubstrat aufgebracht Mikrolinsen, welche in beiden Dimensionen einen Abstand von $125 \mu\text{m}$ haben. Ein Ausschnitt beider Register ist in Abb. 3.5 dargestellt. Eine Zusammenfassung der Parameter beider Mikrolinsenregister findet sich in Anhang A.

Refraktives Mikrolinsenregister

Das links gezeigte Element (ML0253) in Abb. 3.5 besteht aus refraktiven Linsen, die jeweils einen Durchmesser von $2 \cdot a_{\text{ref}} = 100 \mu\text{m}$ haben. Die Brennweite der Linsen beträgt $f_{\text{ref}} = 1000 \mu\text{m}$, woraus eine numerische Apertur von $NA \approx a_{\text{ref}}/f_{\text{ref}} = 0,05$ folgt. Die Ef-

fizienz des Registers ergibt sich hauptsächlich aus dem Füllfaktor von 50 %. Des Weiteren müssen Reflektionsverluste von zweimal 4 % an den beiden Oberflächen des Quarzsubstrats berücksichtigt werden. Die berechnete Fokusgröße der refraktiven Mikrolinsen ist

$$w_{\text{ref,ML0253}} = \frac{\sqrt{2} \cdot f_{\text{ref}} \cdot \lambda_{\text{TiSa}}}{\pi a_{\text{ref}}} \approx \frac{\sqrt{2} \cdot \lambda_{\text{TiSa}}}{\pi \cdot NA} = 7,29 \mu\text{m} \quad (3.31)$$

bei einer Wellenlänge des Dipolfallenlasers von $\lambda_{\text{TiSa}} = 810 \text{ nm}$. Der Fokusradius w_{ref} ist dabei als die Position des Intensitätsabfalls auf $1/e^2$ vom Maximalwert definiert.

Diffraktives Mikrolinsenregister

Das rechts in Abb. 3.5 abgebildete Mikrolinsenregister (ML0254) ist aus diffraktiven Mikrolinsen aufgebaut, welche die gesamte Fläche von $125 \times 125 \mu\text{m}^2$ ausfüllen. Die Brennweiten der Linsen beträgt $f_{\text{diff}} = 625 \mu\text{m}$ mit der daraus resultierenden numerischen Apertur von $NA = 0,1$. Nach Gl. 3.31 ergibt sich eine berechnete Fokustaille von $w_{\text{diff,ML0254}} = 3,6 \mu\text{m}$ mit $\lambda_{\text{TiSa}} = 810 \text{ nm}$. Aufgrund der diffraktiven Struktur des Registers werden rund 17 % des auf das Element auftreffenden Lichtes reflektiert. Des Weiteren passiert ein großer Anteil des Lichtes die Phasenflächen des Registers unbeeinflusst und nur rund 41 % des transmittierten Lichtes werden in die Fokusse gebeugt [63]. Die vergleichsweise niedrige Effizienz des diffraktiven Elements ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass die Phasenflächen laut Hersteller für eine Wellenlänge von 633 nm optimiert sind und hier in einem Bereich von $\lambda_{\text{TiSa}} = 795 - 805 \text{ nm}$ verwendet werden.

3.2.2 Intensitätsverteilung im Fokus

Zur Erzeugung von Dipolfallen wird das Mikrolinsenregister mit einem gaußschen Laserstrahl ausgeleuchtet. Die Intensitätsverteilung eines Gauß-Strahls mit der Gesamtleistung P ist in Zylinderkoordinaten gegeben durch

$$I(r, z) = I(0, z) e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}}, \quad \text{mit} \quad I(0, z) = \frac{2P}{\pi w(z)^2}. \quad (3.32)$$

Die radiale Ausdehnung des Strahls ist über

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}}, \quad \text{mit} \quad w_0 = \frac{\lambda f}{\pi w(f)} \quad (3.33)$$

gegeben. Dabei stellt $w(z)$ den Abstand r dar, bei dem $I(r, z)$ auf $1/e^2 \cdot I(0, z)$ abgefallen ist. Die Größe z_R ist die als $I(r, z_R) = 1/2 \cdot I(r, 0)$ definierte Rayleigh-Länge. Die minimale Strahltaile w_0 eines Gauß-Strahls ergibt sich aus dem Strahlradius $w(f)$ am Ort der Linse mit der Brennweite f .

In den hier beschriebenen Experimenten liegt die Größe des Dipolfallenstrahls auf dem Mikrolinsenregister im Bereich von $w_{\text{TiSa}} = 400 - 700 \mu\text{m}$. Damit kann die Krümmung der Phasenfront des Lichtes über die Fläche einer einzelnen Mikrolinse vernachlässigt werden und das Licht als ebene Welle betrachtet werden. Leuchten ebene Wellen eine perfekte Linse vollständig aus, so ist die Fokusgröße nur noch durch das daraus resultierende Beugungslimit

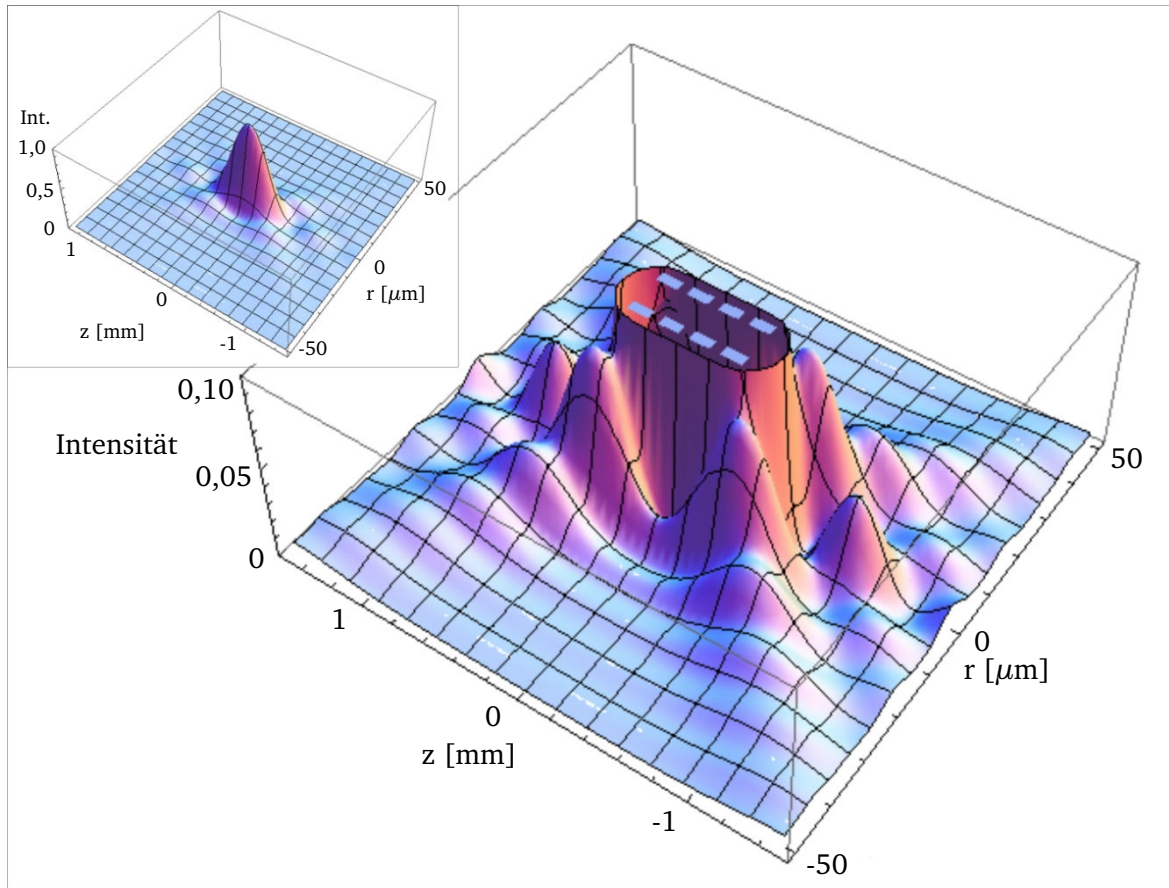


Abbildung 3.6.: Berechnete Intensitätsverteilung in axialer und radialer Strahlrichtung um den Fokus einer Mikrolinse des refraktiven Mikrolinsenregisters nach Gl. 3.34. Das Inset zeigt die auf den Maximalwert $I_0 = 1$ normierte Intensitätsverteilung. Das große Bild zeigt die gleiche Verteilung bei $I = 0,1 \times I_0$ abgeschnitten.

begrenzt. Die Intensitätsverteilung eines durch eine Mikrolinse beugungslimitierten Fokus ist gegeben durch [64]

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{2}{u(z)} \right)^2 \left[\left(\sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{u(z)}{v(r)} \right)^{1+2s} J_{1+2s}(v(r)) \right)^2 + \left(\sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{u(z)}{v(r)} \right)^{2+2s} J_{2+2s}(v(r)) \right)^2 \right] \quad (3.34)$$

mit den Besselfunktionen n-ter Ordnung $J_n(x)$. Dabei sind die Parameter $u(z)$ und $v(r)$ von dem Aperturradius a der Linse abhängig und gegeben durch

$$v(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f} \right) r, \quad \text{und} \quad u(z) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f} \right)^2 z. \quad (3.35)$$

Häufig interessieren lediglich die Profilschnitte durch die Fokusebene sowie entlang der optischen Achse. Gl. 3.34 lässt sich in diesen Fällen vereinfachen zu

$$I(r,0) = I(0,0) \left(2 \frac{J_1(v(r))}{v(r)} \right)^2 \quad \text{und} \quad I(0,z) = I(0,0) \left(\frac{\sin\left(\frac{u(z)}{4}\right)}{\frac{u(z)}{4}} \right)^2. \quad (3.36)$$

Die maximale Intensität $I(0,0)$ im Fokus ergibt sich durch Integration von Gl. 3.36 in der Fokalebene und der Gesamtleistung P zu

$$I_0 = I(0,0) = P \frac{\pi}{\lambda^2} \left(\frac{a}{f} \right)^2. \quad (3.37)$$

In Abb. 3.6 ist die nach Gl. 3.34 berechnete Intensitätsverteilung für die Parameter des refraktiven Mikrolinsenregisters dargestellt. Als Inset ist die gesamte, auf den Maximalwert $I_0 = 1$ normierte Intensitätsverteilung gezeigt. Vergrößert ist die bei $I = 0,1 \cdot I_0$ abgeschnittene Verteilung im Fokus dargestellt. Dadurch werden verschiedene, den Fokus umgebende Beugungsstrukturen sichtbar. In der Fokalebene bei $z = 0$ ergeben sich zum Beispiel in radialer Richtung die für Beugung typischen Ringe. Die maximale Intensität des ersten Beugungsringes beträgt rund 2% der maximalen Intensität im Fokus. Wie in der Abbildung zu erkennen liegen weitere Maxima höherer Intensität auf Diagonalen vor und hinter der Fokalebene. Die maximale Intensität dieser beiden außerhalb der Fokalebene liegenden Beugungsringe beträgt jeweils ca. $I = 0,085 \cdot I_0$. Sie sind damit nur um einen Faktor 11,8 schwächer als der Fokus und beim Fangen von kalten Atomen nicht mehr zu vernachlässigen, wie in Abschnitt 4.3.4 gezeigt wird.

3.3 Präparation kalter atomarer Ensembles

In diesem Abschnitt soll die Speicherung neutraler Atome in optischen Dipolfallenregistern näher erläutert werden. Dazu wird der experimentelle Aufbau erläutert und die verwendeten Techniken zur Bereitstellung und Detektion kalter Atomwolken beschrieben. Der Abschnitt schließt mit der Präparation und Charakterisierung neutraler atomarer Ensembles in Dipolfallenregistern, wie sie im Rahmen dieser Arbeit für weiterführende Experimente verwendet werden. Der hier beschriebene Aufbau ist ausführlich in [65] beschrieben.

3.3.1 Bereitstellung kalter Atome

Die mit Dipolfallen erzeugten, konservativen Potentiale für Atome sind aufgrund der schwachen Wechselwirkung des Licht-Atom-Systems vergleichsweise flach. Typische Fallentiefen liegen im Bereich einiger hundert Mikrokkelvin bis hin zu einigen Millikelvin. Um die Atome auf diese Temperaturen zu kühlen und in die Dipolfallen umzuladen wird eine magneto-optische Falle (Magneto-Optical Trap, MOT) verwendet.

Die Idee, nahresonantes Laserlicht zur Kühlung atomarer Gase zu verwenden wurde erstmal 1975 von Schawlow und Hänsch publiziert [52]. Nach einer rasanten Entwicklung in der Laserkühlung in drei Dimensionen [53] und dem ersten Fangen von Atomen [55] konnte 1987 die erst MOT realisiert werden [54]. Für Ihre bahnbrechende Arbeit auf dem Gebiet der Laserkühlung wurden S. Chu, C. Cohen-Tannoudji und W. Phillips 1997 mit dem Nobelpreis der

Physik geehrt. Magnetooptische Fallen bilden heute die Grundlage fast jeden Experiments in dem mit gekühlten, neutralen Atomen gearbeitet wird und stellen ein wichtiges Werkzeug der modernen Atomphysik dar.

Magnetooptische Falle

Das Prinzip der magnetooptischen Falle beruht auf dem geschwindigkeits- und ortsabhängigen Impulsübertrag auf Atome durch die Streuung von Photonen. Laserkühlung basiert auf der Dopplerverschiebung der atomaren Resonanz eines sich bewegenden Atoms. Atome in einem Feld zweier gegenläufiger, leicht rotverstimmter Laser absorbieren aufgrund der Dopplerverschiebung mehr Licht von dem ihrer Bewegung gegenläufigen Strahl, als vom anderen, co-propagierenden. Dadurch ist der durch die Absorption von Photonen hervorgerufene Strahlungsdruck immer entgegen der Atombewegung gerichtet. Für kleine Geschwindigkeiten v ist diese Kraft proportional zu v und verhält sich wie eine Reibkraft. Durch die Überlagerung von je zwei gegenläufigen Laserstrahlen in allen drei Raumrichtungen kann eine dreidimensionale Kühlung der Atome erreicht werden. Dieses Verfahren fängt die Atome nicht, sondern führt zu einer viskosen Dämpfung der Atombewegung und wird daher auch als optische Melasse bezeichnet. Um die Atome nicht nur im Impulsraum zu kühlen, sondern auch im Ortsraum zu fangen werden die Laserfelder mit einem magnetischen Quadrupolfeld überlagert. Im Fallenzentrum ist das B-Feld Null und steigt dann linear in radialer Richtung an. Dadurch wird die Entartung der magnetischen Unterzustände aufgehoben und es entsteht eine Aufspaltung der Niveaus proportional zu B . Werden zusätzlich die jeweils gegenläufigen Laserstrahlen entgegengesetzt zirkular polarisiert, so wirkt auf die vom Fallenzentrum wegdriftenden Atome eine zum Mittelpunkt gerichtete Kraft. Die Bewegung der Atome in der MOT kann ähnlich der Bewegung eines gedämpften harmonischen Oszillators beschrieben werden. Die minimal in einer MOT erreichbare Temperatur ist durch das Gleichgewicht aus der optischen Kühlung und dem Heizen durch die isotrope Emission von Photonen gegeben. Diese als "Doppler Limit" bezeichnete minimale Temperatur ist gegeben durch

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}. \quad (3.38)$$

Für den Kühlübergang von ^{85}Rb ist die natürliche Linienbreite $\Gamma_{D2} = 2\pi \cdot 6,07 \text{ MHz}$ und die sich daraus ergebende Dopplertemperatur beträgt $T_D = 146 \mu\text{K}$. Experimentell konnten noch deutlich kältere Temperaturen erreicht werden [66]. Die dazu führenden Mechanismen des Sub-Dopplerkühlens sollen hier nicht weiter diskutiert werden und werden beispielsweise in [67] erläutert.

Experimenteller Aufbau

Für die Präparation kalter Atomensembles mittels Laserkühlung wird ein Ultra-Hoch-Vakuum benötigt, um zerstörende Einflüsse des Hintergrundgases zu minimieren. Herzstück des experimentellen Aufbaus bildet eine evakuierte Glaszelle mit den äußeren Abmessungen von $22 \times 22 \times 50 \text{ mm}^3$ und einer Wandstärke von 2 mm. In der Zelle herrscht ein Druck im unteren 10^{-10} mbar-Bereich. Die Glaszelle ist aus technischen Gründen nur von der Außenseite mit einer Anti-Reflex-Beschichtung bedampft und auf der Innenseite unbeschichtet. Verschiedene Spulenanordnungen für die Erzeugung des für die MOT benötigten Quadrupolfeldes und zur Kompensation von magnetischen Streufeldern umgeben die Glaszelle.

Zur Laserkühlung von ^{85}Rb wird der Übergang $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 4$ getrieben.

Aufgrund der Hyperfeinaufspaltung der Zustände können angeregte Atome auch in den zweiten Grundzustand $F = 2$ zerfallen. Um diese Atome wieder zurück in den Kühlkreislauf zu pumpen, wird ein Rückpumplaser bei $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$ eingestrahlt. Das Licht des Kühl- und Rückpumplasers wird in Teilstrahlen aufgeteilt, welche sich aus allen drei Raumrichtungen kommend im Zentrum der Glaszelle kreuzen. Jeder Teilstrahl wird hinter der Glaszelle in sich selbst zurückreflektiert. Die Atome werden aus dem Hintergrundgas in die MOT geladen. Als Atomquellen im Vakuum dienen zwei Dispenser, die bei Bedarf chemisch gebundenes Rubidium ausdampfen. Des Weiteren kann die Laderate der MOT deutlich durch Desorption der an den Innenwänden der Glaszelle gebundenen Rb-Atome erhöht werden. Für diesen als LIAD (Light-induced atom desorption) bezeichneten Prozess [68] wird die Glaszelle großflächig mit Licht bei einer Wellenlänge von 395 – 405 nm ausgeleuchtet.

Lasersysteme

Die beiden für die MOT benötigten Laser müssen Licht auf der D2-Linie bei etwa 780,24 nm emittieren. Als Kühllaser wird ein Diodenlaser verwendet, der mittels eines schmalbandigen Interferenzfilters als frequenzselektives Element in einem externen Resonator stabilisiert wird [69]. Als Rückpumplaser wird ein gitterstabilisierter Diodenlaser verwendet [70]. Beide Laser sind auf einen dritten "Masterlaser" in der Frequenz stabilisiert. Dieses Stabilisierungsverfahren wird auch als Offset-Lock bezeichnet und basiert auf der elektronischen Verarbeitung von Schwebungssignalen zwischen den Lasern. Der Masterlaser ist über dopplerfreie Sättigungsspektroskopie auf einen atomaren Übergang von ^{85}Rb frequenzstabilisiert. Die wesentlichen Vorteile dieses gesamten Stabilisierungskonzepts liegen in seiner großen Flexibilität und in der einfachen und kompakten Bauweise jedes einzelnen Lasersystems, da nur noch wenige optische Komponenten benötigt werden. Mittels der Offset-Lock-Technik kann die Frequenz jedes Lasers problemlos über mehrere hundert MHz ohne nennenswerte Intensitätsfluktuationen verändert werden [71]. Insgesamt sind sechs verschiedene Laser über den Masterlaser als Frequenzreferenz stabilisiert. Das in [69] vorgestellte und in unserer Arbeitsgruppe weiterentwickelte [72, 73] Design des interferenzfilterstabilisierten Lasers hat sich dabei für die Manipulation kalter Atome aufgrund seiner Stabilität und Schmalbandigkeit als hervorragend geeignet erwiesen.

Als Dipolfallenlaser wird ein Titan-Saphir-Ringlaser (TiSa) (*Coherent 899-01*) verwendet. Der Laser besitzt einen großen, durchstimmbaren Wellenlängenbereich von $\lambda_{\text{TiSa}} = 760 - 850$ nm. Der TiSa wird bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{Verdi}} = 532$ nm gepumpt (*Coherent Verdi V18*) und hat je nach Pumpleistung eine maximale Ausgangsleistung von 1,5 W. Das Dipolfallenlicht wird über eine optische Faser auf den Experimenttisch geleitet. Über eine Regelschleife [74] mit einem AOM als Stellelement ist der Laser bei allen nachfolgenden Experimenten in der Intensität stabilisiert.

3.3.2 Abbildungsoptik und Detektion

Die beiden in Abschnitt 3.2.1 charakterisierten Mikrolinsenregister haben eine Brennweite von $f_{\text{ref}} = 1000 \mu\text{m}$ und $f_{\text{diff}} = 625 \mu\text{m}$. Um die mikrooptischen Komponenten nicht direkt im Vakuum platzieren zu müssen, erfolgt zur Realisierung der Dipolfallen eine Abbildung der Fokalebene an den Ort der Atome über eine Transferoptik (vgl. Abb. 3.7). Dadurch können die Mikrooptiken problemlos ausgetauscht werden und sind flexibel einsetzbar. Kernstück

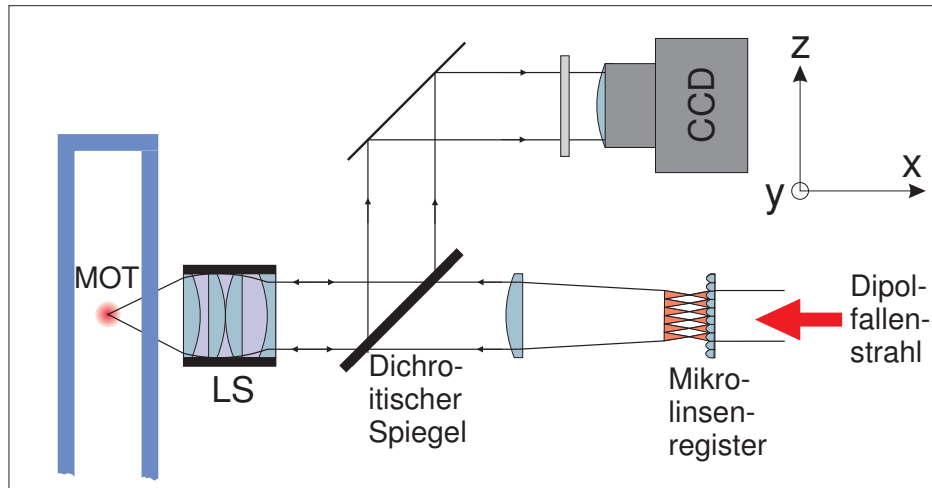


Abbildung 3.7.: Schematischer Aufbau: Ein beugungslimitiertes Linsensystem außerhalb des Vakuums wird zum Transfer der Dipolfallen in das Vakuum und zur gleichzeitigen Abbildung der Atome auf die CCD-Kamera verwendet. Die Trennung des Dipolfallen- und Fluoreszenzlichtes kann wahlweise über einen dichroitischen Spiegel oder einen Polarisationsstrahlteiler realisiert werden.

der Transferoptik bildet ein speziell angefertigtes, beugungslimitiertes Linsensystem [75], welches auch zur Abbildung der Atome verwendet wird.

Abbildung der Dipolfallen in das Vakuum

Die Fokalebene des Mikrolinsenregister wird mittels einer achromatischen Linse mit einer Brennweite von $f = 80 \text{ mm}$ ($NA \approx 0,13$) und einem Linsensystem mit einer effektiven Brennweite von $f = 35,5 \text{ mm}$ um den Faktor $35,5/80$ verkleinert auf die Atome abgebildet. Das Linsensystem ist dabei so konzipiert, dass der Arbeitsabstand eine Positionierung außerhalb des Vakuums erlaubt und dennoch eine vergleichsweise große numerische Apertur von $NA = 0,29$ erreicht wird. Das System besteht aus vier Linsen mit einem Durchmesser von je 30 mm , deren spezielle Anordnung Abbildungsfehler, wie zum Beispiel durch sphärische Aberration hervorgerufen, unterdrückt. Bei der Abbildung über das Linsensystem müssen jedoch wellenlängenabhängige Effekte wie chromatische Aberration beachtet werden (vgl. Kapitel 5). Mit dem beugungslimitierten System lässt sich nach Gl. 3.31 ein minimaler Strahlradius von $w_0 = 1,26 \mu\text{m}$ erzeugen. Der Strahlradius der einzelnen Dipolfallen ist eine wichtige Größe zur Bestimmung der Potentialtiefe. Die über die Transferoptik verkleinert abgebildeten Radien der Fokusse des refraktiven Mikrolinsenregisters konnten mittels verschiedener Messungen zu einem Wert von

$$w_{\text{ref}} = 3,6 \pm 0,1 \mu\text{m} \quad (3.39)$$

bestimmt werden [65]. Damit weicht der gemessene Strahlradius vom berechneten Wert von $w_{\text{ref, calc}} = 35,5/80 \cdot 7,29 \mu\text{m} = 3,24 \mu\text{m}$ um rund 11% ab. Die beobachteten Abweichung kommen vermutlich dadurch zustande, dass die Parameter des Mikrolinsenregisters vom Hersteller für eine Wellenlänge von 633 nm spezifiziert sind und hier bei einer Wellenlänge von 800 nm vermessen wurden. Eine entsprechende Beschreibung des diffraktiven Mikrolinsenregisters findet sich in Anhang A.

Fluoreszenzdetektion

Um die präparierten Atome als freie Atomwolke oder als kleinere Ensembles im Dipolfallenregister abbilden zu können, wird Fluoreszenzdetektion verwendet. Dazu wird die Atomverteilung mit resonantem Licht der Kühl- und Rückpumplaser aus den MOT-Strahlen beleuchtet. Mit einer Transferoptik wird das von den Atomen gestreute Licht auf eine CCD-Kamera abgebildet. Da die Atome das absorbierte Licht isotrop in den Raum abstrahlen, muss für eine effiziente Detektion ein möglichst großer Raumwinkel

$$\Omega_{\text{det}} = \frac{\pi R^2}{4\pi f^2} \quad (3.40)$$

abgedeckt werden. Hierbei ist R der Radius der abbildenden Optik und f die Brennweite. Als Detektionslinse wird ebenfalls das beugungslimitierte Linsensystem verwendet. Aufgrund seiner optimierten Eigenschaften ist es für die Fluoreszenzdetektion hervorragend geeignet und deckt einen Raumwinkel von $\Omega_{\text{det}}/(4\pi) = 2,2\%$ ab. Da das beugungslimitierte Linsensystem auch das Mikrolinsenregister in das Vakuum abbildet, wird das Detektionslicht je nach Anwendung mit einem Polarisationsstrahlteiler (PBS) oder einem dichroitischen Spiegel vom Dipolfallenlicht getrennt. Ein Kameraobjektiv ($f = 75\text{ mm}$) bildet die Atome mit dem Faktor $75/35,5$ vergrößert auf eine CCD-Kamera ab. Als Kamera wird eine Andor iXon Dv887BV verwendet, welche für die Detektion weniger Photonen optimiert ist. Sie zeichnet sich vor allem durch eine hohe Quanteneffizienz von ca. $QE=70\%$ und eine sehr hohe und rauscharme elektronische Verstärkung mit einem EMCCD-Chip aus [76].

3.3.3 Kalte Atome in Dipolfallenregistern

Die Präparation einer kalten Rubidiumwolke und das Laden der Atome in das eingestrahlte Dipolfallenregister stellt die Grundlage aller im Folgenden beschriebenen Experimente dar. In diesem Abschnitt wird der experimentelle Ablauf zur Speicherung atomarer Ensembles in Dipolfallenregistern erläutert und grundlegende Eigenschaften des Systems charakterisiert.

Experimenteller Ablauf

Jeder experimentelle Zyklus beginnt mit dem Laden der MOT für ca. $1 - 4\text{ s}$. Der Kühllaser ist dabei rund $12 - 15\text{ MHz}$ ($2 - 2,5\Gamma_{D2}$) rotverstimmt gegenüber dem Kühlübergang und der angelegte Magnetfeldgradient des Quadrupolfeldes beträgt 20 G/cm . In der MOT werden etwa $10^5 - 10^6$ Atome auf eine Temperatur von ca. $150 - 200\ \mu\text{K}$ gekühlt. In einer kurzen Dunkelphase von $700 - 1000\ \mu\text{s}$, in der das Laserlicht und das Magnetfeld ausgeschaltet sind, expandiert die Atomwolke entsprechend ihrer Temperatur. Anschließend wird der Dipolfallenlaser eingestrahlt und die Atome mittels Sub-Dopplerkühlung auf eine Temperatur von ca. $5\ \mu\text{K}$ gekühlt. Für die Sub-Dopplerkühlung wird die Verstimmung des Kühllasers auf 50 MHz erhöht und die Intensität auf etwa $1/10$ der MOT-Intensität reduziert. In dieser optischen Melasse werden die Atome innerhalb von $(10 - 20)\text{ ms}$ in das Dipolfallenregister geladen. Durch die kurze freie Expansion der Atomwolke vor dem Melassekühlen wird ein gleichmäßigeres und großflächigeres Laden des Dipolfallenregisters erreicht. Nach einer Haltezeit von mindestens 30 ms , in der die restlichen freien Atome den Detektionsbereich verlassen, wird die Atomverteilung mittels Fluoreszenzdetektion aufgenommen. Die Belichtungszeit beträgt hierfür meist $t_{\text{det}} = 1\text{ ms}$. Die Belichtung der Zeitdauer t_{det} zerstört dabei die Anordnung der Atomensembles in den Dipolfallen und der Experimentzyklus beginnt von

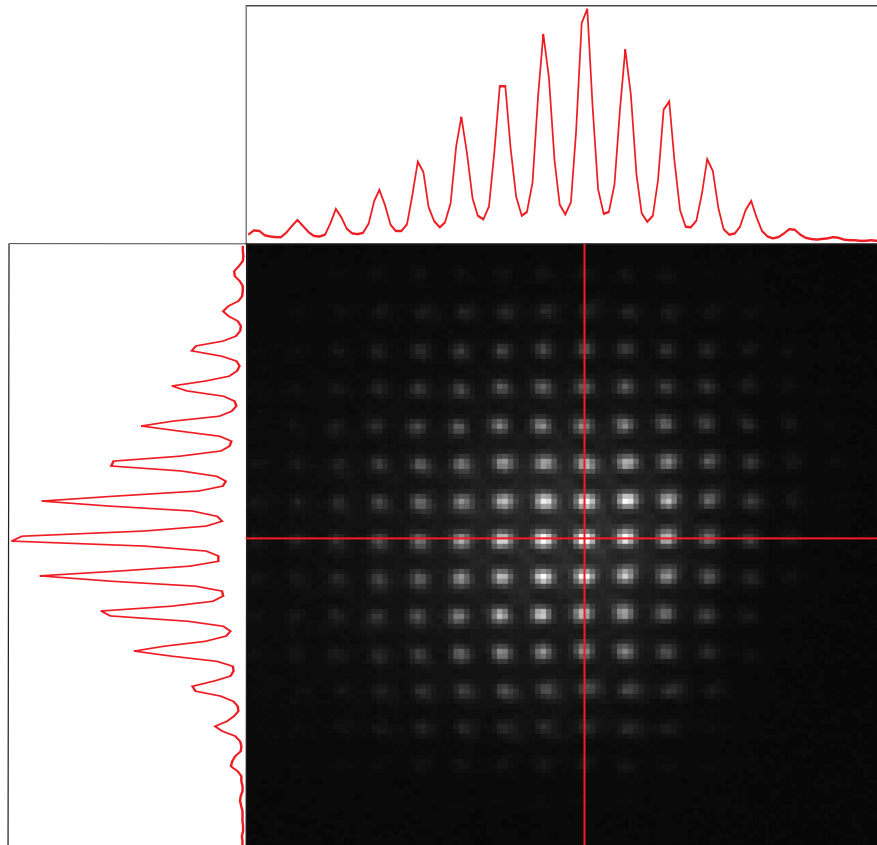


Abbildung 3.8.: Fluoreszenzaufnahme von atomaren Ensembles im Dipolfallenregister in einem Ausschnitt von $900 \times 900 \mu\text{m}^2$ (10 mal gemittelt), oben und links sind jeweils zwei Profilschnitte dargestellt

vorne.

Der Ablauf des Experiments wird mithilfe einer analogen und einer digitalen Ausgangskarte und dem Softwarepaket "LabView" gesteuert. Das Auslesen der Kamerabilder bzw. das Aufnehmen der Daten wird mittels eines zweiten Computers mit dem Softwarepaket "Igor Pro" realisiert.

Atome im Dipolfallenregister

In Abbildung 3.8 ist eine Fluoreszenzaufnahme eines typischen mit Atomen geladenen Dipolfallenregisters gezeigt. Rund 120 einzeln gefangene, atomare Ensembles sind deutlich aufgelöst in einem Bereich von ca. $600 \times 600 \mu\text{m}^2$ sichtbar. Anhand der Profilschnitte ist die zum aufgenommenen Signal proportionale Atomverteilung erkennbar. Die Verteilung ergibt sich aus der Anzahl der vom Dipolfallenlaser ausgeleuchteten Mikrolinsen sowie der Größe der Atomverteilung in der optischen Melasse. Der Abstand der Fallen beträgt $55 \mu\text{m}$. Die Größe der abgebildeten einzelnen Atomverteilungen gibt nicht die Größe der Verteilung der Atome in den Fallen wieder. Aufgrund der Abbildung entspricht ein Kamerapixel ca. $7,6 \mu\text{m}$ am Ort der Atome. Diese Größe stellt etwa die Ausdehnung einer Mikrofalle dar. Die Atome verlassen jedoch während des Belichtungsprozesses bereits die Falle, wodurch eine Vergrößerung der Wolke entsteht. Des Weiteren führen Linsenfehler, bzw. Verzerrungen durch optische Komponenten zu Limitierungen in der Abbildung. Als Fehlerquelle konnte vor

allem der teilweise in der Abbildung verwendete dichroitische Spiegel identifiziert werden, der in Reflektion die Wellenfront leicht verzerrt.

3.4 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurden die Grundlagen und der experimentelle Aufbau zum Fangen von kalten Atomen in einem Dipolfallenregister beschrieben.

Nach einer theoretischen Einführung des Dipolpotentials über das quantenmechanische "Dressed State"-Modell am Beispiel des Zwei-Zustands-Systems wurde das Modell auf reale Atome mit komplexen elektronischen Strukturen übertragen. Die Energieverschiebung des Grundzustands von ^{85}Rb hängt dabei hauptsächlich, wie bei allen Alkaliatomen, von der Kopplung des eingestrahlten Lichtfeldes an die beiden mit D1- und D2-Linien bezeichneten Übergänge ab.

Zur Realisierung eines Dipolfallenregisters werden Mikrolinsenregister eingeführt, welche zur simultanen Vielfachrealisierung identischer Einzelfallen dienen. Mikrooptische Komponenten zeichnen sich durch eine enorme Flexibilität in der Konzeption verschiedenster Potentialformen sowie eine sehr gute Integrierbarkeit in atomoptische Experimente aus. Für die Erzeugung des Dipolfallenregisters werden die Mikrolinsenregister mit einem Titan-Saphire-Laser ausgeleuchtet. Die Potentiale der Dipolfallen lassen sich gut mittels Beugung ebener Wellen an mikrooptischen Strukturen beschreiben.

Für die Experimente mit atomaren Ensembles in einem Dipolfallenregister werden die Atome in einer evakuierten Glaszelle mithilfe von Laserkühlung in einer magnetooptischen Falle präpariert. Die Abbildung der Dipolfallen in das Vakuum und die Detektion der Atome erfolgt über ein beugungslimitiertes Linsensystem außerhalb des Vakuums.

Mit dem Dipolfallenregister können weit mehr als 100 Fallen mit Atomen besetzt werden. Die einzelnen Atomensembles sind dabei rund $55\ \mu\text{m}$ voneinander entfernt und problemlos einzeln detektierbar. Jede Falle hat einen Strahldurchmesser von $2 \cdot w_{\text{ref}} \approx 7,2\ \mu\text{m}$ und eine axiale Ausdehnung von $2 \cdot z_R \approx 122\ \mu\text{m}$. Die Atomzahl in den Fallen variiert dabei von einigen hundert Atomen im Zentrum des Registers bis hin zu einzelnen Atomen pro Falle wie in Kapitel 7 präsentiert.

Das hier eingeführte System soll als Grundlage zur Realisierung eines auf neutralen Atomen basierenden Quantenprozessors dienen. Dabei werden die Qubits durch einzelne Atome in jeder Dipolfalle repräsentiert. Eine wesentliche Anforderung auf dem Gebiet der experimentellen Quanteninformation stellt die Skalierbarkeit der jeweiligen Quantensysteme dar [77]. Mit dem hier vorgestellten Dipolfallenregister können problemlos deutlich mehr Qubits als bisher gezeigt, gespeichert werden. Durch die Verwendung von bereits existierenden Mikrooptiken mit einem geringeren Abstand der Mikrolinsen [63] und einer leicht abgeänderten Abbildungsoptik können Fallenabstände von $10\ \mu\text{m}$ und weniger realisiert werden, ohne die Eigenschaften der Fallen grundlegend zu verändern. Damit würde sich die Anzahl der speicherbaren Qubits problemlos auf über 10000 erhöhen lassen.



4 Kohärente Dynamik neutraler Atome

Die Definierbarkeit von Quanten-Bits (Qubits) ist eine der grundlegendsten Forderungen bei der Suche nach einem als Quantencomputer geeigneten System [10]. Ein möglicher Quantencomputer basiert auf der kohärenten Manipulation dieser Qubits, deren Information in der Phase kodiert ist. Kopplungen des Quantensystems an die Umgebung führen meist zu einem Informationsverlust und spiegelt sich als Dekohärenz wieder.

Neutrale Atome in Dipolfallen haben sehr geringe Wechselwirkungen mit der Umgebung und stellen damit ein gut isoliertes Quantensystem mit langen Kohärenzzeiten dar. Hierbei bieten sich vor allem die Hyperfeinniveaus des Grundzustands der Alkaliatome als Qubits an. Die Hyperfeinniveaus sind sehr langlebig und induzierte Übergänge zwischen beiden Zuständen haben eine extrem schmale natürliche Linienbreite. Dies ermöglicht eine deterministische Entwicklung der relativen Phasen beider Niveaus zueinander, ohne Störungen durch spontane Prozesse während der Kopplung.

Die Eigenschaften der betrachteten Hyperfeinniveaus spielen auch auf anderen Gebieten wie der Atominterferometrie und der Metrologie eine große Rolle. Verschiedene technische Verfahren erlauben eine hochauflösende spektroskopische Bestimmung der Übergangsfrequenz zwischen den beiden Niveaus. Nicht zuletzt basiert die Definition der Basiseinheit Sekunde auf der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands von Cäsium.

Dieses Kapitel gibt eine grundlegende Einführung in die kohärente Manipulation der beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands von ^{85}Rb . Die beiden auch als Qubit-Zustände bezeichneten Niveaus $|0\rangle = |g\rangle = |F = 2, m_F = 0\rangle$ und $|1\rangle = |e\rangle = |F = 3, m_F = 0\rangle$ werden über einen Zwei-Photonen-Prozess kohärent miteinander gekoppelt, wie in Abb. 4.1 (links) schematisch dargestellt. Über die Kopplung lassen sich beliebige Superpositionen zwischen den beiden Qubit-Zuständen erzeugen und Ein-Qubit-Operationen durchführen. Nach einer theoretischen Beschreibung der optischen Kopplung wird das Prinzip der Manipulation der Zustände anhand von freien Atomen demonstriert. Mit Hilfe spektroskopischer Verfahren kann der Ein-

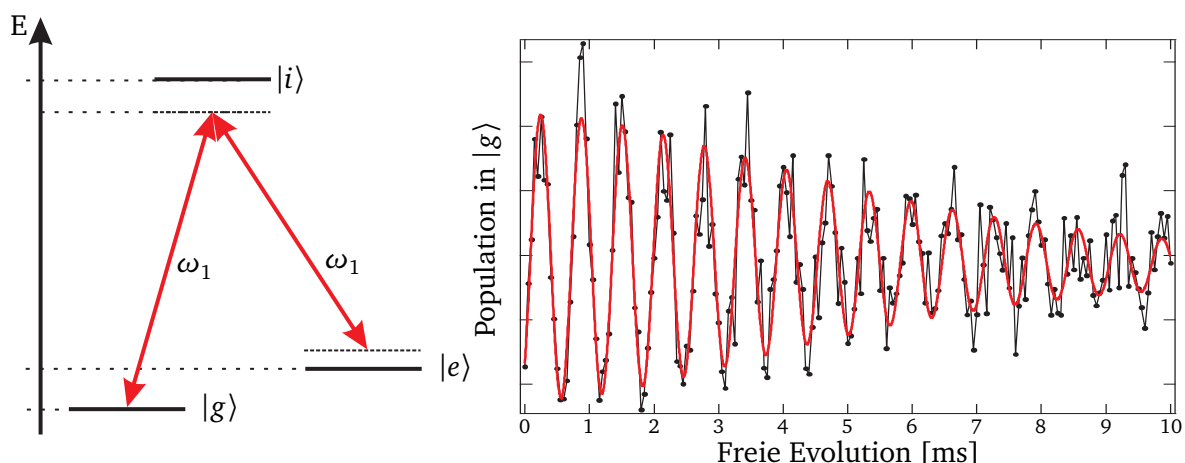


Abbildung 4.1.: Links: Schematische Darstellung einer kohärenten Kopplung der zwei Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ über einen Zwei-Photonen-Prozess. Rechts: Kohärente Entwicklung eines atomaren Ensembles bei einem Ramsey-Experiment.

fluss von Dipolfallen auf die Hyperfeinaufspaltung der in den Fallen gespeicherten Atome untersucht werden. Hierzu wird zunächst Raman-Spektroskopie angewendet und anschließend die hochauflösende Ramsey-Spektroskopie eingeführt. Mittels Ramsey-Experimenten kann die kohärente Phasenevolution eines atomaren Ensembles bestimmt werden. Die Aufnahme typischer Ramsey-Oszillationen ist in Abb. 4.1 (rechts) gezeigt. Eine Analyse der Oszillationen gibt dabei Auskunft über die Stärke und Form des eingestrahlten Dipolpotentials. Durch eine simultane Durchführung von Ramsey-Spektroskopie an den Fallen des Dipolfallenregisters gelingt zum Abschluss des Kapitels eine genaue Bestimmung der Intensitätsverteilung des Dipollichtes.

4.1 Stimulierter Raman-Prozess

Die kohärente Kopplung der beiden Hyperfeinniveaus $|F = 2, m_F = 0\rangle$ und $|F = 3, m_F = 0\rangle$ des $5^2S_{1/2}$ -Grundzustands von ^{85}Rb kann durch das direkte Einstrahlen der Übergangsfrequenz der beiden Niveaus von $\Delta_{\text{HFS}} = 3,035 \text{ GHz}$ mit einer Mikrowelle oder einem Zwei-Photonen-Prozess realisiert werden. Der im Folgenden erläuterte, auch als stimulierter Raman-Prozess bezeichnete, Zwei-Photonen-Übergang verknüpft die Zustände über zwei phasenstabile Laserfelder, deren Differenzfrequenz der Hyperfeinaufspaltung entspricht [78]. Die optische Kopplung der Niveaus bietet gegenüber dem Einstrahlen von Mikrowellen den Vorteil, dass aufgrund der viel geringeren Beugungslimitierungen einzelne Qubits räumlich getrennt voneinander adressierbar sind (vgl. Kapitel 6).

Im ersten Teil wird der Zwei-Photonen-Prozess erläutert und die Kopplung auf ein effektives Zwei-Niveau-System reduziert. Im zweiten Teil des Abschnitts werden die optischen Bloch-Gleichungen eingeführt und verschiedene kohärente Manipulationen im Bloch-Bild beschrieben.

4.1.1 Reduktion auf ein effektives Zwei-Niveau-System

Zur Beschreibung des Zwei-Photonen-Raman-Prozesses ist in Abb. 4.2 ein vereinfachtes Drei-Niveau-Termschema von ^{85}Rb dargestellt. Die beiden Laserfelder mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 koppeln die beiden Hyperfeinniveaus, im Folgenden als $|g\rangle$ und $|e\rangle$ bezeichnet, an ein intermediäres Niveau $|i\rangle$. Nach Gl. 3.11 gilt für die Kopplung der beiden jeweiligen Grundzustände an das intermediäre Niveau

$$\Omega_g = -\frac{\langle g|\mathbf{d}\cdot\mathbf{E}|i\rangle}{\hbar} \quad \text{und} \quad \Omega_e = -\frac{\langle e|\mathbf{d}\cdot\mathbf{E}|i\rangle}{\hbar} . \quad (4.1)$$

Hierbei beinhaltet der Operator \mathbf{E} beide Laserfelder mit

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 \cos(\omega_1 t + \Phi_1) + \mathbf{E}_2 \cos(\omega_2 t + \Phi_2) . \quad (4.2)$$

Mit der Annahme, dass die Ein-Photonen-Verstimmungen $\Delta_{1g} = \omega_{gi} - \omega_1$ und $\Delta_{2e} = \omega_{ei} - \omega_2$ hinreichend groß sind

$$\Delta_{1g} = \Delta_{2e} + \delta_{\text{eff}} = \Delta_i \gg \Omega_g, \Omega_e , \quad (4.3)$$

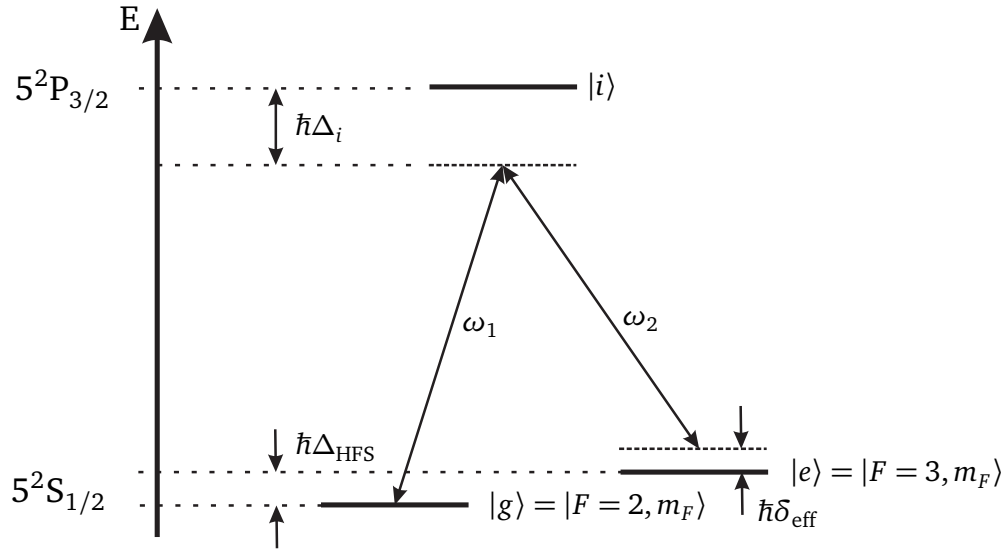


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung des Drei-Niveau-Systems. Die beiden Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ werden über ein intermediäres Niveau $|i\rangle$ gekoppelt.

kann eine Besetzung des Zustands $|i\rangle$ vernachlässigt werden. Hierbei stellt δ_{eff} die Differenz der beiden Laserfrequenzen gegenüber der effektiven Aufspaltung von $|g\rangle$ und $|e\rangle$ mit $\delta_{\text{eff}} = |\omega_1 - \omega_2| - \Delta_{\text{HFS}}$ dar. Unter der Bedingung 4.3 kann das intermediäre Niveau $|i\rangle$ adiabatisch eliminiert werden [79] und eine Reduzierung des Drei-Niveau-Systems auf ein effektives Zwei-Niveau-System ist möglich [80].

Mit dieser Näherung ergibt sich ein Satz neuer Gleichungen, welcher mit der Beschreibung der Wechselwirkung eines Strahlungsfeldes mit einem Zwei-Niveau-System (vgl. Abschnitt 3.1.1) behandelt werden kann. Für die Kopplung der beiden Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ gilt jetzt die effektive Rabi-Frequenz

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_e^* \Omega_g}{2\Delta_i} e^{i\Phi_{12}} \quad (4.4)$$

mit den beiden aus Gl. 4.1 stammenden Ein-Photonen-Rabi-Frequenzen Ω_g und Ω_e . Mit $\Phi_{12} = \Phi_1 - \Phi_2$ ist die Differenz der beiden Phasen der Laserfelder bezeichnet. Wie aus Abschnitt 3.1.1 ersichtlich, führen die Kopplungen von $|g\rangle$ und $|e\rangle$ an $|i\rangle$ zu einer Energierschiebung durch den AC-Stark-Effekt

$$\Omega_g^{\text{AC}} = \frac{|\Omega_g|^2}{4\Delta_i} \quad \text{und} \quad \Omega_e^{\text{AC}} = \frac{|\Omega_e|^2}{4\Delta_i}. \quad (4.5)$$

Der effektive Niveaubestand ergibt sich aus der Differenz beider Verschiebungen mit $\delta_{\text{RL}}^{\text{AC}} = \Omega_e^{\text{AC}} - \Omega_g^{\text{AC}}$. Für die verallgemeinerte Rabi-Frequenz gilt damit

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + (\delta_{\text{eff}} - \delta_{\text{RL}}^{\text{AC}})^2}. \quad (4.6)$$

Durch die differentielle Stark-Verschiebung $\delta_{\text{RL}}^{\text{AC}}$ lautet die Bedingung für resonante Pulse

$$\delta_{\text{eff}} - \delta_{\text{RL}}^{\text{AC}} = 0. \quad (4.7)$$

Mit der verallgemeinerten Rabi-Frequenz Ω_R lässt sich die zeitliche Entwicklung der Zustände beschreiben. Unter der Annahme einer Präparation aller Atome im Zustand $|g\rangle$ zum Zeitpunkt $t = 0$ ergibt sich für die Anregungswahrscheinlichkeit des oberen Zustandes

$$P_e(t) = \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R}{2} \cdot t\right). \quad (4.8)$$

4.1.2 Optische Bloch-Gleichungen

Für die kontrollierte kohärente Manipulation des effektiven Zwei-Zustands-Systems ist ein Verständnis der zeitlichen Entwicklung des Systems unabdingbar. Dazu wird im Folgenden das Bloch-Vektormodell eingeführt, welches die dynamische Entwicklung der Zustände anschaulich als Einheitsvektor auf der Bloch-Kugel beschreibt. Die Bloch-Gleichungen wurden ursprünglich von F. Bloch zur Beschreibung der Kernspinresonanz entwickelt [81]. Das eingeführte Modell lässt sich direkt auf die hier behandelte Wechselwirkung eines Strahlungsfeldes mit einem Zwei-Zustands-System übertragen.

Im Folgenden sollen einige Begriffe erläutert werden; eine ausführliche Herleitung findet sich zum Beispiel in [82]. Ausgehend von der Reduzierung des stimulierten Raman-Prozesses auf ein effektives Zwei-Niveau-System lässt sich das System wie in Abschnitt 3.1.1 beschreiben. Die zeitliche Entwicklung der Koeffizienten c_g und c_e nach der Schrödinger-Gleichung kann mit der Einführung des Vektors

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_e^* c_g + c_e c_g^* \\ -i(c_e^* c_g - c_e c_g^*) \\ |c_e|^2 - |c_g|^2 \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

zusammengefasst werden. Mit diesem so genannten Bloch-Vektor ergeben sich für die drei Komponenten die Bewegungsgleichungen

$$\dot{u} = \delta_{\text{eff}} \cdot v \quad (4.10a)$$

$$\dot{v} = -\delta_{\text{eff}} \cdot u + \Omega_{\text{eff}} \cdot w \quad (4.10b)$$

$$\dot{w} = -\Omega_{\text{eff}} \cdot v. \quad (4.10c)$$

Diese lassen sich elegant in einer Gleichung darstellen

$$\frac{d\mathbf{R}}{dt} = -\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{R}, \quad \text{mit} \quad \boldsymbol{\Omega} = (\Omega_{\text{eff}}, 0, \delta_{\text{eff}}). \quad (4.11)$$

Diese Gleichung wird auch als optische Bloch-Gleichung bezeichnet. Dabei stellt die Komponente w die Inversion dar, welche die Differenz zwischen den Aufenthaltswahrscheinlichkeiten des Atoms im Zustand $|g\rangle$ und $|e\rangle$ beschreibt. Wie aus Gl. 4.10c deutlich wird, kann v als eine absorptive Komponente des Dipolmoments interpretiert werden, welche an das Feld koppelt und die Inversion w verändert. Dementsprechend ist die Komponente u als ein dispersiver Anteil zu betrachten.

Für die drei Komponenten des Bloch-Vektors gilt

$$u^2(t) + v^2(t) + w^2(t) = 1. \quad (4.12)$$

Damit kann die Evolution des Zwei-Zustands-Systems durch die Kopplung an ein Strahlungsfeld als ein Vektor auf der Einheitskugel (Bloch-Kugel) beschrieben werden. Der Vektor $\boldsymbol{\Omega}$ stellt nach Gl. 4.11 eine Rotationsachse dar, um die der Bloch-Vektor \mathbf{R} präzediert.

Resonante Pulse

Betrachtet man ein Atom, das sich zum Zeitpunkt $t = 0$ im Grundzustand mit dem Bloch-Vektor $\mathbf{R}(t = 0) = (0, 0, -1)$ befindet, so folgt nach Gl. 4.8 für die Entwicklung der Inversion w bei einer Kopplung an ein Lichtfeld

$$w(t, \delta_{\text{eff}}) = -1 + 2 \cdot P_e(t) = -1 + \frac{2\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right). \quad (4.13)$$

Hierbei stellt Ω_R die verallgemeinerte Rabi-Frequenz aus Gl. 4.6 dar. Für eine resonante Anregung muss $\delta_{\text{eff}} - \delta_{\text{RL}}^{\text{AC}} = 0 \rightarrow \Omega_R^2 = \Omega_{\text{eff}}^2$ gelten und ein vollständiger Populationstransfer kann erreicht werden. Wie aus Gl. 4.11 deutlich wird, entspricht ein resonanter Puls im Bild der Bloch-Kugel einer Rotation um die u-Achse. Allgemein gilt für Rotationen um die u-Achse auf der Bloch-Kugel

$$\mathbf{R}(t) = \Theta(t) \cdot \mathbf{R}(0), \quad (4.14)$$

wobei $\Theta(t)$ die zeitabhängige Drehmatrix darstellt

$$\Theta(t) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta(t)) & \sin(\theta(t)) \\ 0 & -\sin(\theta(t)) & \cos(\theta(t)) \end{pmatrix}. \quad (4.15)$$

Der Winkel $\theta(t)$ beschreibt hierbei die Pulsfläche des eingestrahlten Lichtfeldes

$$\theta(t) = \int_0^t \Omega_{\text{eff}}(t') dt'. \quad (4.16)$$

Das Applizieren resonanter Pulse spielt eine besondere Rolle, da sich damit beliebige Ein-Qubit-Operationen realisieren lassen. Betrachtet man die zeitliche Entwicklung eines Zustandes $|\Psi\rangle$ in der ungestörten Energie-Eigenbasis, aufgespannt durch $|g\rangle$ und $|e\rangle$, so kann die resonante Kopplung als unitäre Transformation ausgedrückt werden

$$|\Psi(t)\rangle = U_\theta \cdot |\Psi(0)\rangle. \quad (4.17)$$

In der Basis $\{|g\rangle, |e\rangle\}$ ergibt sich für U_θ die Darstellung

$$U_\theta = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & -i \sin(\theta/2) \\ -i \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix}. \quad (4.18)$$

Durch das Variieren der Pulsdauer lässt sich die Entwicklung der Zustände gezielt steuern. Im Folgenden sollen zwei, im Rahmen dieser Arbeit mehrfach verwendete, spezielle Pulse näher erläutert werden.

$\pi/2$ -Puls: Wird die Pulsfläche zu $\theta(t) = \pi/2$ gewählt, so reduziert sich die Drehmatrix zu

$$\Theta(t_{\pi/2}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.19)$$

und bewirkt eine Vertauschung der v - und w -Komponente des Bloch-Vektors. Durch einen $\pi/2$ -Puls werden die beiden Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ in eine kohärente Superposition überführt

$$|g\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|g\rangle - i|e\rangle) \quad (4.20)$$

$$|e\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} (|e\rangle - i|g\rangle) . \quad (4.21)$$

π -Puls: Für den Fall $\theta(t) = \pi$ ergibt sich für die Drehmatrix

$$\Theta(t_\pi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} . \quad (4.22)$$

Dies entspricht einer Spiegelung an der u -Achse und kehrt die Besetzungsinversion vollständig um. Die Wirkung eines π -Pulses auf die beiden Zustände ergibt sich zu

$$|g\rangle \rightarrow -i|e\rangle \quad (4.23)$$

$$|e\rangle \rightarrow -i|g\rangle . \quad (4.24)$$

Hierbei wird die quantenmechanische Ähnlichkeit des Systems zum Spin-1/2-System deutlich. Eine vollständige Rotation um 2π überführt den Zustand $|\Psi\rangle$ nicht in sich selbst, sondern in $-|\Psi\rangle$.

Freie Präzession

Ohne die Kopplung an ein treibendes Feld ($\mathbf{\Omega} = (0, 0, \delta_{\text{eff}})$) entspricht die Entwicklung des Zustands einer Rotation um die w -Achse mit der Rotationsfrequenz δ_{eff} . Damit ändert sich die Besetzungsinversion während der freien Evolution nicht. Die Drehmatrix ergibt sich zu

$$\Phi_{\text{frei}}(t) = \begin{pmatrix} \cos(\phi(t)) & \sin(\phi(t)) & 0 \\ -\sin(\phi(t)) & \cos(\phi(t)) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} , \quad (4.25)$$

mit dem durch die akkumulierte Phase bestimmten Drehwinkel

$$\phi(t) = \int_0^t \delta_{\text{eff}}(t') dt' . \quad (4.26)$$

Wie später genauer erläutert, variiert $\delta_{\text{eff}}(t)$ meist räumlich und hängt direkt vom differentiellen Stark-Effekt ab, welcher durch die Dipolfalle hervorgerufen wird (vgl. Abschnitt 3.1.2). Die freie Präzession führt zu einer Multiplikation der Zustände mit einem Phasenfaktor

$$|g\rangle \rightarrow e^{i\phi(t)/2} |g\rangle \quad (4.27)$$

$$|e\rangle \rightarrow e^{-i\phi(t)/2} |e\rangle . \quad (4.28)$$

Die Beschreibung der zeitlichen Entwicklung des atomaren Zwei-Zustands-Systems mit dem Bloch-Vektormodell erlaubt die Unterteilung verschiedener, kohärenter Manipulationen in einzelne Sequenzen. So kann zum Beispiel die in Abschnitt 4.3 angewandte Ramsey-Technik über ein Produkt der Matrizen $\Theta(t)$ und $\Phi(t)$ als

$$\mathbf{R}(t) = \Theta(t_{\pi/2}) \cdot \Phi_{\text{frei}}(t) \cdot \Theta(t_{\pi/2}) \cdot \mathbf{R}(0). \quad (4.29)$$

dargestellt werden.

4.1.3 Klassifizierung von Dephasierungs- und Dekohärenzeffekten

Bisher wurde ausschließlich eine ideale Kopplung zwischen den beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands betrachtet und im Bloch-Vektorbild beschrieben. Kohärente Manipulationen erzeugen dabei Superpositions-Zustände und die zeitliche Phasenentwicklung des Systems lässt sich anhand der Bloch-Gleichungen beschreiben.

In realen Experimenten kommt es aber zu den verschiedensten Störeffekten des idealen Systems aufgrund der immer gegebenen Wechselwirkung mit der Umgebung. Hierzu können Fluktuationen der resultierenden Magnet- und Lichtfelder zählen, aber auch spontane Übergänge zwischen den Niveaus eine Rolle spielen. Des Weiteren wird in fast allen Experimenten der Mittelwert eines atomaren Ensembles betrachtet, bzw. das zeitliche Mittel vieler Einzelmessungen analysiert und anhand eines Bloch-Vektors beschrieben. Alle diese Effekte führen zu einem Verlust von Phaseninformation, was sich in einem Dephasieren des Systems manifestiert.

Im Allgemeinen wird zwischen inhomogener und homogener Dephasierung unterschieden. Homogene Effekte wirken dabei auf alle Atome gleich und inhomogene Effekte treten auf, wenn bei der Betrachtung eines Ensembles die Atome mit individuellen, leicht verschiedenen Bloch-Vektoren beschrieben werden können. Unter Einbeziehung von phänomenologisch eingeführten Dämpfungstermen lassen sich die optischen Bloch-Gleichungen zu

$$\dot{u} = \delta_{\text{eff}} v - \frac{u}{T_2'} \quad (4.30a)$$

$$\dot{v} = -\delta_{\text{eff}} u + \Omega_{\text{eff}} w - \frac{v}{T_2} \quad (4.30b)$$

$$\dot{w} = -\Omega_{\text{eff}} v - \frac{w - w_{\text{st}}}{T_1} \quad (4.30c)$$

erweitern. Hierbei findet die in der Kernspinresonanz übliche Notation Verwendung. Die longitudinale Relaxationszeit T_1 definiert die Zeitkonstante, mit der die Inversion w ihrem stationären Zustand w_{st} entgegenstrebt. Zu diesem auch als Populationszerfall bezeichneten Effekt tragen zum Beispiel auch Atomverluste bei. Die transversale Relaxationszeit T_2 beschreibt den Zerfall der Polarisation des Systems und wird vor allem durch Mechanismen hervorgerufen, die nicht zur Zustandsänderung beitragen. Die Zeit T_2 setzt sich aus einer homogenen und einer inhomogenen Komponente zusammen

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{T_2^*}. \quad (4.31)$$

Die homogene Zerfallszeit T_2' beruht vor allem auf äußeren, globalen Einflüssen auf das System, wie Fluktuationen des Dipolfallenlasers oder schwankende Magnetfelder. Wie in

Abschnitt 5.2 näher beschrieben, stellt die homogene Dephasierung einen irreversiblen Informationsverlust dar und wird im Folgenden im Sinne der DiVincenzo-Kriterien als Dekohärenz bezeichnet. Die inhomogene Zerfallszeit T_2^* basiert größtenteils auf der thermischen Verteilung der Atome in der Dipolfalle. Aufgrund des differentiellen Stark-Effekts erfahren die Atome unterschiedliche Energieverschiebungen der Grundzustands-Hyperfeinniveaus. Die Untersuchung der inhomogenen Dephasierung mithilfe der in Abschnitt 4.3 behandelten Ramsey-Spektroskopie stellt einen wesentlichen Bestandteil dieser Arbeit dar.

4.2 Raman-Spektroskopie

Die kohärente Kopplung der beiden Hyperfeinniveaus von ^{85}Rb erlaubt es, Übergänge zwischen den Zuständen $|F = 2, m_F = 0\rangle$ und $|F = 3, m_F = 0\rangle$ zu treiben. Mithilfe der Raman-Laser kann die atomare Übergangsfrequenz zwischen den beiden Zuständen spektroskopisch mit einer Auflösung von bis zu wenigen Hertz genau vermessen werden.

Dieser Abschnitt beschreibt die experimentelle Implementierung der Raman-Laser. Anhand der Vermessung der Resonanz freier Atome wird die prinzipielle Funktionsweise der Laser erläutert. Im darauf folgenden Teil wird die Energieverteilung der Atome in der Dipolfalle mittels Raman-Spektroskopie bestimmt.

4.2.1 Raman-Lasersystem

Das Prinzip des Raman-Lasersystems (Raman-Laser) beruht auf der phasenstarrten Kopplung der Differenzfrequenz zweier Laser an einen Referenzoszillator mit der Frequenz $\Delta_{\text{LO}} = \omega_1 - \omega_2$. Dieser Referenzoszillator muss dabei eine Frequenz im Bereich der Hyperfeinaufspaltung des $5^2\text{S}_{1/2}$ zwischen dem Niveau $|F = 2\rangle$ und $|F = 3\rangle$ von $\delta_{\text{RL}} = \Delta_{\text{LO}} - \Delta_{\text{HFS}}$ erzeugen. Als intermediäres Niveau dient der $5^2\text{P}_{3/2}$ -Zustand, gegenüber dem die beiden Laser rund $\Delta_i \approx 2\pi \cdot (10 - 20)$ GHz rotverstimmt sind. Diese Verstimmung erlaubt eine Kopplung mit π -Pulsdauern von einigen $100 \mu\text{s}$ und ist dennoch ausreichend groß, um spontane Prozesse vernachlässigen zu können.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst das Prinzip der Phasenstabilisierung zweier Laser erläutert, gefolgt von einer kurzen Beschreibung der experimentellen Realisierung der Raman-Laser. Eine genaue Beschreibung des hier verwendeten Systems findet sich in [83].

Prinzip der Phasenstabilisierung

Die hier angewendete Methode zur Erzeugung zweier phasenstabiler Laserfelder mittels eines Referenzoszillators wird als optischer Phasenlock (Phase-Lock-Loop, PLL) bezeichnet [84, 85]. Der Aufbau des Stabilisierungsprinzips ist in Abb. 4.3 schematisch dargestellt.

Zur Stabilisierung wird zunächst ein Teil des Lichts beider Laser auf einer Photodiode überlagert. Deren Ausgangsspannung ist proportional zur Lichtintensität

$$U_{\text{PD}} \propto I \propto |\mathbf{E}_1 \sin(\omega_1 t + \phi_1) + \mathbf{E}_2 \sin(\omega_2 t + \phi_2)|^2. \quad (4.32)$$

Die optischen Frequenzen der bei rund 780 nm emittierenden Laser liegen im Bereich von ca. 384 THz und sind für die Photodiode nicht auflösbar. Die Photodiode nimmt nur die als Schwebungssignal bezeichnete Differenzfrequenz $\omega_{12} = \omega_1 - \omega_2$ der Laser auf

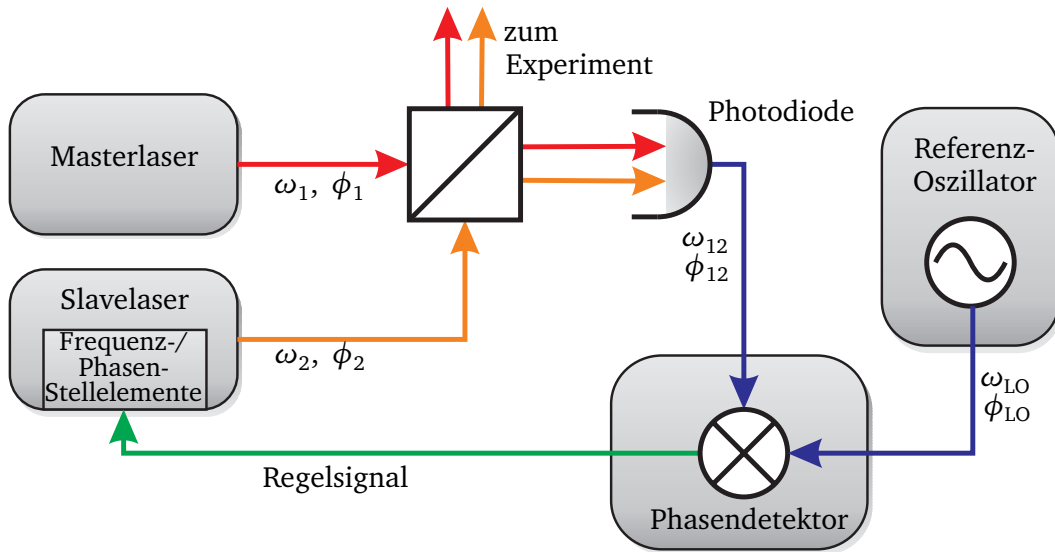


Abbildung 4.3.: Blockschaltbild der Raman-Laser: Das mit einer Photodiode aufgenommene Schwebungssignal der beiden Laser wird an einem Phasendetektor mit einem Referenzoszillator überlagert. Das daraus erzeugte Regelsignal wird wiederum auf den Slavelaser gegeben.

$$U_{\text{PD}}(t) \propto \sin(\omega_{12}t + \phi_{12}) \quad \text{mit} \quad \phi_{12} = \phi_1 - \phi_2 . \quad (4.33)$$

Dieses Schwebungssignal wird an einem Phasendetektor mit dem Signal eines Referenzoszillators U_{LO} (Lokaloszillator) verglichen. Der als Phasendetektor verwendete Mischer liefert dabei ein Ausgangssignal, welches zum Produkt der beiden Eingangssignale proportional ist

$$U_{\text{Mischer}} \propto U_{\text{PD}} \cdot U_{\text{LO}} .$$

Unter der Annahme, dass die Differenzfrequenz der beiden Laser und die Frequenz des Lokaloszillators übereinstimmen ($\omega_{\text{LO}} = \omega_{12}$), ergibt sich für das resultierende Mischersignal

$$U_{\text{Mischer}} \propto \sin(\phi_{12} - \phi_{\text{LO}}) . \quad (4.34)$$

Die Sinusfunktion kann im Nulldurchgang linearisiert werden und dient als Fehlersignal zur Regelung der Laserfrequenz.

Wie aus der Herleitung deutlich wird, ist für die Phasenstabilität der Raman-Laser die absolute Frequenz der beiden Laser nicht entscheidend. Nur die Differenzfrequenz der Laser wird phasenstarr an den Wellenzug des Referenzoszillators angebunden. Für die Stabilisierung der Laser ergibt sich daraus die Konsequenz, nur einen Laser (Slavelaser) mit dem aus Gl. 4.34 erzeugten Signal auf den zweiten Laser (Masterlaser) stabilisieren zu müssen.

Aufbau des Raman-Lasersystems

Zur Erzeugung zweier phasenstarr gekoppelter Laserfelder sind besondere Anforderungen an die Stabilität und Linienbreite der Laser gestellt. Als Raman-Laser werden daher zwei Diodenlaser eingesetzt, die über einen Interferenzfilter als wellenlängenselektives Element in

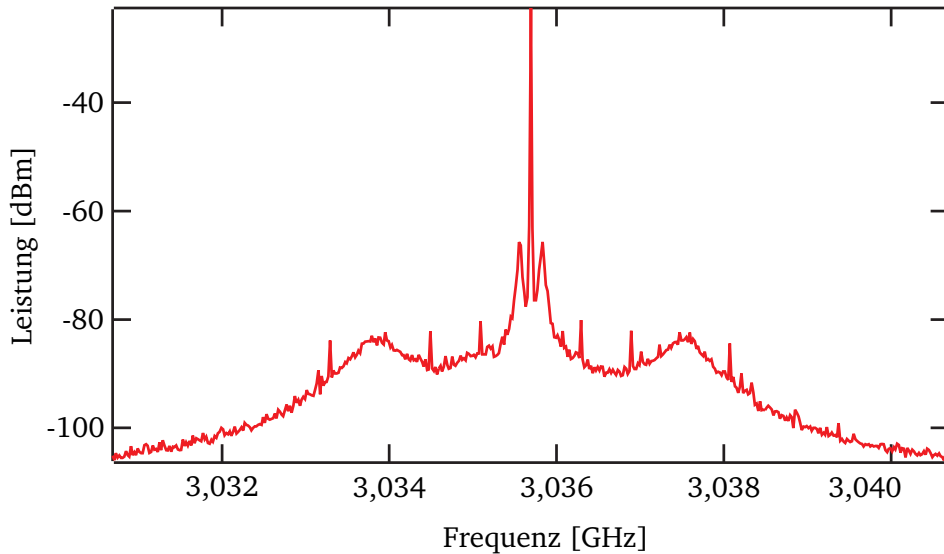


Abbildung 4.4.: Spektrale Leistungsdichte des Schwebungssignals der beiden Raman-Laser. Der Phasenfehler ergibt sich aus dem Verhältnis der Leistung im Träger zur Leistung im gesamten Schwebungssignal.

einem externen Resonator stabilisiert sind [69]. Wie bereits im Abschnitt 3.3.1 beschrieben, sind diese Laser aufgrund ihrer Bauweise sehr robust und für die Anwendung als Master- und Slavelaser hervorragend geeignet.

Das Licht der Laser wird an einem Polstrahlteiler überlagert und gemeinsam über einen zum Schalten der Lichtleistung verwendeten AOM in eine optische Faser eingekoppelt. Die Polarisation der beiden Laser ist senkrecht zueinander und das Licht kann auf dem Experimenttisch wieder getrennt werden oder unter Verlusten gleichsinnig polarisiert auf die Atome appliziert werden. Durch den Einsatz nur einer Lichtfaser für beide Strahlen soll verhindert werden, dass zusätzliches Phasenrauschen in das empfindliche System einkoppelt. Vor dem AOM wird ein kleiner Teil beider Strahlen abgezweigt und zur Erzeugung des Fehlersignals auf einer schnellen Photodiode überlagert. Das Fehlersignal wird über drei verschiedenen schnelle Regelschleifen auf den Slavelaser gegeben. Der schnelle Regelpfad leitet das Fehlersignal direkt auf die Laserdiode des Slavelasers und bildet das Herzstück des Phasenlocks. Der mittelschnelle Regelpfad steuert die Strommodulation im Stromtreiber [86] des Lasers. Der dritte Regelpfad kompensiert vor allem niederfrequente Störungen, indem die Resonatorlänge des Slavelasers über ein Piezo-Stellelement angesteuert wird.

Die Absolutfrequenz des Masterlasers und damit auch des an ihn gebundenen Slavelasers ist freilaufend und wird nur über ein Wellenlängenmessgerät überwacht. Die Verstimmung des Masterlasers liegt im Bereich von -10 GHz bis -20 GHz gegenüber dem $5P_{3/2}$ -Zustand. Die Frequenzdrifts des Lasers betragen maximal 500 MHz im Laufe eines Tages und sind damit im Vergleich zu anderen Schwankungen vernachlässigbar.

Phasenstabilität

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung der Raman-Laser ist die Phasenstabilität, bzw. der Phasenfehler des Systems. Die Phasenstabilität kann anhand der spektralen Leistungsdichte des Schwebungssignals der Raman-Laser bestimmt werden. In Abb. 4.4 ist die gemessene

Leistungsdichte über einen Bereich von 10 MHz dargestellt. In der Abbildung ist ein schmales Maximum, der so genannte Träger, erkennbar, welcher durch den Phasenlock erzeugt wird. Der Phasenfehler lässt sich aus dem Verhältnis η_{RL} der Leistung im Träger zur Leistung im gesamten Schwebungssignal bestimmen. Für den mittlere Phasenfehler $\sqrt{\langle\varphi^2(t)\rangle}$ gilt

$$\eta_{\text{RL}} = e^{-\langle\varphi^2(t)\rangle} . \quad (4.35)$$

Aus den aufgenommenen Daten ergibt sich ein mittlerer Phasenfehler von $\sqrt{\langle\varphi^2(t)\rangle} = 24$ mrad. Zur Bestimmung dieses Wertes wurde der Wert des Datenpunktes an der Position des Trägers durch das aufsummierte Signal aller anderen Datenpunkte dividiert.

4.2.2 Experimentelle Implementierung der Raman-Laser

Mit den Raman-Lasern können die beiden Hyperfeinniveaus des $5^2S_{1/2}$ -Grundzustands von ^{85}Rb kohärent gekoppelt werden. Für die spätere Darstellung des Atoms als quantenmechanisches Qubit werden die Atome im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich im Zustand $|0\rangle = |F = 2, m_F = 0\rangle$ und $|1\rangle = |F = 3, m_F = 0\rangle$ betrachtet, da dieser Zustand in linearer Näherung Magnetfeld insensitiv ist.

In diesem Abschnitt wird die Präparation der Atome im Zustand $m_F = 0$ mittels des optischen Pumpens erläutert. Anschließend wird ein Verfahren zur zustandsselektiven Detektion beschrieben, um kohärente Manipulationen detektieren zu können. Der Abschnitt schließt mit einer spektroskopischen Untersuchung der atomaren Resonanz der freien Atomwolke.

Zustandspräparation

Nach dem Laden der Atome in das Dipolfallenregister erfolgt eine gezielte Präparation der Atome im Zustand $|F = 3, m_F = 0\rangle$ als Ausgangspunkt für kohärente Manipulationen. Nach dem Kühlen in der optischen Melasse sind die Atome, in Abhängigkeit von magnetischen Streufeldern und dem Gleichgewicht der MOT-Strahlen, statistisch über alle magnetischen m_F -Unterzustände verteilt. Ein extern angelegtes Magnetfeld $B_z = (45,2 \pm 0,5) \mu\text{T}$ (vgl. Anhang A) als Quantisierungsachse hebt die Entartung auf und führt zu einer Aufspaltung der einzelnen m_F -Zustände. Ein linear polarisierter Laser, senkrecht zur Quantisierungsachse eingestrahlt, pumpt die Atome in den Zustand $5S_{1/2} |F = 3, m_F = 0\rangle$. Der Laser ist dabei resonant zum Übergang $5S_{1/2} |F = 3\rangle \rightarrow 5P_{3/2} |F' = 3\rangle$ mit $\Delta m_F = 0$. Aufgrund der Auswahlregeln ist der Übergang $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = 0\rangle$ verboten und nur die Zustände mit $m_F \neq 0$ absorbieren das linear polarisierte Licht. Beim Zerfall der angeregten Zustände gilt aber $\Delta m_F = 0, \pm 1$ und alle Zustände können besetzt werden. Da der Zustand $|F = 3, m_F = 0\rangle$ für π -polarisiertes Licht ein Dunkelzustand ist, sammeln sich dementsprechend alle Atome in diesem Zustand.

Zusätzlich zu diesem sogenannten Umpumplaser muss während des Umpumpens der Rückpumper eingestrahlt werden, um nach $|F = 2\rangle$ zerfallene Atome zurück in den Umpumpzyklus zu befördern. Die Effizienz dieser Zustandspräparation in $|F = 3, m_F = 0\rangle$ beträgt im Dipolfallenregister rund 70 – 80 %. Gründe für die Verluste stellen zum Beispiel leichte zirkulare Polarisationsanteile im Umpumplicht dar, welche ein kleiner Winkel zur Quantisierungsachse hervorruft.

Zustandsselektive Detektion

Bei der standardmäßigen Abbildung der Atome wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, findet die Detektion mit Kühl- und Rückpump Laser statt. Dabei wird nur die Gesamtzahl der Atome ermittelt und eine Unterscheidung zwischen Atomen im Zustand $|F = 2\rangle$ oder $|F = 3\rangle$ ist nicht möglich. Um dennoch die beiden Hyperfeinniveaus zustandsselektiv nachweisen zu können, wird der Detektionsprozess um einen vorausgehenden Laserpuls erweitert. Ein als "Rausschieß"-Laser (Pushout-Laser) bezeichneter Laser entfernt die Atome im Zustand $|F = 3\rangle$. Der zirkular polarisierte Laser ist dazu wenige MHz blauverstimmt gegenüber dem Übergang $5S_{1/2} |F = 3\rangle \rightarrow 5P_{3/2} |F' = 4\rangle$. Die durch das Laserlicht erzeugte Spontankraft [61] drückt die Atome aus den Dipolfallen, bzw. aus dem Detektionsbereich. Nach einer Wartezeit von wenigen ms werden die verbleibenden Atome im Zustands $|F = 2\rangle$ wie üblich mit Kühl- und Rückpump Laser detektiert. Der Pushout-Puls erreicht hierbei eine Effizienz von nahezu 100 %. Nachteil dieser Methode ist die fehlende Möglichkeit der Normierung des Signals auf die gesamte Atomzahl. Anhand der Detektion kann nicht zwischen absoluten Teilchenzahlschwankungen und verschiedenen Besetzungen der beiden Grundzustände unterschieden werden.

Raman-Spektroskopie an freien Atomen

Zur Demonstration der Funktionalität der Raman-Laser wird die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands von ^{85}Rb an einer freien Atomwolke spektroskopisch untersucht. In allen im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Experimenten sind die Raman-Laser gleichsinnig zirkular polarisiert und werden kopropagierend, parallel zur Quantisierungsachse, auf die Atome eingestrahlt. Die Wechselwirkung der Raman-Laser mit den Atomen ist hierbei auf wenige Millisekunden beschränkt, da die Wolke nach dem Laden in der MOT und einer Melassenphase frei expandiert und aus dem Detektionsbereich fällt.

In Abb. 4.5 ist das aufgenommene Spektrum des atomaren Ensembles dargestellt. Nach der Präparation der Atome im Zustand $|F = 3, m_F = 0\rangle$ mit dem Umpumper wird mit den Raman-Lasern ein π -Puls mittels Einstrahlen eines Rechteckpulses appliziert. Dieser entspricht einer Rotation von π um die u-Achse auf der Bloch-Kugel und erzeugt damit einen vollständigen Populationswechsel nach $|F = 2, m_F = 0\rangle$ (vgl. Abschnitt 4.1.2). Die verwendete π -Pulslänge von $t_\pi = 450 \mu\text{s}$ wurde anhand der Messung von Rabi-Oszillationen ermittelt (vgl. Inset Abb. 4.5). In der Messung ist die Population des $|F = 2\rangle$ -Zustands über der Verstimmung δ_{RL} der Raman-Laser bei konstanter Einstrahldauer t_π gegenüber dem Literaturwert der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands $\Delta_{\text{HFS}} = 2\pi \cdot 3035,732439 \text{ MHz}$ [87] dargestellt. Die beobachtete Signalform im Frequenzraum einer Sinc-Funktion entspricht der Fourier-Transformierten des applizierten Rechteckpulses der Raman-Laser. Nach Gl. 4.13 gilt für die Population des $|F = 2\rangle$ -Zustands

$$P_{F=2}(\delta_{\text{RL}}) = \frac{2\Omega_{\text{eff}}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R t}{2}\right) \quad \text{mit} \quad \Omega_R = \sqrt{\Omega_{\text{eff}}^2 + (\delta_{\text{RL}} - \delta_{\text{shift}})^2}. \quad (4.36)$$

Die Größe δ_{shift} fasst sämtliche Abweichungen der gemessenen Hyperfeinaufspaltung vom Literaturwert Δ_{HFS} zusammen. Aus der gemessenen Frequenzbreite ergibt sich in hervorragender Übereinstimmung eine berechnete Pulslänge von $t_\pi = (450 \pm 0,4) \mu\text{s}$. Aus der angepassten Kurve erhält man ein Maximum bei $\delta_{\text{shift}} = 2\pi \cdot (66 \pm 0,8) \text{ Hz}$. Diese Frequenzverschiebung setzt sich aus dem Zeeman-Effekt zweiter Ordnung und dem differentiellen

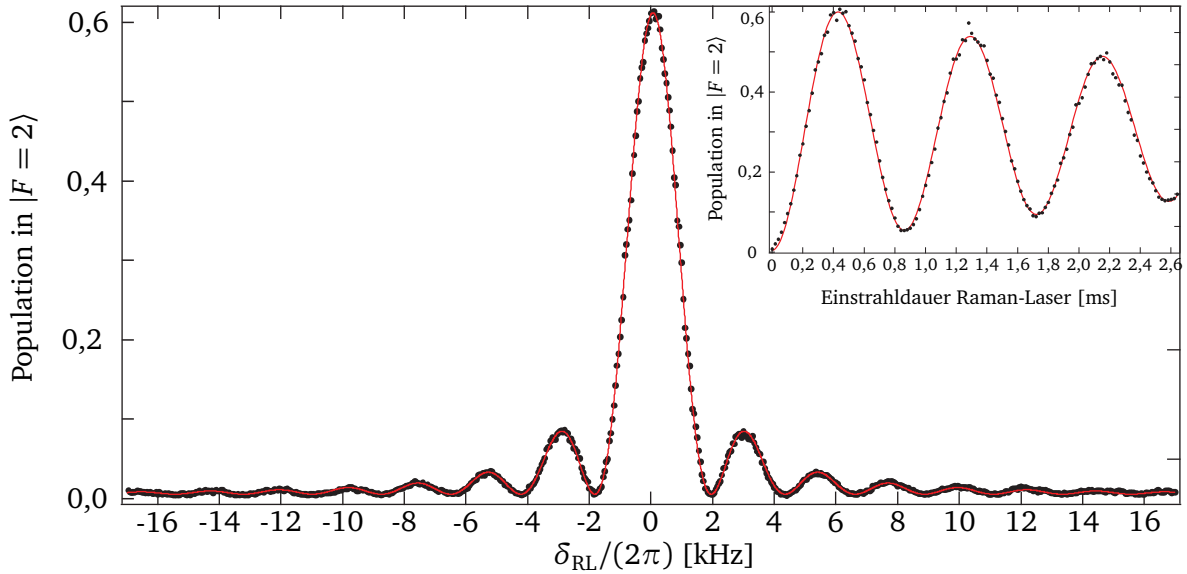


Abbildung 4.5.: Messung der Resonanz einer frei fallenden Atomwolke mit den Raman-Lasern bei einer festen π -Pulslänge von $t_\pi = 450 \mu\text{s}$. Die Verstimmung der Raman-Laser δ_{RL} bezieht sich auf den Literaturwert Δ_{HFS} . *Inset:* Rabi-Oszillationen der freien Atome durch eine Variation der Einstrahldauer der Raman-Laser.

Stark-Effekt der Raman-Laser zusammen. Aus den Strahlparametern und Verstimmungen der Raman-Laser ergibt sich eine berechnete Frequenzverschiebung von $\delta_{\text{RL}}^{\text{AC}} \approx -2\pi \cdot 330 \text{ Hz}$. Der zweite Anteil der Resonanzverschiebung des Hyperfeinübergangs entsteht durch das angelegte Magnetfeld. Der quadratische Zeeman-Effekt ruft eine Verschiebung δ_B der Grundzustandsaufspaltung hervor. Aus der Näherung der Breit-Rabi-Formel [88] (Vgl. Abschnitt 5.3.2) ergibt sich

$$\delta_B = \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B^2}{2\hbar \Delta E_{\text{HFS}}} \cdot B^2, \quad (4.37)$$

mit dem elektronischen $g_J = 2$ und dem nuklearen $g_I = -2,93 \times 10^{-3}$ Landé-Faktor. Die Energiedifferenz der Niveaus ist $\Delta E_{\text{HFS}} = \hbar \Delta_{\text{HFS}}$ und μ_B bezeichnet das Bohrsche Magneton. Für das hier angelegte Feld von $B_Z = 45,2 \mu\text{T}$ verschiebt sich die Resonanzfrequenz der Atome um $\delta_B = 2\pi \cdot 264 \text{ Hz}$. Die Summe der beiden Verschiebungen liegt damit bei $\delta_{\text{shift}} \approx -2\pi \cdot 66 \text{ Hz}$ und weicht rund 132 Hz von der gemessenen Resonanzfrequenz ab. Die Abweichungen rühren vermutlich aus einer fehlerhaften Bestimmung der differentiellen Stark-Verschiebung der Raman-Laser. Gründe dafür sind leichte Inhomogenitäten im Strahlprofil der Raman-Laser am Ort der Atome .

4.2.3 Energieverteilung gespeicherter Atome

Aufgrund der endlichen Temperatur des atomaren Ensembles oszillieren die in der Dipolfalle gefangene Atome mit verschiedenen Geschwindigkeiten und die Besetzung der einzelnen Fallenzustände ist thermisch verteilt. Nach der spektroskopischen Untersuchung der freien

Atome wird in diesem Abschnitt die Energieverteilung der Atome in der Dipolfalle untersucht.

Die Energieverteilung der Atome in einer Dipolfalle kann als dreidimensionale Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit der Wahrscheinlichkeitsdichte

$$p(E) = \frac{E^2}{2(k_B T)^3} \cdot e^{-E/(k_B T)} \quad (4.38)$$

angenommen werden. Die Gesamtenergie $E = E_{\text{kin}} + U$ setzt sich hierbei aus der kinetischen und der potentiellen Energie zusammen. Unter der Annahme $k_B T \ll U_0$ ähnelt das gaußförmige Potential in sehr guter Näherung einem harmonischen Potential. Nach dem Virialtheorem entspricht die mittlere potentielle Energie in einem harmonischen Potential gerade der halben Gesamtenergie und es gilt $U = E/2$. Wie bereits in Abschnitt 3.1.2 erläutert, rufen Dipolfallen in den meisten Anwendungen eine differentielle Energieverschiebung der atomaren Hyperfeinniveaus hervor

$$\delta_{\text{diff}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\hbar} \frac{\Delta_{\text{HFS}}}{\Delta_{\text{eff}}} U(\mathbf{r}) = \frac{\eta}{\hbar} \cdot U(\mathbf{r}) \quad \text{mit} \quad \eta = \frac{\Delta_{\text{HFS}}}{\Delta_{\text{eff}}}. \quad (4.39)$$

Wie anhand der Relation deutlich wird, besteht eine direkte Abhängigkeit der Energieverschiebung δ_{diff} von der Energieverteilung der Atome in der Falle. Ein Atom mit wenig Energie, tief unten in der Falle, erfährt eine größere differentielle Stark-Verschiebung als ein Atom mit viel Energie und es gilt

$$\delta_{\text{diff}}(E) = \delta_0 + \frac{\eta E}{2\hbar}. \quad (4.40)$$

Hierbei ist δ_0 die maximale Energieverschiebung, welche auf ein Atom mit $E = 0$ am Boden der Falle wirkt. Damit kann die Wahrscheinlichkeitsdichte $p(E)$ mittels einer identischen Verteilung $p(\delta_{\text{diff}})$ durch die differentielle Stark-Verschiebung beschrieben werden

$$p(\delta_{\text{diff}}) = \frac{K^3}{2} (\delta_{\text{diff}} - \delta_0)^2 \cdot e^{-K(\delta_{\text{diff}} - \delta_0)} \quad \text{mit} \quad K = \frac{2\hbar}{\eta k_B T}. \quad (4.41)$$

Diese Energieverteilung kann mithilfe der Raman-Laser direkt als Verteilung der atomaren Übergänge im Frequenzraum bestimmt werden. Analog zur Messung der Resonanz der freien Atome, ist in Abb. 4.6 die gemessene Population der Atome im Zustand $|F = 2, m_F = 0\rangle$ nach einer vorherigen Präparation in $|F = 3, m_F = 0\rangle$ und der Applikation eines π -Pulses dargestellt. Die verwendete π -Pulsdauer beträgt wieder $t_\pi = 450 \mu\text{s}$ mit einer daraus resultierenden Fourierbreite der Sinc-Funktion von $\omega_{\text{FWHM}} = 5,566/t_\pi = 2\pi \cdot 1969 \text{ Hz}$. Die gemessene Verteilung ergibt sich aus der Faltung von Gl. 4.41 und der in Gl. 4.36 beschriebenen Verteilung $P(\delta)$ der Raman-Laser im Frequenzraum (Abb. 4.5) zu

$$p^*(\delta_{\text{diff}}) = (P * p)(\delta_{\text{diff}}) = \int_{\delta} P(\delta') \cdot p(\delta_{\text{diff}} - \delta') \cdot d\delta'. \quad (4.42)$$

Die hier gezeigte Messung ist bei einer Wellenlänge des Dipolfallenlasers von $\lambda_{\text{TiSa}} = 800,5 \text{ nm}$ mit einer Leistung von $P_{\text{TiSa}} = 128 \text{ mW}$ vor dem Mikrolinsenregister aufgenommen. Mit einem Strahlradius von $w_{\text{TiSa}} = 500 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Falltiefe von $U_0 =$

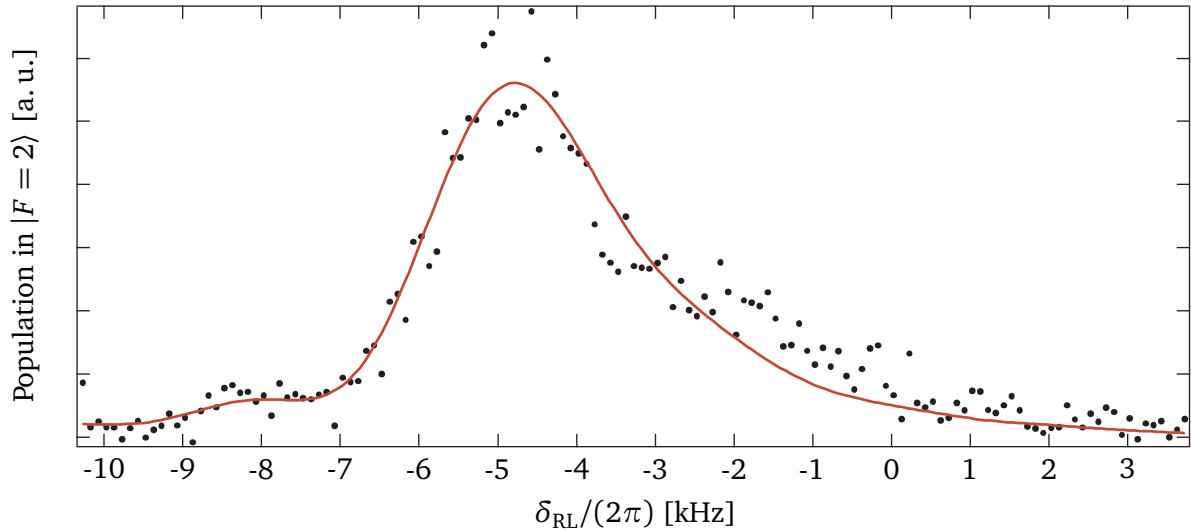


Abbildung 4.6.: Raman-Spektroskopie an einer einzelnen Falle des Dipolfallenregisters. Aufgrund der differentiellen Stark-Verschiebung führt die Energieverteilung der Atome in der Falle zu einer Frequenzverteilung der atomaren Resonanz. Die Verstimmung der Raman-Laser δ_{RL} bezieht sich auf den Literaturwert Δ_{HFS} .

$k_B \times 273 \mu\text{K}$ und eine maximale differentielle Stark-Verschiebung von $\delta_0 = -2\pi \cdot 5410 \text{ Hz}$. Aus der Anpassung der Faltung in Gl. 4.42 an die Daten kann die maximale Verschiebung zu $\delta_{\text{exp}} \approx -2\pi \cdot 6400 \text{ Hz}$ und eine Temperatur des gefangenen Ensembles von $T \approx 100 \mu\text{K}$ bestimmt werden. Zusätzlich muss noch die leichte, im vorherigen Abschnitt bestimmte Verschiebung der Resonanz durch die Raman-Laser $\delta_{\text{RI}}^{\text{AC}}$ und das Magnetfeld δ_B von insgesamt 66 Hz abgezogen werden. Abweichungen zwischen der gemessenen und berechneten maximalen Verschiebung sind auf die limitierte Genauigkeit des Messverfahrens zurückzuführen. Fragwürdig ist auch, inwieweit die aus der Messung bestimmte, vergleichsweise hohe Temperatur gegenüber der Fallentiefe zutrifft. Eine mögliche Erklärung für Abweichungen stellen Atome dar, die in flachen, räumlich nicht aufgelösten Fallen gehalten werden, welche den Fokus umgeben. Eine nähere Untersuchung von Atomen in diesen Beugungsstrukturen findet in Abschnitt 4.3.4 statt. Zur Vermeidung dieses Effektes wurden die Atome in der hier präsentierten Messung in nur $17 \mu\text{K}$ flache Fallen geladen und anschließend die Laserleistung auf den Endwert von $273 \mu\text{K}$ in 10 ms linear hochgerampft. Inwieweit das Hochrampen Einfluss auf die Temperatur hat, wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht.

Wie an dieser Stelle deutlich wird, ist das hier angewandte Verfahren nur bedingt für die Präzisionsspektroskopie geeignet. Die erreichbare Messgenauigkeit ist immer durch die Fourierbreite der Raman-Laser limitiert. Des Weiteren induzieren die Raman-Laser selbst einen differentiellen Stark-Effekt, welcher die atomare Resonanz verschiebt. Daher wird im folgenden Abschnitt das deutlich präzisere Verfahren der Ramsey-Spektroskopie eingeführt.

4.3 Ramsey-Spektroskopie

Um eine höhere spektroskopische Auflösung atomarer Übergänge zu erreichen, muss die Messzeit erhöht und gleichzeitig die Wechselwirkung mit externen, treibenden Feldern wäh-

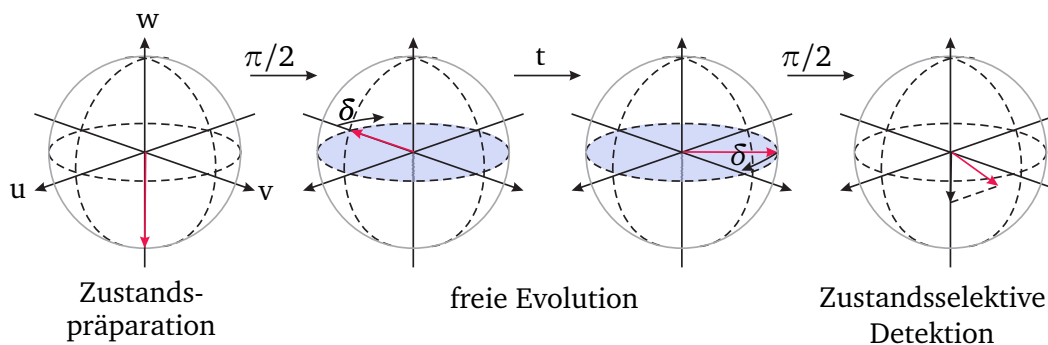


Abbildung 4.7.: Schematische Darstellung eines Ramsey-Experiments: Nach der Präparation des Atoms im Zustand $|g\rangle$ erzeugt ein $\pi/2$ -Puls eine Superposition zwischen $|g\rangle$ und $|e\rangle$. Während der freien Evolution rotiert der Bloch-Vektor um die w -Achse mit der Kreisfrequenz δ . Ein zweiter $\pi/2$ -Puls erzeugt abschließend eine Projektion auf die w -Achse mit anschließender Detektion.

rend der Messung reduziert werden. Auf diesem Prinzip basiert die von Norman F. Ramsey entwickelte Methode der Ramsey-Spektroskopie [89]. Ursprünglich für Messungen an Atom- und Molekülstrahlen verwendet, kann durch die Einführung zweier räumlich oder zeitlich getrennter Wechselwirkungszonen die Messdauer deutlich erhöht werden, ohne die Atome extern zu beeinflussen. Ramsey-Spektroskopie stellt die Grundlage jeder Atomuhr dar, welche auf der hochpräzisen Auflösung atomarer Resonanzen beruht. Mithilfe dieses Verfahrens können kleinste, zu Verschiebungen der atomaren Resonanz führende Störungen untersucht werden. Des Weiteren stellt die Ramsey-Spektroskopie das ideale Werkzeug zur Untersuchung der Dephasierung und der Kohärenz des betrachteten Systems dar, wie in Kapitel 5 näher ausgeführt wird.

Dieser Abschnitt beginnt mit einer allgemeinen Beschreibung der Ramsey-Spektroskopie, bevor das Verfahren anschließend zur Untersuchung der im Dipolfallenregister gefangenen Atomensembles angewandt wird.

4.3.1 Spektroskopie der Hyperfeinaufspaltung in einer Dipolfalle

Das Prinzip der Ramsey-Spektroskopie basiert auf der Erzeugung einer kohärenten Superposition der beiden betrachteten Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ und einer anschließenden freien Phasenevolution des Systems relativ zu einem Referenzoszillator. Dies lässt sich im in Abschnitt 4.1.2 eingeführten Bild des Bloch-Vektormodells erläutern.

Nach der Präparation der Atome in einem der beiden Zustände $|g\rangle$ oder $|e\rangle$ wird durch Applizieren eines $\pi/2$ -Pulses der Bloch-Vektor um 90° in die $\{uv\}$ -Ebene der Einheitskugel um den Pseudospin Ω gedreht und eine Superposition zwischen den beiden Zuständen erzeugt. Wie in Abb. 4.7 schematisch verdeutlicht, präzediert der Bloch-Vektor während der freien Evolution in der $\{uv\}$ -Ebene. Die Rate der Phasenevolution δ_{eff} ist dabei durch die Differenz der effektiven atomaren Resonanz $\Delta_{\text{HFS}} - \delta_{\text{shift}}$ und der Verstimmung der Raman-Laser $\Delta_{\text{HFS}} - \delta_{\text{RL}}$ zu

$$\delta_{\text{eff}} = \delta_{\text{RL}} - \delta_{\text{shift}} \quad (4.43)$$

gegeben. Nach der Zeitdauer t der freien Evolution wird ein zweiter $\pi/2$ -Puls eingestrahlt. Dieser dreht den Bloch-Vektor erneut um 90° um die $\{u\}$ -Achse, was zu einer Vertauschung

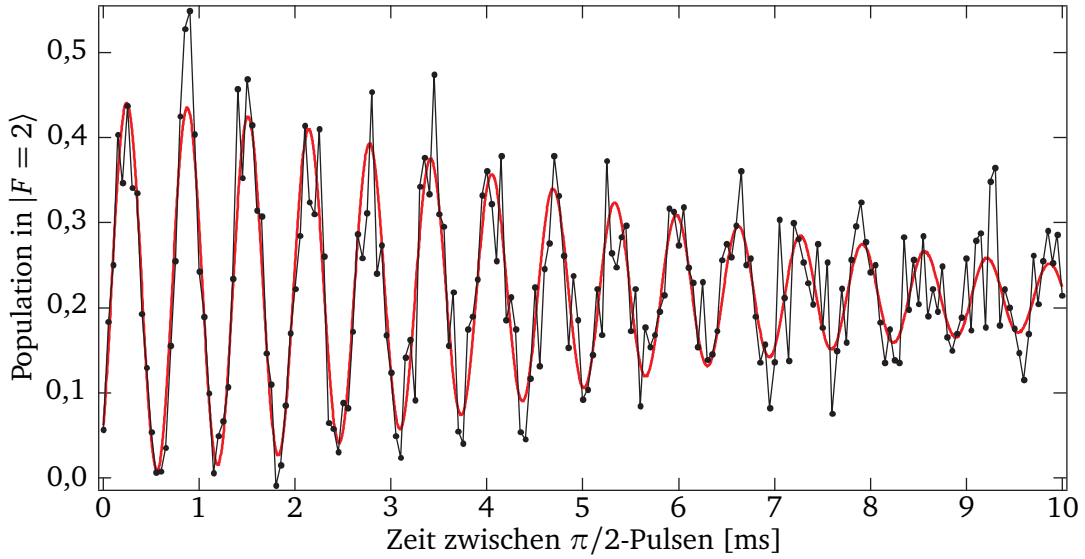


Abbildung 4.8.: Ramsey-Oszillationen in einer einzelnen Falle des Dipolfallenregisters. Aufgrund der inhomogenen Dephasierung durch den differentiellen Stark-Effekt kommt es zu einer Dämpfung der Amplitude des Signals.

der v - und w -Komponenten führt. Eine anschließende zustandsselektive Detektion misst die Projektion des Vektors auf die $\{w\}$ -Achse. Insgesamt ergibt sich damit in Abhängigkeit der freien Evolutionsdauer t und der Verstimmung δ_{eff} eine Oszillation in der Population der beiden Zustände.

Die gesamte Ramsey-Sequenz lässt sich nach Gl. 4.29 auch als Produkt der Drehmatrizen zu

$$\mathbf{R}(t) = \Theta(t_{\pi/2}) \cdot \Phi_{\text{frei}}(t) \cdot \Theta(t_{\pi/2}) \cdot \mathbf{R}(0) \quad (4.44)$$

beschreiben. Werden die Atome im Zustand $|F = 2, m_F = 0\rangle$ präpariert, gilt $\mathbf{R}(0) = (0, 0, -1)$ und die Besetzungsinversion für jedes einzelne Atom ergibt sich zu

$$w_{\text{Ramsey}}(\delta_{\text{eff}}, t) = -\cos(\delta_{\text{eff}} \cdot t) . \quad (4.45)$$

Daraus folgt für die Population des Zustands $|F = 2, m_F = 0\rangle$

$$P_2 = \frac{1}{2} \cdot [1 + \cos(\delta_{\text{eff}} \cdot t)] . \quad (4.46)$$

In Abb. 4.8 sind typische Ramsey-Oszillationen in einer einzelnen Falle des Dipolfallenregisters dargestellt. Der Dipolfallenlaser läuft in der Messung bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{TiSa}} = 810 \text{ nm}$ und erzeugt für die gezeigte Falle eine Tiefe von $U_0 = k_B \times 29,5 \mu\text{K}$. Die Atome wurden für die Messung im Zustand $|F = 2, m_F = 0\rangle$ vorpräpariert. Zum Zeitpunkt $t = 0$ erzeugt ein $\pi/2$ -Puls der Zeitdauer $t_{\pi/2} = 90 \mu\text{s}$ eine Superposition zwischen den beiden Hyperfeinzuständen $|F = 2, m_F = 0\rangle$ und $|F = 3, m_F = 0\rangle$. Während einer variablen freien Evolution t akkumulieren die Atome, wie bereits erläutert, eine Phase $\phi = \delta_{\text{eff}} \cdot t$ auf. Nach der Applikation eines zweiten $\pi/2$ -Pulses und einer zustandsselektiven Detektion sind Oszillationen der Population $P_{F=2}$ über der freien Evolutionszeit sichtbar. Aus der

angepassten Funktion ergibt sich eine Ramsey-Frequenz von $\delta_{\text{Ramsey}} = -2\pi \cdot 1512$ Hz. Diese Frequenz beruht auf der Verstimmung der eingestrahlten Raman-Laser gegenüber der effektiven Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands. Allgemein gilt

$$\delta_{\text{Ramsey}} = \delta_{\text{eff}} = \delta_{\text{RL}} - \delta_{\text{Shift}} , \quad (4.47)$$

mit der eingestellten Verstimmung der Raman-Laser $\delta_{\text{RL}} = -2\pi \cdot 1439$ Hz und der Verschiebung der atomaren Resonanz δ_{Shift} , jeweils gegenüber dem Literaturwert der Hyperfeinaufspaltung Δ_{HFS} betrachtet. Der Term δ_{Shift} beinhaltet dabei alle auf die atomare Resonanz wirkenden Verschiebungen mit

$$\delta_{\text{Shift}} = \delta_0 + \delta_B + \delta' . \quad (4.48)$$

Die Verschiebung δ' fasst alle weiteren Verschiebungsmechanismen zusammen. Aufgrund der hier angewendeten Methode der Ramsey-Spektroskopie hat der differentielle Stark-Effekt der Raman-Laser keinen Einfluss mehr auf die Verschiebung der atomaren Resonanz und es gilt näherungsweise $\delta' = 0$. Damit setzt sich δ_{Shift} nur noch aus der quadratischen Zeeman-Verschiebung $\delta_B = 2\pi \cdot 264$ Hz und der differentiellen Stark-Verschiebung δ_0 der Dipolfalle zusammen. Aus der Messung führt der differentielle Stark-Effekt zu einer Verschiebung von

$$\delta_{0, \text{exp}} = \delta_{\text{RL}} - \delta_{\text{Ramsey}} - \delta_B = -2\pi \cdot 191 \text{ Hz} . \quad (4.49)$$

Die aus der minimalen Differenz der Falltiefe von $U_0 = k_B \times 29,5$ μK für die beiden Hyperfeinniveaus nach Gl. 3.27 berechnete differentielle Stark-Verschiebung ist

$$\delta_{0, \text{calc}} = \frac{1}{\hbar} (U_{0,F=3} - U_{0,F=2}) = -2\pi \cdot 208 \text{ Hz} . \quad (4.50)$$

Das negative Vorzeichen zeigt dabei, dass die differentielle Stark-Verschiebung zu einer Verringerung der effektiven Hyperfeinaufspaltung führt. Der berechnete Wert stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit gut mit dem gemessenen Wert überein.

Wie in Abb. 4.8 erkennbar, nimmt die Amplitude der aufgenommenen Ramsey-Oszillationen ab. Diese Abnahme beruht auf einer inhomogenen Dephasierung des Signals im Ensemblemittel, welche durch die Energieverteilung der Atome in der Dipolfalle hervorgerufen wird. Jedes Atom erfährt eine leicht unterschiedliche differentielle Stark-Verschiebung, wodurch eine entsprechende Verteilung in der Phasenentwicklung des gesamten atomaren Ensembles entsteht. Dieser als inhomogene Dephasierung bezeichnete Effekt wird im nächsten Abschnitt näher erläutert.

4.3.2 Inhomogene Dephasierung

Wie in Abschnitt 4.2.3 bereits gezeigt, wirkt sich die Energieverteilung des atomaren Ensembles in der Dipolfalle aufgrund der differentiellen Stark-Verschiebung direkt auf das Frequenzspektrum der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands aus. In diesem Abschnitt wird die Auswirkung dieses Effektes auf die Ramsey-Spektroskopie analysiert.

Anschaulich kann die inhomogene Dephasierung im Bild des Bloch-Vektors erläutert werden. Wie in Abb. 4.9 dargestellt, entwickeln sich die Bloch-Vektoren der einzelnen Atome individuell, abhängig von der differentiellen Stark-Verschiebung, die jedes Atom erfährt. Die

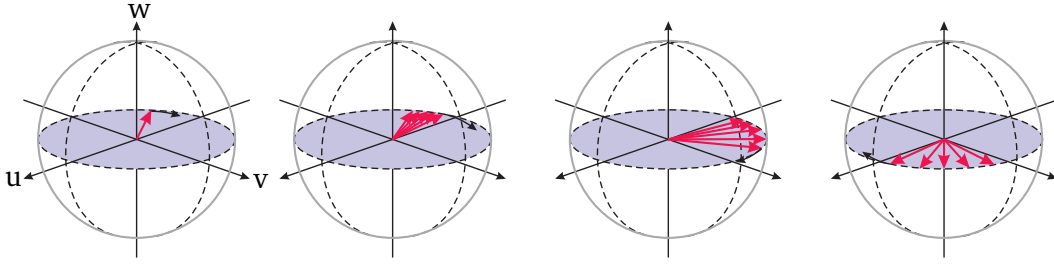


Abbildung 4.9.: Inhomogene Dephasierung: Aufgrund der differentiellen Stark-Verschiebung in den Dipolfällen entsteht eine energieabhängige Verstimmung der Atome des Ensembles gegenüber den Raman-Lasern. Daraus ergibt sich eine Dephasierung der einzelnen Bloch-Vektoren.

Verteilung der einzelnen Präzessionsfrequenzen führt zu einer Dämpfung des detektierten Signals im Ensemblemittel.

Nach Abschnitt 4.2.3 besteht zwischen der differentiellen Stark-Verschiebung und der Energie der Atome der Zusammenhang $\delta_{\text{diff}}(E) = \delta_0 + \eta E/(2\hbar)$ und die Wahrscheinlichkeitsdichte $p(E)$ kann über die Verteilung $p(\delta_{\text{diff}})$ ausgedrückt werden. Das verbreiterte Ramsey-Signal (Gl. 4.45) kann durch eine Mittelung über alle auftretenden differentiellen Stark-Verschiebungen δ_{diff} über

$$w_{\text{Ramsey}}(t) = \int_{\delta_0}^{\infty} p(\delta_{\text{diff}}) \cos [(\delta_{RL} - \delta_B - \delta_{\text{diff}} - \delta')t] d\delta_{\text{diff}} \quad (4.51)$$

bestimmt werden [90]. Damit ergibt sich die Einhüllende des Ramsey-Signals als Fouriertransformierte der Energieverteilung der Atome in der Dipolfalle. Durch eine nichtphysikalische Erweiterung der oberen Integrationsgrenze auf ∞ kann eine analytische Lösung des Integrals angegeben werden

$$w_{\text{Ramsey}}(t) = \alpha(t, T_2^*) \cos [(\delta_{RL} - \delta_B - \delta_0 - \delta')t + \kappa(t, T_2^*)] . \quad (4.52)$$

Dazu ist die zeitabhängige Amplitude $\alpha(t, T_2^*)$ als

$$\alpha(t, T_2^*) = \left[1 + 0,95 \cdot \left(\frac{t}{T_2^*} \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (4.53)$$

und die zeitabhängige Phasenverschiebung $\kappa(t, T_2^*)$ mit

$$\kappa(t, T_2^*) = -3 \arctan \left(0,97 \cdot \frac{t}{T_2^*} \right) \quad (4.54)$$

definiert worden [90]. Die Phasenverschiebung $\kappa(t, T_2^*)$ rührt aus der Unsymmetrie der Maxwell-Boltzmann-Verteilung her. Atome hoher Energie dephasieren schneller als Atome mit niedriger Energie und tragen dadurch weniger zum Gesamtsignal bei. Daher kommt es im Verlauf der Messung zu einer Verschiebung der mittleren differentiellen Verschiebung δ_{diff} zu kleineren Werten. An dieser Stelle sei nochmal darauf hingewiesen, dass in Gl. 4.52 der

Beitrag δ_0 direkt die maximale differentielle Stark-Verschiebung am tiefsten Punkt der Dipolfalle bezeichnet.

Die im Rahmen der Herleitung eingeführte inhomogene Dephasierungszeit T_2^* beschreibt die Zeitdauer, nach der die Amplitude $\alpha(t)$ des Ramsey-Signals auf $1/e$ abgefallen ist. Die Abfallzeit T_2^* kann direkt auf die Temperatur des Ensembles zurückgeführt werden

$$T_2^* = \sqrt{e^{2/3} - 1} K = 0,97 \cdot \frac{2\hbar}{k_B T} \cdot \frac{\Delta_{\text{eff}}}{\Delta_{\text{HFS}}}. \quad (4.55)$$

Der Faktor K ist entsprechend nach Gl. 4.41 definiert. Alle im Rahmen dieser Arbeit präsentierten Ramsey-Oszillationen sind im Folgenden mit der in Gl. 4.52 dargestellten Funktion angepasst.

4.3.3 Kalibrierung der Falltiefe des Dipolfallenregisters

Die Ramsey-Spektroskopie bietet aufgrund ihrer vergleichsweise langen Messzeit und der vernachlässigbaren Wechselwirkung mit den Raman-Lasern eine hervorragende spektroskopische Auflösung. Nachdem in den vorherigen Abschnitten der Einfluss der Dipolfalle auf die Übergangsfrequenz zwischen den beiden Hyperfeinniveaus $|F = 2, m_F = 0\rangle$ und $|F = 3, m_F = 0\rangle$ anhand einer einzelnen Falle analysiert wurde, werden in diesem Abschnitt Ramsey-Oszillationen im gesamten Dipolfallenregister näher untersucht. Mithilfe der hohen Auflösung der aufgenommenen Ramsey-Frequenzen kann die differentielle Stark-Verschiebung jeder Falle extrahiert werden und auf die Falltiefe geschlossen werden. Damit besteht die Möglichkeit, die aus der eingestrahlten Lichtleistung berechnete Falltiefe des Dipolfallenregisters direkt mittels der Atome zu überprüfen und eine absolute Kalibrierung vorzunehmen.

In Abb. 4.10 sind die aufgenommenen Ramsey-Oszillationen von acht verschiedenen Dipolfallen des Registers gezeigt. Dargestellt ist jeweils die Population des Zustands $|F = 2, m_F = 0\rangle$ über der freien Evolutionszeit t zwischen den beiden $\pi/2$ -Pulsen der Ramsey-Sequenz. Die acht simultan aufgenommenen Oszillationen zeigen von oben nach unten betrachtet eine zentrale Zeile des Dipolfallenregisters. Die Leistung des Dipolfallenlasers auf dem Mikrolinsenregister war für die Messung auf einen Wert von $P_{\text{TiSa}} = 40,7$ mW mit einem Strahlradius von $w_{\text{TiSa}} = 500$ μm bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{TiSa}} = 810,1$ nm eingestellt. Damit ergibt sich eine maximale Falltiefe von $U_0 = k_B \times 41,5$ μK im Zentrum des Dipolfallenstrahls.

Aufgrund des gaußförmigen Strahlprofils des Dipolfallenlasers auf dem Mikrolinsenregister variiert entsprechend die Falltiefe von vergleichsweise flachen Fallen am oberen und unteren Rand der Spalte des Dipolfallenregisters hin zu tiefen Fallen in der Mitte. Dieser Intensitätsverlauf spiegelt sich in den präsentierten Oszillationen wieder. Da δ_{RL} kleiner als die effektive atomare Resonanz ist, entstehen aufgrund der geringeren differentiellen Stark-Verschiebung in den flachen Fallen schnellere Oszillationen, die wegen der geringen Dephasierung kaum gedämpft werden. In den tiefen Fallen hingegen sind deutlich langsamere Frequenzen zu erkennen, die stark gedämpft werden und nach wenigen Oszillationen verschwinden. Mit der Falltiefe steigt der differentielle Stark-Effekt an und es kommt zu einer schnelleren Dephasierung.

In Abb. 4.11 ist die differentielle Stark-Verschiebung eines Dipolfallenregisters mit 54 besetzten Fallen gezeigt. Dargestellt ist jeweils die aus den Ramsey-Oszillationen bestimmte Ver-

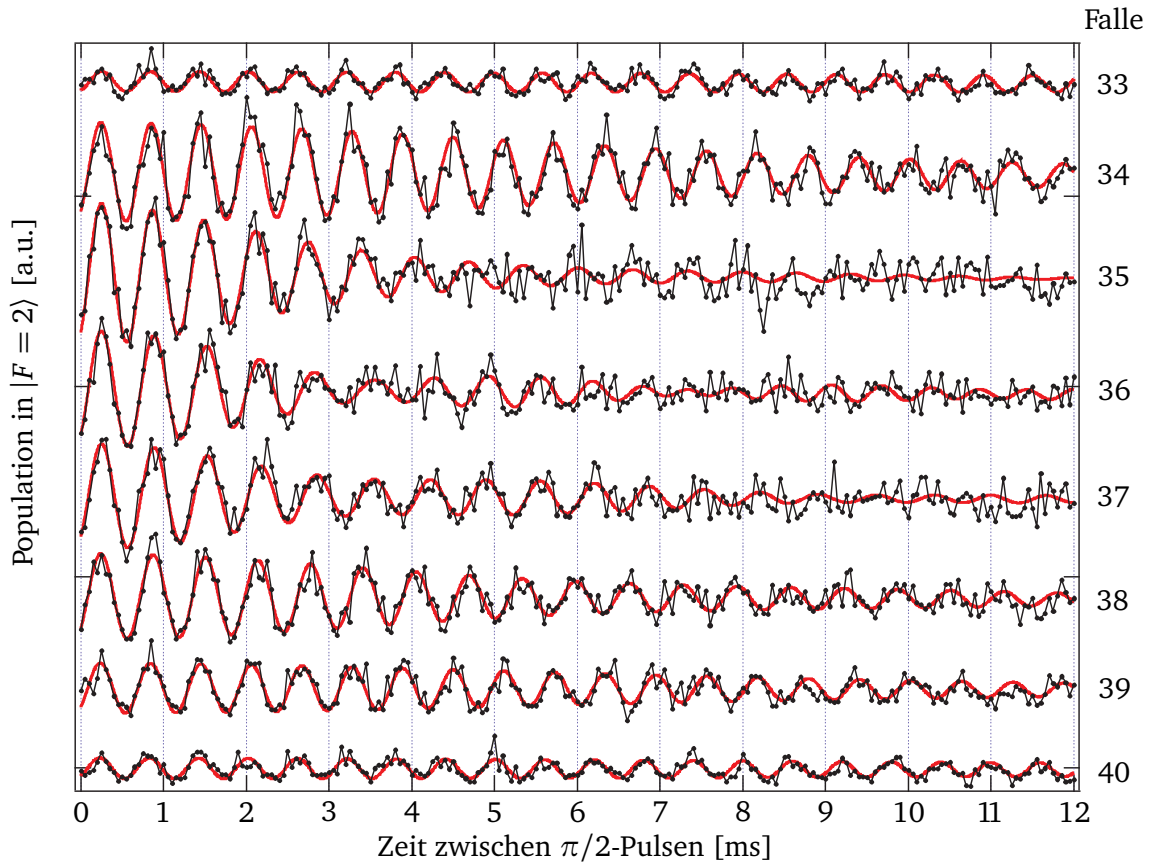


Abbildung 4.10.: Acht Ramsey-Signale von Atomen einer zentralen Zeile des Dipolfallenregisters. Die Nummerierung der Fallen entspricht der in Abb. 4.11 eingeführten Bezeichnung. Jeder Datenpunkt ist dreimal gemittelt.

schiebung δ_0 des gefangenen, atomaren Ensembles über der dazugehörigen Fallnummer. In allen Fallen ist eine als konstant angenommene Verschiebung von $\delta_B = 2\pi \cdot 264$ Hz durch das angelegte Magnetfeld bereits abgezogen. In den verbleibenden Verschiebungen spiegelt sich die gaußförmige Intensitätsverteilung des Dipolfallenlaser auf dem Mikrolinsenregister wieder. Jeder dargestellte "Zacken" entspricht einer Zeile des Dipolfallenregisters. Die Fallen im Zentrum des Dipolfallenregisters sind am tiefsten und bewirken die größte differentielle Stark-Verschiebung, wohingegen flache Fallen am Rand des Registers kaum einen Einfluss auf die Atome haben. Zusätzlich sind in der Abbildung neben den gemessenen Verschiebungen zum Vergleich die aus den nach Gl. 3.27 berechneten Fallentiefen bestimmten differentiel- len Stark-Verschiebungen eingezeichnet. Wie aus der Graphik deutlich wird, stimmen die gemessenen Werte für tiefe Fallen sehr gut mit den berechneten Verschiebungen überein. Bei flachen Fallen hingegen weichen die gemessenen differentiel- len Stark-Verschiebungen zu kleineren Werten gegenüber den berechneten Verschiebungen ab. Diese Abweichungen rühren daher, dass die in Abschnitt 4.2.3 gemachten Näherungen immer weniger zutreffen. Je weiter sich die Fallentiefe der Temperatur des Atomensembles von ca. $5 \mu\text{K}$ annähert, desto ungenauer ist die Annahme eines harmonischen Potentials mit $k_B T \ll U_0$. Des Weiteren spielen in den flachen Fallen Atomverluste, die zu einem Abschneiden der Verteilung $p(\delta_{\text{diff}})$ führen, eine immer größere Rolle.

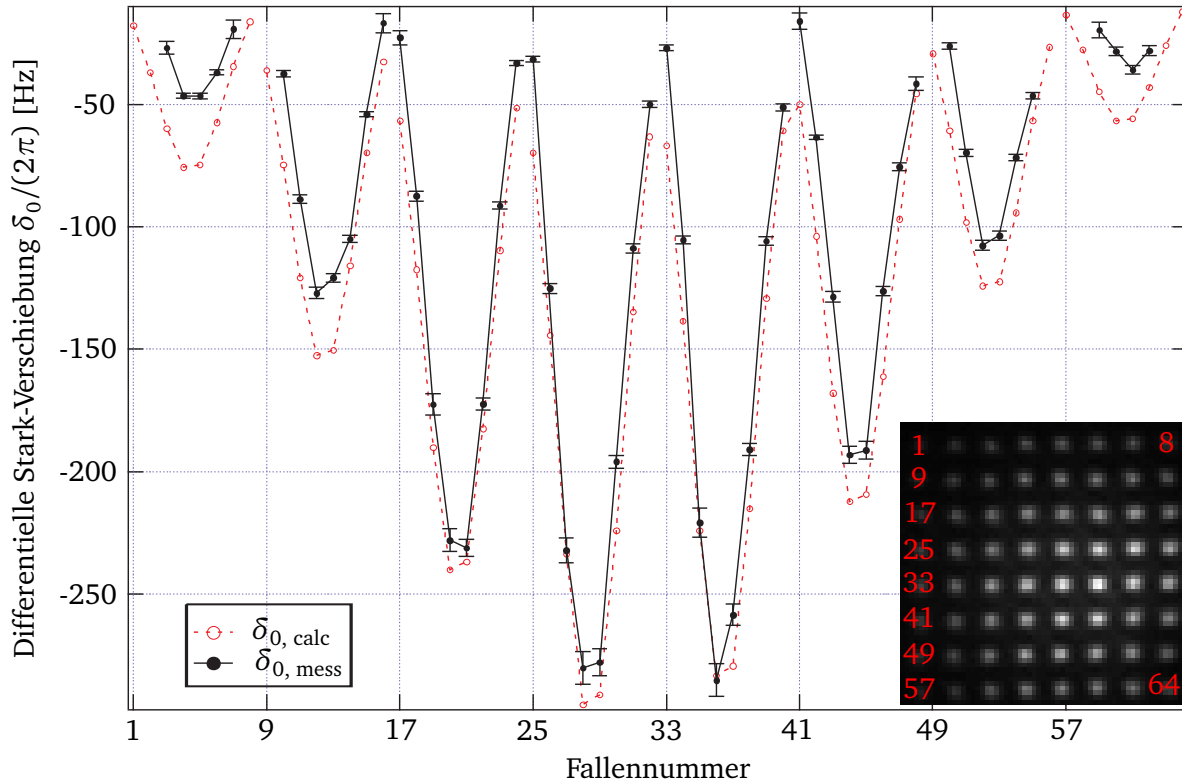


Abbildung 4.11.: Darstellung der aus Ramsey-Experimenten gemessenen differentiellen Stark-Verschiebung als Abweichung der effektiven Resonanz gegenüber dem Literaturwert Δ_{HFS} und den dazu berechneten Verschiebungen der Resonanz über das gesamte Dipolfallenregister.
Inset: Bezeichnung der einzelnen Fallen.

4.3.4 Atome in Beugungsstrukturen des Dipolfallenregisters

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels soll die hohe Auflösung der Ramsey-Spektroskopie dazu genutzt werden, den Effekt der Beugungsstrukturen, die den Fokus jeder Dipolfallen umgeben, auf die Atome zu untersuchen.

Wie im Abschnitt 3.2.1 erläutert kann die durch das Mikrolinsenregister erzeugte Intensitätsverteilung in guter Näherung mittels ebener Wellen beschrieben werden. Dementsprechend entstehen Beugungseffekte an den Aperturen jeder einzelnen Mikrolinse, welche zu Beugungsrings im Bereich der Fokalebene führen.

Im Folgenden Abschnitt wird gezeigt, dass neben den Fokussen auch in den schwächeren Beugungsrings Atome gefangen werden können. Der Beleg für diese Annahme wird anhand der Analyse von Ramsey-Oszillationen erbracht, die sich aus einer Überlagerung des Signals der Atome in den tiefen Fokussen und der nur schwach gefangenen Atome in den Beugungsstrukturen ergeben. In Abb. 4.12 sind die Ramsey-Signale von sieben Fallen des Dipolfallenregisters dargestellt. Die Fallen entsprechen einer zentralen Zeile des Registers. Falle 4 liegt im Zentrum mit einer Fallentiefe von $U_{0,4} = k_B \times 70 \mu\text{K}$ und die Fallen 1 und 7 liegen jeweils am Rand des Registers mit einer Fallentiefe von ca. $U_{0,1} \approx U_{0,7} \approx k_B \times 20 \mu\text{K}$. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, ergeben sich für die beiden flachen Fallen langsame, aber stetig abfallende Oszillationen, deren Verhalten sich gut mittels der inhomogenen De-

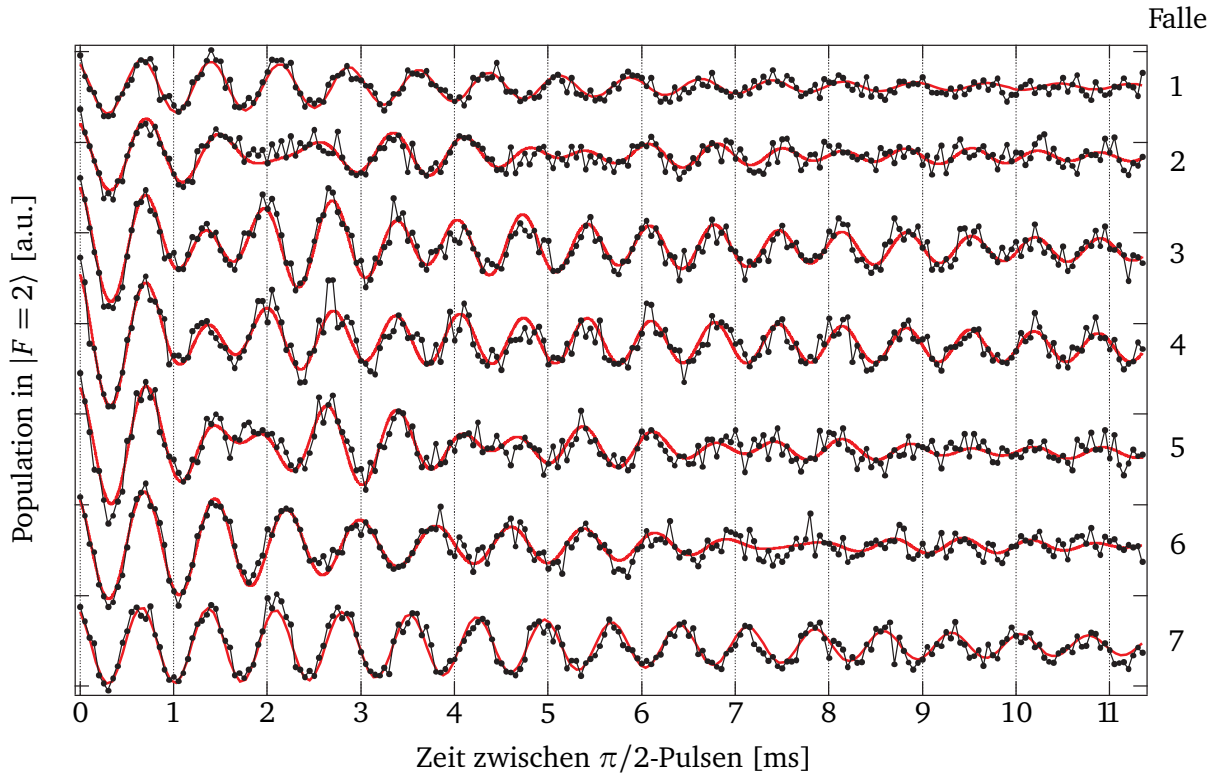


Abbildung 4.12.: Ramsey-Oszillationen in Dipolfallen einer zentralen Zeile des Dipolfallenregisters mit einer maximalen Fallentiefe von $U_{0,4} = k_b \times 70 \mu\text{K}$. Bis auf die beiden schwächsten Fällen Nr.1 und Nr.7 kommt es in allen anderen Fällen zu einer Schwebung des Ramsey-Signals zwischen im Fokus gefangenen Atomen und schwach gebundenen Atomen in Beugungsstrukturen.

phasierung erklären lässt. Für tiefe Fallen hingegen ist dies nicht mehr der Fall. Wie in Abb. 4.12 zu erkennen fallen die Oszillationen innerhalb weniger Perioden, nach 1 ms bis 3 ms ab, um danach wieder zu erstarken. Das beobachtete Verhalten ist typisch für die Überlagerung zweier Signale, die verschieden schnell oszillieren, und wird als Schwebung bezeichnet.

Die Schwebung lässt sich mit der Annahme erklären, dass sowohl Atome im Fokus der Falle, als auch schwach gebundene Atome in den Beugungsstrukturen zum Signal beitragen. Aufgrund der limitierten Auflösung des Abbildungssystems kann die Trennung der verschiedenen Anteile für eine Mikrolinse räumlich nicht aufgelöst werden. Zur quantitativen Analyse der Oszillationen wird die Überlagerung zweier Ramsey-Oszillationen angenommen

$$w_{\text{Gesamt}}(t) = w_{\text{F}}(t) + w_{\text{R}}(t) \quad (4.56)$$

$$= \alpha_{\text{F}}(t, T_{2,\text{F}}^*) \cos(\delta_{\text{F}}t + \kappa_{\text{F}}(t, T_{2,\text{F}}^*)) + \alpha_{\text{R}}(t, T_{2,\text{R}}^*) \cos(\delta_{\text{R}}t + \kappa_{\text{R}}(t, T_{2,\text{R}}^*)) . \quad (4.57)$$

Die beiden Anteile beschreiben hierbei jeweils die Ensembles im Fokus (Index F) der Dipolfalle, sowie im Beugungsring (Index R) der Falle. Bis auf Falle 1 und 7 sind die Daten der verbleibenden Fallen in Abb. 4.12 mit einer Gl. 4.56 entsprechenden Funktion angepasst. Die angepassten Kurven spiegeln dabei sehr gut die aufgenommenen Schwebungen in den einzelnen Fällen wieder. Vor allem in Falle Nr. 4 resultieren die verbleibenden Oszillationen

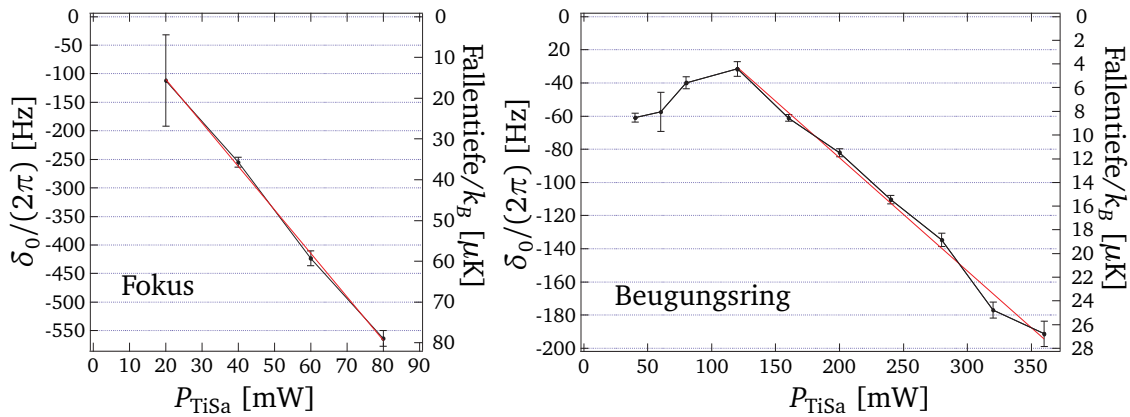


Abbildung 4.13.: Analyse von Ramsey-Signalen einer zentralen Falle des Dipolfallenregisters:
Links: Differentielle Stark-Verschiebung der Atome im Fokus der Falle.
Rechts: Gemessene Verschiebung von Atomen, welche in Beugungsstrukturen, die den Fokus umgeben, gehalten werden.

nach wenigen Millisekunden fast ausschließlich aus dem Ring der Dipolfalle. Das Signal der Atome aus dem Fokus der tiefen Falle ist nach ca. 4 ms vollständig dephasiert und trägt nicht mehr zu den Oszillationen bei.

In Abb. 4.13 ist exemplarisch das Ramsey-Signal einer einzelnen, zentralen Dipolfalle des Registers analysiert. Der Dipolfallenlaser lief dazu bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{TiSa}} = 810$ nm und einer Strahlgröße von $w_{\text{TiSa}} = 500$ μ m. Im linken Teil der Abbildung ist die aus δ_{F} gewonnene Frequenzverschiebung durch den differentiellen Stark-Effekt im Fokus der Falle dargestellt. Die Verschiebung ist über der vor dem Mikrolinsenregister gemessenen Leistung aufgetragen. Auf der rechten y-Achse ist die aus der Verschiebung berechnete Falltiefe aufgetragen. Aus einer angepassten Geraden ergibt sich für die Atome im Fokus der untersuchten Falle eine Verschiebung von $d\delta_{0,\text{F}}/dP = -2\pi \cdot (7,62 \pm 0,27)$ Hz/mW. Eine genaue Bestimmung der Verschiebung für Leistungen von $P_{\text{TiSa}} > 80$ mW führt aufgrund der starken Dämpfung und des dadurch dominierenden Signals aus dem Ring zu großen Fehlern und ist nicht dargestellt.

Im rechten Teil von Abb. 4.13 ist die aus der angepassten Funktion gewonnene differentielle Frequenzverschiebung für die Atome im Ring dargestellt. Ab einer Leistung von $P_{\text{TiSa}} = 120$ mW vor dem Mikrolinsenregister zeigt sich auch hier ein linearer Zusammenhang zwischen der gemessenen Verschiebung der Übergangsfrequenz und der eingestrahelten Leistung des Dipolfallenlasers. Die Änderung der Verschiebung ergibt sich für den Ring zu $d\delta_{0,\text{R}}/dP = -2\pi \cdot (0,68 \pm 0,027)$ Hz/mW. Aus dem Vergleich der beiden Geradensteigungen erhält man ein Verhältnis der Falltiefe im Fokus zur Falltiefe in einer Beugungsstruktur von $(d\delta_{\text{F}})/(d\delta_{\text{R}}) \approx 11$. Dieser Wert stimmt gut mit den in Abschnitt 3.2.1 berechneten Intensitätsverteilungen für Beugungsstrukturen vor und hinter der Fokalebene überein.

Wie in der Abbildung deutlich erkennbar ist, ergibt sich erst ab einer Falltiefe, die oberhalb der Temperatur der Atomwolke von ca. 5 μ K liegt, eine signifikante Verschiebung der Resonanz im Beugungsring. Des Weiteren ist in den beiden Auswertungen der differentiellen Stark-Verschiebung im Fokus und im Ring jeweils eine konstante Verschiebung zu erkennen. Extrapoliert man die beiden angepassten Geraden zu $P_{\text{TiSa}} = 0$ mW, so ergibt sich ein Offset von $\delta_{0,\text{F}}^0 = 2\pi \cdot (68 \pm 19)$ Hz für den Fokus und $\delta_{0,\text{R}}^0 = 2\pi \cdot (51 \pm 7)$ Hz für Atome im Ring. Ein Teil dieser Abweichungen ist durch eine limitierte Genauigkeit bei der Bestimmung

des Magnetfeldes und der damit verbundenen Verschiebung δ_B begründet. Eine weitere Erklärung liegt in der angepassten Funktion zweier überlagerter Ramsey-Signale. Die hohe Anzahl der Parameter verringert die Genauigkeit der extrahierten Werte, bzw. kann zu systematischen Fehlern führen.

4.4 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurden die Grundlagen der kohärenten Manipulation neutraler Atome anhand von Raman- und Ramsey-Spektroskopie erläutert. Die kohärente Kopplung der beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands wird mithilfe eines Zwei-Photonen-Prozesses realisiert. Zur theoretischen Beschreibung dieses Prozesses kann das Drei-Niveau-System auf ein effektives Zwei-Zustands-System reduziert werden und über die optischen Bloch-Gleichungen entwickelt werden. Die Kopplung erfolgt mittels der Raman-Laser, welche zwei phasenstarre Laserfelder erzeugen.

Anhand von Raman-Spektroskopie kann die Energieverteilung von neutralen Atomen in einer Dipolfalle gemessen werden. Die Messung basiert auf der Abhängigkeit der aufgenommenen Resonanzfrequenz von der Energie der Atome aufgrund der differentiellen Stark-Verschiebung. Die mithilfe der Raman-Spektroskopie erreichte Auflösung ist durch die Wechselwirkungen der Raman-Laser mit dem Zwei-Zustands-System limitiert. Zur höheren Auflösung wird die Ramsey-Spektroskopie eingeführt. Diese basiert auf der Erzeugung einer kohärenten Superposition und der damit einhergehenden Phasensensibilität.

Die Energieverteilung der Atome in den Dipolfallen des Registers führt zu einer inhomogenen Dephasierung und so zu einer Dämpfung der Oszillationen. Mithilfe von Ramsey-Oszillationen kann über die differentielle Stark-Verschiebung die auf die Atome wirkende Fallentiefe gemessen werden. Das durch den Gauß-Strahl des Dipolfallenlasers erzeugte Intensitätsprofil im Dipolfallenregister konnte sehr gut verifiziert werden. Des Weiteren wurde auch absolut eine gute Übereinstimmung zwischen der gemessenen und berechneten Fallentiefe ermittelt.

Erstmals belegen die am Ende dieses Kapitels präsentierten Daten die Annahme, dass neben den Fokussen die Atome auch in den Beugungsringen des Dipolfallenregisters gefangen werden. Mittels der Analyse von Schwebungen in den aufgenommenen Ramsey-Oszillationen konnte ein Verhältnis zwischen der Fallentiefe des Fokus und des Beugungsringes von $U_F/U_R \approx 11$ bestimmt werden. Die Entdeckung und Quantifizierung dieses Effekts stellt einen großen Fortschritt des Experiments dar. Die ungewollten Atome in den Beugungsringen überlagern in vielen Messungen die Signale der im Fokus gefangenen Atome und machen eine Interpretation der Daten oftmals unmöglich. Die Realisierung eines deterministischen Quantengatters mit zusätzlichen, delokalisierten Atomen in einem Beugungsring ist vermutlich unmöglich. Um zu vermeiden, dass Atome in die flachen Ringe geladen werden, empfiehlt sich zum Beispiel das Laden in sehr flache Dipolfallenregister. Eine andere Möglichkeit besteht darin, in sehr tiefen Fallen die im Beugungsring gehaltenen Atome mittels eines schwachen, resonanten Laserpulses nachträglich zu entfernen.



5 Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung in Dipolfallenregistern

Die Entkopplung von Qubits von der Umgebung ist für die Quanteninformationsverarbeitung von großem Interesse und Gegenstand aktueller Forschung. Lange Kohärenzzeiten bilden die Voraussetzung für die kohärente Manipulation interner Zustände und die erfolgreiche Durchführung von Quantenoperationen. Dekohärenz führt dabei zu einem Verlust von Information. In Dipolfallen können neutrale Atome gespeichert werden und sind aufgrund ihrer geringen elektrischen und magnetischen Wechselwirkungen gut von der Umgebung entkoppelt. Dennoch ist der Einfluss des Lichts auf die kohärente Evolution der Qubit-Zustände der Atome meist nicht vollständig zu vernachlässigen. Hauptgrund hierfür sind spontane Emissionsprozesse und besonders der differentielle Stark-Effekt. Die Dipolfalle induziert eine ortsabhängige Verschiebung der atomaren Niveaus, die eine Dephasierung und einen damit verbundenen Verlust der atomaren Phaseninformation bewirkt. Der Erhalt der Kohärenz spielt nicht nur in der Quanteninformationsverarbeitung eine große Rolle, sondern auch in der Präzisionspektroskopie. Die Reduzierung von Dephasierungseffekten erhöht die Messdauer und damit wiederum die spektroskopische Auflösung.

Es gibt verschiedenen Ansätze, den Einfluss der Dipolfallen auf die Atome zu vermindern. Ein Ansatz besteht darin, in Abhängigkeit des verwendeten Elements spezielle Wellenlängen als Dipolfallen zu verwenden, sogenannte "magische Wellenlänge". In Atomen mit komplexen elektronischen Strukturen können ausgewählte Qubit-Zustände so an Lichtfelder koppeln, dass die räumliche Abhängigkeit der Übergangsenergie komplett verschwindet [91]. Ein Beispiel hierfür ist das Erdalkaliumatom Strontium, welches unter anderem aufgrund dieser

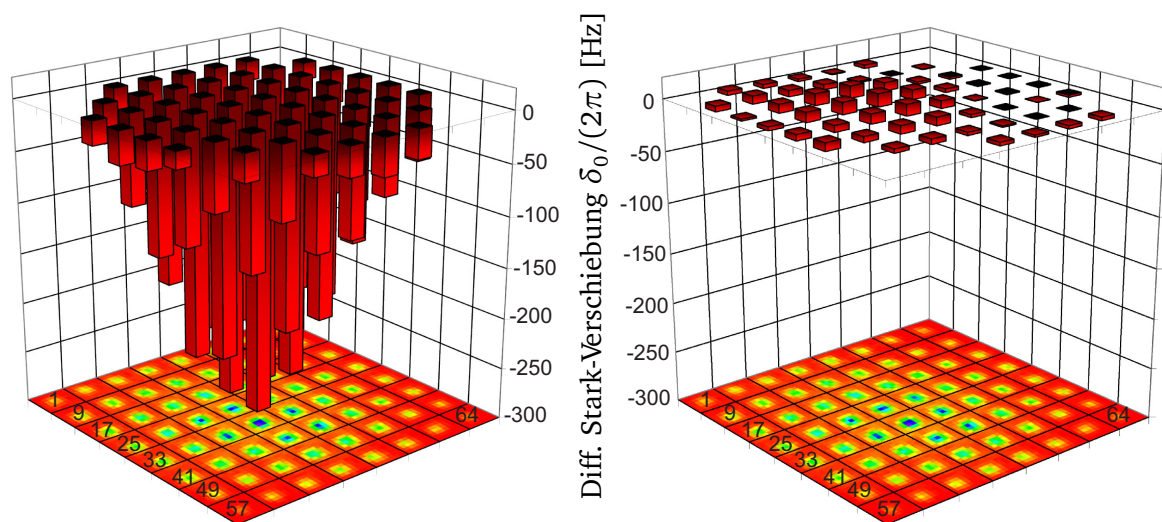


Abbildung 5.1.: *Links:* Verteilung der experimentell bestimmten differentiellen Stark-Verschiebung, proportional zur Intensitätsverteilung des Dipolfallenlasers auf dem Mikrolinsenregister. *Rechts:* Verteilung der Frequenzverschiebungen der kompensierten Fallen bei gleicher Intensitätsverteilung des Dipolfallenlasers.

Eigenschaften als Kandidat zur neuen Definition der Basiseinheit Sekunde gilt [92, 93]. Für die in vielen Experimenten verwendeten Alkaliatome mit ihrer vergleichsweise simplen elektronischen Struktur gibt es jedoch keine nutzbaren "magische Wellenlänge" [94]. Eine Möglichkeit den differentiellen Stark-Effekt in Alkaliatomen zu kompensieren besteht darin, die Vektorkomponente des lichtinduzierten Stark-Effekts zu nutzen [95]. Unter speziellen Kombinationen der Wellenlänge und der Polarisation des Dipolfallenlichts können differentielle Effekte auf Kosten einer Magnetfeldabhängigkeit kompensiert werden [96]. Eine andere Möglichkeit zur Unterdrückung dephasierender Effekte durch die Dipolfalle stellen blauverstimmte Fallen dar. Hier halten sich die Atome größtenteils in Intensitätsminima auf und werden deutlich geringer beeinflusst. Nachteil dieses Verfahrens bildet die aufwendige und komplexe Realisierung eines dreidimensionalen optischen Potentialminimums [97]. Im Rahmen dieses Kapitels wird ein Verfahren vorgestellt, welches die durch die Dipolfalle erzeugte Dephasierung reduziert. Dazu wird der differentielle Stark-Effekt des Dipolfallenlasers mit einem zweiten Lichtfeld kompensiert und die räumliche Abhängigkeit der effektiven Hyperfeinaufspaltung unterdrückt [98]. Das effektive, aus der räumlichen Überlagerung der beiden Lichtfelder erzeugte Potential ist hierbei identisch zum Potential einer "magische Wellenlänge". Das Ergebnis der Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung ist in Abb. 5.1 dargestellt. Links im Bild ist die experimentell bestimmte, differentielle Frequenzverschiebung in den einzelnen Fallen des Dipolfallenregisters gezeigt. Die Verteilung der Verschiebungen ist proportional zur Lichtintensität und entspricht dem gaußförmigen Strahlprofil des Dipolfallenlasers auf dem Mikrolinsenregister. Im rechten Teil von Abb. 5.1 ist die differentielle Stark-Verschiebung bei der gleichen Dipolfallentiefe, jetzt aber mit einer Kompensation des differentiellen Stark-Effektes, dargestellt. Trotz der noch immer vorhandenen Variationen in der Fallentiefe haben alle gefangenen atomaren Ensembles näherungsweise dieselbe, freien Atomen entsprechende, Übergangsfrequenz. Das Kapitel beginnt mit einer Beschreibung der Kompensation des differentiellen Stark-Effektes durch ein zusätzliches Strahlungsfeld. Nach einer theoretischen Beschreibung folgt eine experimentelle Untersuchung mithilfe von Ramsey-Spektroskopie. Der zweite Teil des Kapitels befasst sich mit den Auswirkungen der Kompensation differentieller Effekte auf zeitlich fluktuierende Dephasierungsmechanismen. Dazu wird als Erweiterung der Ramsey-Spektroskopie die Spin-Echo-Spektroskopie eingeführt. Im letzten Abschnitt werden zwei Anwendungen des Dipolfallenregisters als Licht- und Magnetfeldsensor präsentiert.

5.1 Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung

Die differentielle Stark-Verschiebung zwischen den beiden Hyperfeinniveaus stellt eine Verringerung der effektiven Hyperfeinaufspaltung dar. Anschaulich betrachtet schiebt der weit rotverstimmte Dipolfallenlaser die beiden Niveaus intensitätsabhängig zusammen. Mithilfe eines nahresonanten Lichtfeldes kann dieser Effekt rückgängig gemacht werden. Zur Kompensation der durch den Dipolfallenlaser hervorgerufenen differentiellen Stark-Verschiebung muss die Frequenz des zweiten Lichtfeldes größer als die Übergangsfrequenz von $F = 3$ in einen angeregten Zustand und kleiner als die Frequenz von $F = 2$ in denselben angeregten Zustand sein.

Dieser Abschnitt beginnt mit der Einführung des zweiten, zur Kompensation des differentiellen Stark-Effekts verwendeten Lichtfeldes. Neben der benötigten Leistung und Verstimmung werden auch mögliche nachteilige Effekte wie eine erhöhte Streurrate diskutiert.

Der zweite Teil des Abschnitts beschreibt zunächst die experimentelle Realisierung zur Überlagerung zweier Lichtfelder, um anschließend die kompensierten Fallen mithilfe von Ramsey-Spektroskopie näher zu untersuchen.

5.1.1 Resonanzverschiebung durch ein nahresonantes Lichtfeld

Zur Kompensation des differentiellen Stark-Effekts der Zustände muss ein Lichtfeld einstrahlt werden, das die effektive Hyperfeinaufspaltung erhöht. Dazu muss das Laserfeld gegenüber dem einen Zustand blau und gegenüber dem Anderen rot verstimmt sein. Diesen Vorzeichenwechsel erzeugt ein Strahlungsfeld, dessen Verstimmung in der Mitte zwischen den beiden betrachteten Niveaus gegenüber einem angeregten Zustand liegt, wie schematisch in Abbildung 5.2 dargestellt.

Zur anschaulichen Erklärung soll im Folgenden nur die Kopplung der beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands $|F = 2\rangle$ und $|F = 3\rangle$ an ein angeregtes Niveau $|i\rangle$ betrachtet werden. Mit der Definition einer effektiven Verstimmung Δ_{eff} , welche den Abstand der Mitte der beiden Hyperfeinniveaus zum Zustand $|i\rangle$ beschreibt ergibt sich für die differentielle Stark-Verschiebung (vgl. Gl. 3.28)

$$\begin{aligned}\delta_{\text{diff}}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\hbar} \cdot (U_{F=3}(\mathbf{r}) - U_{F=2}(\mathbf{r})) \\ &= \frac{\pi c^2 \Gamma}{\hbar 2 \omega_0^3} \cdot \left(\frac{1}{\Delta_{\text{eff}} - \frac{\Delta_{\text{HFS}}}{2}} - \frac{1}{\Delta_{\text{eff}} + \frac{\Delta_{\text{HFS}}}{2}} \right) \cdot I(\mathbf{r}) \\ &= \frac{\pi c^2 \Gamma}{\hbar 2 \omega_0^3} \cdot \left(\frac{\Delta_{\text{HFS}} \cdot I(\mathbf{r})}{\Delta_{\text{eff}}^2 - \left(\frac{\Delta_{\text{HFS}}}{2}\right)^2} \right).\end{aligned}\tag{5.1}$$

Für Dipolfallen gilt im Allgemeinen $\Delta_{\text{eff}} \gg \Delta_{\text{HFS}}$ und die Beziehung geht in Gl. 3.30 über. Betrachtet man nun ein Laserfeld, dessen Verstimmung zum angeregten Niveau $|i\rangle$ so gewählt ist, dass es in der Mitte der Hyperfeinaufspaltung liegt ($\Delta_{\text{eff}} = 0$), so vereinfacht sich Gl. 5.1 zu

$$\delta_{\text{komp}}(\mathbf{r}) = \frac{\pi c^2 \Gamma}{\hbar 2 \omega_0^3} \cdot \left(\frac{4 \cdot I_{\text{komp}}(\mathbf{r})}{-\Delta_{\text{HFS}}} \right).\tag{5.2}$$

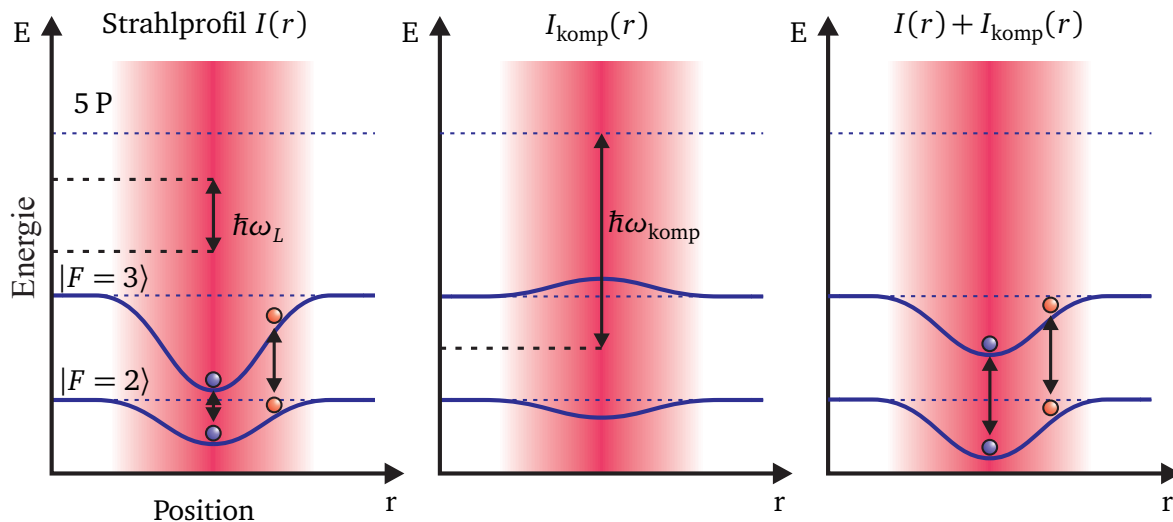


Abbildung 5.2.: Schematische Darstellung der Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung. *Links:* Die rotverstimmte Dipolfalle drückt die beiden Hyperfeinniveaus zusammen. *Mitte:* Ein schwaches Lichtfeld, dessen Verstimmung in der Mitte der Hyperfeinniveaus liegt, schiebt die Zustände auseinander. *Rechts:* Die räumliche Überlagerung beider Lichtfelder führt zu einer Kompensation des differentiellen Stark-Effektes.

Am geänderten Vorzeichen von δ_{komp} gegenüber δ_{diff} wird deutlich, dass ein Strahlungsfeld mit einer Verstimmung zwischen den beiden Hyperfeinniveaus die Energieaufspaltung der Zustände erhöht. Für die vollständige Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung muss jetzt gelten

$$\delta_{\text{diff}}(\mathbf{r}) + \delta_{\text{komp}}(\mathbf{r}) \stackrel{!}{=} 0. \quad (5.3)$$

Mit der Annahme, dass das Lichtfeld des Kompensationslaser räumlich perfekt mit dem Lichtfeld des Dipolfallenlaser überlagert ist, gilt für die Lichtintensitäten

$$I_{\text{komp}}(\mathbf{r}) = \eta_{\text{komp}} \cdot I_{\text{TiSa}}(\mathbf{r}). \quad (5.4)$$

Um die Bedingung 5.3 zu erfüllen und die differentielle Stark-Verschiebung zu kompensieren, erhält man

$$\eta_{\text{komp}} = \frac{\left(\frac{\Delta_{\text{HFS}}}{2}\right)^2}{\Delta_{\text{eff}}^2 - \left(\frac{\Delta_{\text{HFS}}}{2}\right)^2} \approx \left(\frac{\Delta_{\text{HFS}}}{2\Delta_{\text{eff}}}\right)^2. \quad (5.5)$$

Hierbei wird deutlich, wie wenig Lichtintensität zur Kompensation nötig ist. Die Aufspaltung der Hyperfeinniveaus im Grundzustand liegt bei den Alkaliatomen im Bereich einiger Gigahertz, wohingegen Dipolfallen meist bei einer effektiven Verstimmung von einigen 10 – 100 THz betrieben werden. Für das hier betrachtete ^{85}Rb gilt zum Beispiel bei einer Wellenlänge des Dipolfallenlasers $\lambda_{\text{TiSa}} = 810 \text{ nm}$ ein Verhältnis von $\Delta_{\text{HFS}}/\Delta_{\text{eff}} = 2,88 \times 10^{-4}$, woraus ein genähertes Kompensationsverhältnis von $\eta_{\text{komp}} = 2,1 \times 10^{-8}$ folgt. Für eine Leistung des Dipolfallenlasers von einigen 10 mW ergeben dich damit Kompensationsleistungen im Bereich von wenigen Nanowatt.

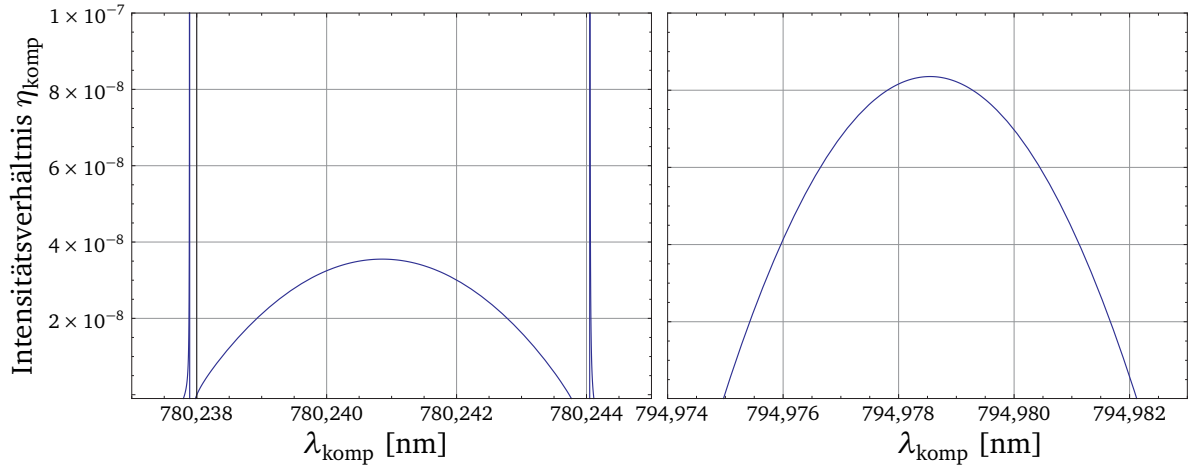


Abbildung 5.3.: Intensitätsverhältnis η_{komp} des zusätzlichen Strahlungsfeldes zum Dipolfallenlaser ($\lambda_{\text{TiSa}} = 810 \text{ nm}$) zur optimalen Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung. *Links:* Kompensation bei einer Frequenzverstimmung nahresonant zur D2-Linie. *Rechts:* Kompensation nahresonant zur D1-Linie.

Es sei darauf hingewiesen, dass es aufgrund der Verstimmung des Kompensationslichtes zwischen die beiden Hyperfeinniveaus zu einer differentiellen Frequenzverschiebung der beiden Zustände basierend auf dem absoluten Stark-Effekt kommt. Anders als bei weit verstimmten Dipolfallen ist hier der differentielle Effekt doppelt so groß wie die absolute Verschiebung. Aus diesem Grund hat der Kompensationslaser einen vernachlässigbaren Einfluss auf die absolute Falltiefe der Dipolfallen. Für eine Dipolfalle von beispielsweise $U_0 = k_B \times 100 \text{ } \mu\text{K} \approx \hbar \times 2,1 \text{ MHz}$ muss der Kompensationslaser nur eine absolute Verschiebung von $\delta_{\text{diff}} = -\delta_{\text{komp}} \approx 2\pi \cdot 700 \text{ Hz}$ erzeugen.

Kompensation des differentiellen Stark-Effekts für ^{85}Rb

Betrachtet man reale Atome, so existieren mehrere angeregte Niveaus, die zur Kopplung des Kompensationslasers verwendet werden können. Um bei ^{85}Rb ein Lichtfeld zwischen die beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands $|F = 2\rangle$ und $|F = 3\rangle$ zu verstimmen, ist eine resonante Kopplung des Lasers sowohl an die D1-Linie als auch an die D2-Linie möglich. Für eine genaue Berechnung der benötigten Kompensationsleistung muss nicht nur die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands berücksichtigt werden, sondern auch die Aufspaltung der Hyperfeinniveaus der angeregten Zustände.

In Abb. 5.3 ist das zur vollständigen Kompensation des differentiellen Stark-Effekts benötigte Intensitätsverhältnis η_{komp} über der Wellenlänge λ_{komp} des Kompensationslasers dargestellt. Für die Berechnungen ist eine Wellenlänge des Dipolfallenlasers von $\lambda_{\text{TiSa}} = 810 \text{ nm}$ angenommen. Die dargestellten Verhältnisse basieren dabei auf der Berechnung der jeweiligen Stark-Verschiebungen beider Laserfelder anhand von Gl. 3.27 unter Berücksichtigung aller Hyperfeinniveaus der beiden D-Linien. Des Weiteren wurde angenommen, dass nur linear polarisiertes Licht eingestrahlt wird. In der Abbildung ist links das benötigte Verhältnis η_{komp} gezeigt, wenn der Kompensationslaser nahresonant zur D2-Linie bei ca. $\lambda_{\text{D2}} \approx 780,241 \text{ nm}$ eingestrahlt wird. Im rechten Teil der Abbildung ist entsprechend die Verstimmung des Lasers nahresonant zur D1-Linie bei $\lambda_{\text{D1}} \approx 794,978 \text{ nm}$ dargestellt. Wie aus den Kopplungsstärken beider Linien zu erwarten, wird bei einer Verstimmung auf die D1-Linie rund doppelt so viel

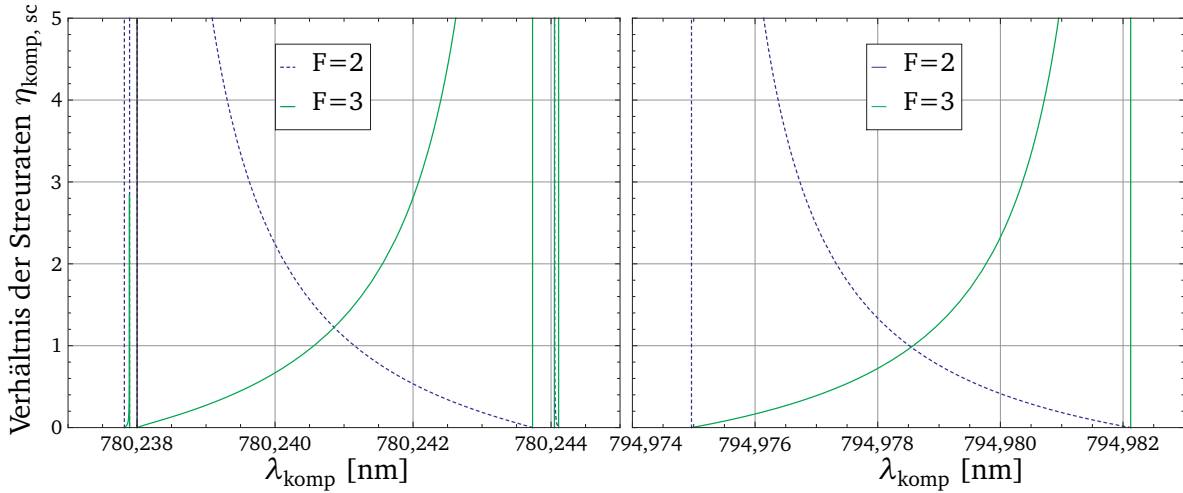


Abbildung 5.4.: Verhältnis der Streuraten des zusätzlichen Strahlungsfeldes zum Dipolfallenlaser bei optimaler Kompensationsintensität. *Links:* Kopplung an D2-Linie. *Rechts:* Kopplung an D1-Linie.

Kompensationsintensität wie bei der D2-Linie benötigt. Des Weiteren ist bei der D2-Linie aufgrund der zwei verschiedenen Kopplungsmöglichkeiten für jeden der beiden Grundzustände eine Substruktur auf den resonanten Übergängen zu erkennen. Für linear polarisiertes Licht sind auf der D2-Linie $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ aufgrund der Auswahlregeln die Übergänge

$$|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F' = 4, m_F = 0\rangle, |F' = 2, m_F = 0\rangle \quad (5.6)$$

$$|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = 0\rangle, |F' = 1, m_F = 0\rangle \quad (5.7)$$

erlaubt, wohingegen auf der D1-Linie $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ nur die Übergänge

$$|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F' = 2, m_F = 0\rangle \quad (5.8)$$

$$|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F' = 3, m_F = 0\rangle \quad (5.9)$$

existieren (vgl. Anhang A). Anhand der Berechnung ist zu erkennen, dass sich für die Kopplung an beide Linien ein Maximum der benötigten Kompensationsleistung I_{komp} in der Mitte der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands ergibt. Grundsätzlich lässt sich aber für jede Verstimmung des Kompensationslaser zwischen den beiden Hyperfeinniveaus ein optimales, zur Kompensation benötigtes Intensitätsverhältnis η_{komp} bestimmen.

Ein weiteres Kriterium für die optimale Verstimmung ist die Streuraten. Spontane Streuprozesse zerstören die erzeugten Superpositionen zwischen den Zuständen und führen zu Dekohärenz. Anders als der Dipolfallenlaser ist der Kompensationslaser nur wenige GHz gegenüber den verschiedenen Resonanzen verstimmt und spontane Prozesse müssen näher untersucht werden.

In Abb. 5.4 ist das berechnete Verhältnis der Streuraten η_{sc} des Kompensationslaser zum Dipolfallenlaser über der Wellenlänge des Kompensationslaser λ_{komp} dargestellt. Die für die Berechnung der Streuraten benötigten Intensitäten der Laser sind aus dem Intensitätsverhältnis η_{komp} zur idealen Kompensation angenommen. In der Abbildung ist $\eta_{\text{komp, sc}}$ für Atome in den beiden Zuständen $|F = 2\rangle$ und $|F = 3\rangle$ bei einer Kopplung an die D2-Linie (links) als

auch an die D1-Linie (rechts) gezeigt. In beiden Teilbildern wird deutlich, dass die resultierende Streurrate aus beiden Zuständen in der jeweiligen Mitte der D-Linie ein Minimum hat. Mit der Näherung aus Gl. 5.5 ergibt sich für das minimale Verhältnis der Streuraten

$$\eta_{\Gamma_{sc}} \sim \frac{\Gamma_{\text{komp}}}{\Gamma_{sc}} \sim \frac{I_{\text{komp}}}{(\Delta_{\text{HFS}}/2)^2} \cdot \left(\frac{I_{\text{TiSa}}}{\Delta_{\text{eff}}^2} \right)^{-1} = \eta_{\text{komp}} \left(\frac{2 \Delta_{\text{eff}}}{\Delta_{\text{HFS}}} \right)^2 \approx 1. \quad (5.10)$$

Aufgrund der geringen Intensität trägt der Kompensationslaser damit den gleichen Anteil zur spontanen Streuung bei wie der Dipolfallenlaser, obwohl seine Wellenlänge viel näher an den atomaren Übergängen liegt. Des Weiteren ist im Bild zu erkennen, dass die Streurrate bei einer Kopplung an die D2-Linie etwa um einen Faktor 1,2 größer ist, als bei einer Kopplung an die D1-Linie. Dieser Effekt rührt von der größeren Aufspaltung, bzw. den verschiedenen Kopplungsmöglichkeiten der angeregten Hyperfeinniveaus auf der D1-Linie gegenüber der D2-Linie her (vgl. Anhang A). Für die in diesem Kapitel verwendeten Fallenparameter mit einer Tiefe von $U_0 \approx 40 \mu\text{K}$ bei $\lambda_{\text{TiSa}} = 810 \text{ nm}$ würde sich bei einer separat betrachteten Kopplung beider D-Linien eine Streurrate im Bereich von $\Gamma_{sc, \text{TiSa}} = \Gamma_{sc, \text{komp}} = 3 \text{ s}^{-1}$ ergeben. Aufgrund einer auftretenden Quanteninterferenz zwischen den entsprechenden Übergängen der beiden D-Linien ist jedoch die Streurrate des Dipolfallenlasers etwa um einen Faktor 10 unterdrückt, wie in Abschnitt 5.2.3 näher erläutert.

Ein wichtiger Aspekt ist hierbei, dass das Verhältnis der Streuraten zwischen dem Dipolfallenlaser und dem Kompensationslaser unabhängig von der Wellenlänge des Dipolfallenlasers ist. Wählt man die Verstimmung des Dipolfallenlasers so groß, dass spontane Streuung vernachlässigbar ist, und passt die Intensität des Kompensationslasers auf den optimalen Wert an, so sind auch spontane Prozesse aus dem Kompensationslaser vernachlässigbar.

5.1.2 Überlagerung des Kompensationslasers

Zur Kompensation des differentiellen Stark-Effektes muss der Kompensationslaser räumlich perfekt mit dem Dipolfallenlaser überlagert sein. Um bei dieser Überlagerung wellenlängenabhängige Effekte wie chromatische Aberration zu minimieren wird der Kompensationslaser nahresonant zur D1-Linie, in die Mitte der beiden Grundzustandsniveaus bei $\lambda_{\text{komp}} \approx \lambda_{\text{D1}} \approx 794,978 \text{ nm}$ eingestrahlt. Als theoretisches Intensitätsverhältnis zwischen beiden Lasern ergibt sich daraus ein Wert von $\eta_{\text{komp}} = 8,4 \times 10^{-8}$. Die Kopplung an die D1-Linie hat des Weiteren den Vorteil, dass die spontane Streurrate gegenüber der Kopplung an die D2-Linie leicht reduziert ist. In diesem Abschnitt wird die experimentelle Implementierung des Kompensationslasers beschrieben.

Als Kompensationslaser wird für diese Messungen, wie für den Dipolfallenlaser, ein Titan-Saphir-Laser eingesetzt. Der Laser wird mittels eines Offset-Lock Verfahrens über ein Schwebungssignal auf die Frequenz eines Diodenlasers stabilisiert. Der Diodenlaser ist wiederum mithilfe einer dopplerfreien Sättigungsspektroskopie auf einen Übergang $5S_{1/2} |F = 3\rangle \rightarrow 5P_{1/2} |F'\rangle$ stabilisiert. Mittels dieser Technik kann der Kompensationslaser in die Mitte der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands stabilisiert werden. Beide Titan-Saphir-Laser sind in der Intensität über einen AOM kontrollierbar und werden gemeinsam über eine optische Faser auf den Experimentiertisch gebracht. Zur aktiven Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung müssen beide Laser in der Intensität stabilisiert werden. Dazu wird hinter

der Faser ein Teil des Dipolfallenlichtes abgezweigt und auf eine Photodiode gebracht, welche über einen Regelkreis den AOM ansteuert und so die Intensität stabilisiert. Das ebenfalls auf die zur Stabilisierung verwendete Photodiode fallende Licht des Kompensationslasers ist dort um einen Faktor 10^{-5} kleiner und vernachlässigbar.

Zur Intensitätsstabilisierung des Kompensationslasers muss ein um 10^{-5} schwächerer Anteil aus dem Dipolfallenlicht gefiltert werden. Dazu wird ein dichroitischer Filter verwendet. Der Filter transmittiert Licht bei 810 nm zu 84 %. Licht bei 795 nm wird jedoch nur zu 0,025 % transmittiert und fast vollständig reflektiert. Der reflektierte Strahl wird anschließend durch einen zweiten, wellenlängenabhängigen Filter geleitet. Dieser unterdrückt Licht bei 810 nm um einen Faktor 10^{-5} und transmittiert Licht bei 795 nm zu 95 %. Dadurch wird eine Aufnahme der Kompensationsintensität zur Kontrolle einer zweiten Regelschleife ohne den Einfluss des Dipolfallenlichtes möglich. Im Hauptpfad werden beide Laserfelder, nach der Intensitätsstabilisierung, über eine zweite optische Faser, welche nur die räumliche Grundmode des Lichts führt, gemeinsam auf das Mikrolinsenregister eingestrahlt. Damit sind beide Laserfelder räumlich überlagert und auch ein beobachteter, wellenlängenabhängiger Strahlversatz, hervorgerufen durch den dichroitischen Filter, ist kompensiert. Mögliche Intensitätsfluktuationen an der zweiten Fasereinkopplung werden in diesem Aufbau nicht durch die Regelung kompensiert, sind aber weitestgehend vernachlässigbar. Eventuelle Schwankungen sollten sich hierbei auf beide Lichtfelder gleichermaßen auswirken.

5.1.3 Ramsey-Spektroskopie an kompensierten Dipolfallen

Die differentielle intensitätsabhängige Energieverschiebung der beiden Hyperfeinniveaus $|F = 2\rangle$ und $|F = 3\rangle$ ruft eine Verschiebung der Übergangsfrequenz der beiden Zustände hervor. Dieser Effekt führt in einem thermischen Ensemble zu einer Dephasierung des Signals und einer damit verbundenen Limitierung der Frequenzauflösung von Ramsey-Spektroskopie.

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Ergebnisse zur Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung präsentiert. Die Untersuchung des Einflusses der Kompensation erfolgt dabei mithilfe von Ramsey-Spektroskopie.

Angleichung der Übergangsfrequenzen im Dipolfallenregister

Die im Folgenden präsentierten Messungen sind mit identischen Parametern wie die in Abschnitt 4.3.3 untersuchten Ramsey-Oszillationen durchgeführt. Der Dipolfallenlaser ist bei $\lambda_{\text{TiSa}} = 810,1$ nm mit einem Strahlradius von $w_{\text{TiSa}} = 500$ μm auf dem Mikrolinsenregister auf eine Leistung von $P_{\text{TiSa}} = 41$ mW stabilisiert. Zur Einstellung der optimalen Leistung des Kompensationslasers P_{komp} werden Ramsey-Oszillationen aufgenommen.

In Abb. 5.5 sind vier verschiedene Ramsey-Signale einer einzelnen Falle des Dipolfallenregisters dargestellt. Die Falltiefe ist in jeder Messung identisch. Oben sind die Ramsey-Oszillationen ohne den zusätzlichen Kompensationslaser ($P_{\text{komp}} = 0$) gezeigt. Das Signal dephasiert vergleichsweise schnell, und aus der angepassten Funktion ergibt sich eine Dämpfungszeit von $T_2^* = (3,0 \pm 0,2)$ ms. Die drei weiteren in Abb. 5.5 gezeigten Messungen sind bei gleichbleibenden Parametern der Dipolfalle für verschiedene Leistungen des zusätzlichen Kompensationslichtes aufgenommen. Aus der an die Datenpunkte angepassten Funktion ergeben sich die in Tabelle 5.1 zusammengefassten Parameter. In allen drei Messungen mit

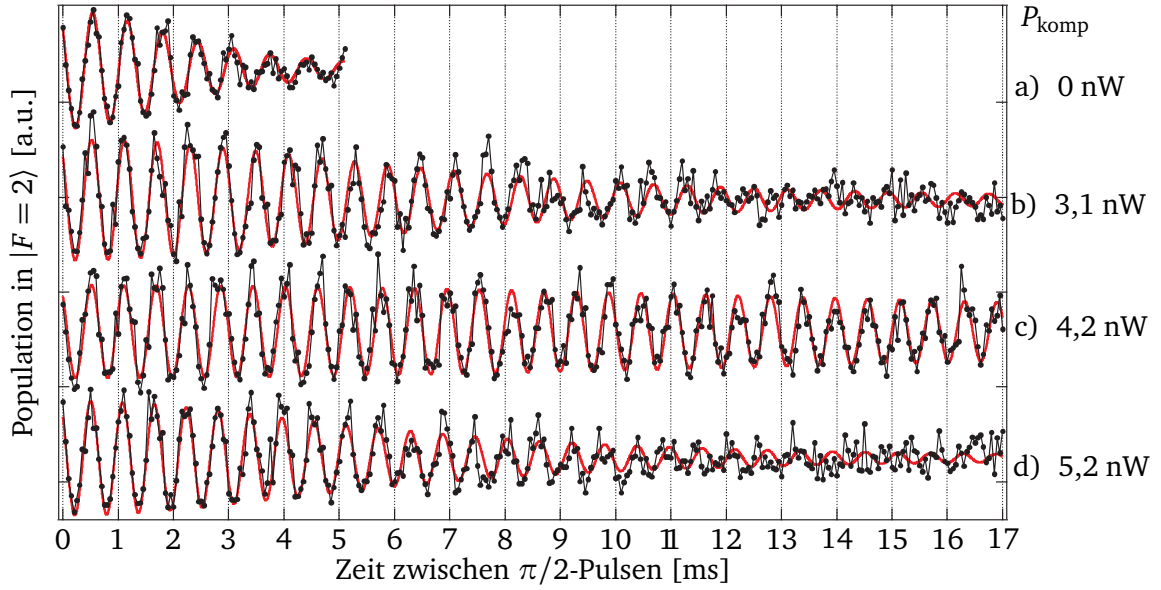


Abbildung 5.5.: Ramsey-Signale einer zentralen Dipolfalle für verschiedene Intensitäten des Kompensationslasers. Jeder Datenpunkt ist dreimal gemittelt.

Messung	P_{komp} [nW]	η_{komp}	T_2^* [ms]	$\bar{\delta}_{\text{Ramsey}} / (2\pi)$ [Hz]
a)	0	0	$3,0 \pm 0,2$	$1453 \pm 6,8$
b)	3,1	$7,5 \times 10^{-8}$	$8,6 \pm 0,4$	$1633 \pm 1,8$
c)	4,2	$1,05 \times 10^{-7}$	$27 \pm 1,8$	$1694 \pm 0,9$
d)	5,2	$1,3 \times 10^{-7}$	$8,5 \pm 0,5$	$1772 \pm 1,9$

Tabelle 5.1.: Auswertung der in Abb. 5.5 dargestellten Messungen.

dem Kompensationslaser ist die Dämpfung der Oszillationen reduziert. Vor allem in Messung c) hat sich die T_2^* -Zeit um einen Faktor 9 erhöht, wohingegen in den Messungen b) und d) zu wenig, bzw. zu viel Kompensationslicht eingestrahlt wird. Des Weiteren erhöht sich mit zunehmender Leistung P_{komp} die aufgenommene Oszillationsfrequenz $\bar{\delta}_{\text{Ramsey}}$, da das Kompensationslicht eine Vergrößerung der effektiven Hyperfeinaufspaltung bewirkt. Ein Kriterium zur optimalen Anpassung der Kompensationsleistung stellt die Dämpfung des über das gesamte Ensemble gemittelten Ramsey-Signals dar. Unter optimalen Parametern sollte eine durch inhomogene Dephasierung hervorgerufene Dämpfung stark unterdrückt sein. Der Vergleich von Oszillationsamplituden der Ramsey-Signale ist jedoch vergleichsweise ungenau und dient nur zur Voreinstellung der Leistung P_{komp} .

Eine genauere Optimierung der Intensität des Kompensationslasers lässt sich anhand der Ramsey-Frequenzen der einzelnen Fallen durchführen. Bei einer optimalen Kompensation sollte die differentielle Stark-Verschiebung verschwinden und die Atome in allen Fallen, unabhängig von der Falltiefe, mit der gleichen Frequenz oszillieren.

In Abb. 5.6 ist das Ergebnis der Anpassung der Kompensationsintensität für ein 8×8 -Register mit insgesamt 54 analysierten Einzelfällen gezeigt. Dargestellt ist die resultierende Frequenzverschiebung gegenüber dem Literaturwert der Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands von ^{85}Rb . Hierzu wurde bereits eine globale Frequenzverschiebung der gemessenen Übergangsfrequenz von $\delta_B = 2\pi \cdot 264$ Hz durch das als Quantisierungsachse angelegte Magnet-

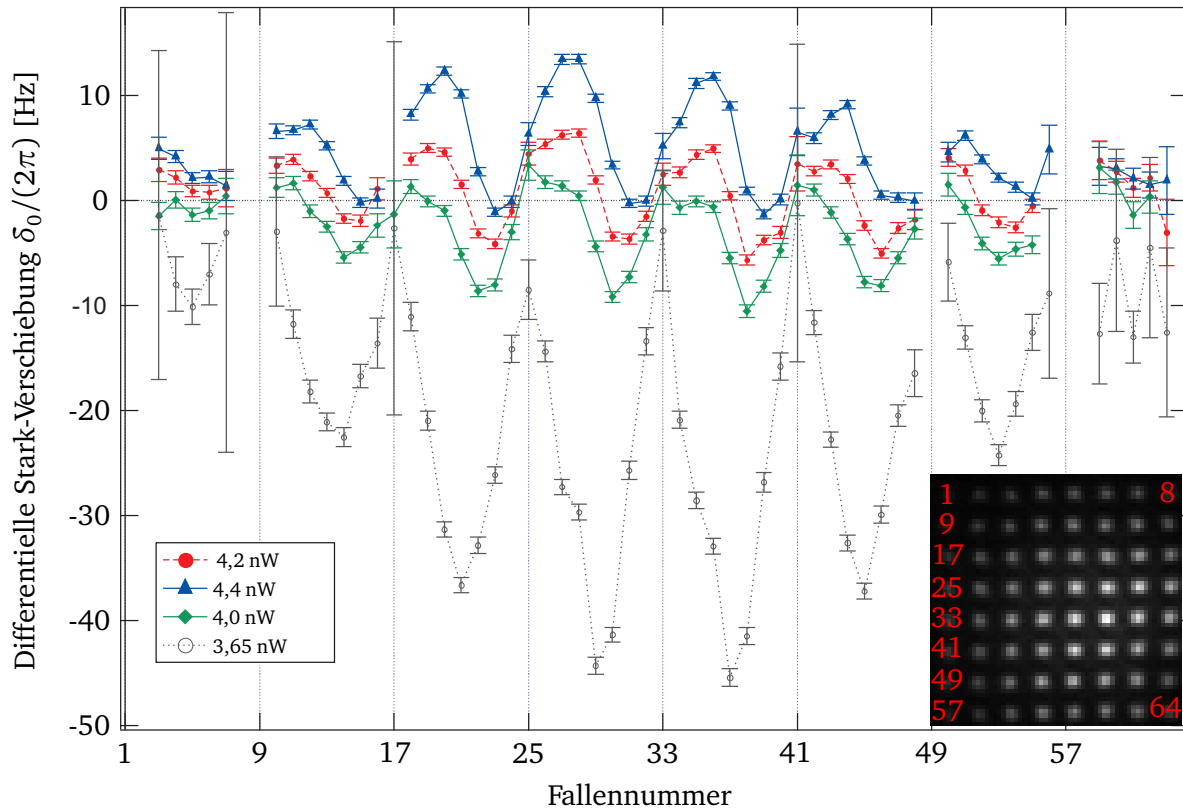


Abbildung 5.6.: Resultierende, differentielle Stark-Verschiebung für ein 8×8 -Dipolfallenregister für verschiedene Leistungen des Kompensationslasers. *Inset:* Bezeichnung der Fallen des Registers.

feld von $B_z = 45,2 \mu\text{T}$ abgezogen. In der Abbildung ist die resultierende Übergangsfrequenz für vier verschiedene Leistungen des Kompensationslasers gezeigt. Für eine Leistung von $P_{\text{komp}} = 3,6 \text{ nW}$ vor dem Mikrolinsenregister und den oben genannten Parametern der Dipolfalle ergibt sich bereits eine Verringerung der differentiellen Stark-Verschiebung um ca. einen Faktor 6-7 gegenüber der unkompenzierten Frequenzverschiebung (vgl. Abb. 4.11). Noch immer ist die Struktur des gaußförmigen Dipolfallenstrahls auf dem Mikrolinsenregister deutlich zu erkennen. Tiefe, vom Zentrum des Gauß-Strahls beleuchtete Fallen, erfahren eine stärkere differentielle Verschiebung als die am Rand liegenden Fallen.

Die drei weiteren gezeigten Messkurven sind bei einer Kompensationsleistung von $P_{\text{komp}} = 4,0 \text{ nW}$ bis $P_{\text{komp}} = 4,4 \text{ nW}$ aufgenommen. Die Frequenzunterschiede innerhalb jeder Messung werden deutlich reduziert. Vor allem bei einer Kompensationsleistung von $P_{\text{komp}} = 4,2 \text{ nW}$ liegen die in jeder Einzelfalle gemessenen Übergangsfrequenzen der Atome in einem Bereich von $-2\pi \cdot (5,7 \pm 0,5) \text{ Hz}$ bis $2\pi \cdot (6,4 \pm 0,4) \text{ Hz}$. Die Verteilung der Resonanzfrequenzen über das so kompenzierte Dipolfallenregister ist damit über 20 mal kleiner als die Verteilung der Übergänge in einem nicht kompenzierten Register gleicher Fallentiefe (vgl. Abb. 4.11). Die beiden Messungen mit $P_{\text{komp}} = 4,0 \text{ nW}$ und $P_{\text{komp}} = 4,4 \text{ nW}$ zeigen entsprechend eine leichte Über- und Unterkompensation des differentiellen Stark-Effekts mit etwas größeren verbleibenden Frequenzverschiebungen. Mit einer so ermittelten Kompensationsleistung von $P_{\text{komp}} = 4,2 \text{ nW}$ und der Leistung des Dipolfallenlasers von $P_{\text{Tisa}} = 41 \text{ mW}$ ergibt sich ein experimentell bestimmtes optimales Kompensationsverhältnis

Messung	$U_{0,37}/k_B$ [μK]	P_{komp} [nW]	$\delta_{\text{Ramsey}}/(2\pi)$ [Hz]	T_2^* [ms]	$\delta_0/(2\pi)$ [Hz]
ohne komp.	37	0	$1444,6 \pm 4,4$	$5,2 \pm 0,3$	$-258,4 \pm 4,4$
mit komp.	37	4,3	$1717,062 \pm 0,075$	$69,8 \pm 1,5$	$14 \pm 0,075$

Tabelle 5.2.: Parameter der in Abb. 5.7 dargestellten Ramsey-Messungen mit und ohne Kompensation des differentiellen Stark-Effektes.

nis von $\eta_{\text{komp, exp}} = (1,02 \pm 0,06) \times 10^{-7}$. Dieses Verhältnis weicht damit rund 21% von dem in Abschnitt 5.1.1 berechneten Wert von $\eta_{\text{komp, calc}} = 8,4 \times 10^{-8}$ ab. In Abb. 5.6 ist erkennbar, dass auch bei scheinbar optimaler Kompensation eine resultierende Frequenzverschiebung mit einer Standardabweichung von $\sigma_{\text{komp}} = 2\pi \cdot 3,2$ Hz als Struktur über dem gesamten Dipolfallenregister liegt. Die beobachteten Limitierungen der Kompensation werden größtenteils durch chromatische Aberration hervorgerufen und in Abschnitt 5.1.4 näher behandelt.

Analyse der Kompensation einer einzelnen Falle des Dipolfallenregisters

Wie bereits beschrieben, führt die Kompensation des differentiellen Stark-Effekts nicht nur zu einer Angleichung der atomaren Übergangsfrequenzen zwischen Atomen in verschiedenen tiefen Einzelfallen, sondern auch zu einer Angleichung der effektiven Hyperfeinaufspaltung der verschiedenen Atome in jeder einzelnen Falle. Die Kompensation bewirkt eine Unterdrückung der Abhängigkeit zwischen der Frequenzverschiebung der Resonanz und der Energie bzw. der Position der Atome in der Dipolfalle. Diese Unterdrückung verringert die üblicherweise auftretende inhomogene Dephasierung der gemessenen Übergangsfrequenzen in einem Ramsey-Experiment und verlängert die Messdauer der Ramsey-Oszillationen des über alle Atome gemittelten Signals.

In Abb. 5.7 ist das Ramsey-Signal einer einzelnen Falle des Dipolfallenregisters mit und ohne Kompensation des differentiellen Stark-Effektes gezeigt. Die Parameter des Dipolfallenlasers entsprechen den bisher in diesem Abschnitt verwendeten. Die gezeigte Falle Nr. 37 (vgl. Abb. 4.11) hat eine Falltiefe von $U_{0,37} = k_b \times 37 \mu K$. Das obere in der Abbildung dargestellte Ramsey-Signal ist ohne zusätzliches Licht zur Kompensation des differentiellen Stark-Effekts aufgenommen. Aufgrund der Dephasierung ist die Ramsey-Amplitude vergleichsweise stark gedämpft. Im unteren Ramsey-Signal wird das Kompensationslicht mit einer Gesamtleistung von $P_{\text{komp}} = 4,3$ nW eingestrahlt. Die Parameter der beiden Ramsey-Signale sind in Tabelle 5.2 zusammen gefasst. Durch die Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung in den Dipolfallen ist eine Reduzierung der Dämpfung um mindestens einen Faktor 13 möglich. Selbst nach einer Messdauer von 120 ms sind noch Oszillationen zu erkennen. Dadurch erhöht sich die Frequenzauflösung von $3,0 \times 10^{-3}$ ohne den Kompensationslaser auf einen Wert von $4,4 \times 10^{-5}$ um einen Faktor von 70. Die Frequenzauflösung wird hierbei aus dem Verhältnis des Fehlers der aufgenommenen Ramsey-Frequenz $\Delta\delta_{\text{Ramsey}}$ gegenüber der Frequenz δ_{Ramsey} gebildet. Der Wert $\Delta\delta_{\text{Ramsey}}$ ist dazu als die Standardabweichung der Residuen zwischen den Messpunkten und der angepassten Funktion definiert. Nachdem die differentielle Stark-Verschiebung der untersuchten Falle 37 aus dem Ramsey-Signal auf einen Wert von $\delta_{\text{unkomp, 37}} = -2\pi \cdot (258,4 \pm 4,4)$ Hz bestimmt wurde, ergibt sich mit der Kompensation ein Wert von $\delta_{\text{komp, 37}} = 2\pi \cdot (14 \pm 0,075)$ Hz. Dies deutet auf eine leichte Überkompensation der betrachteten Falle hin.

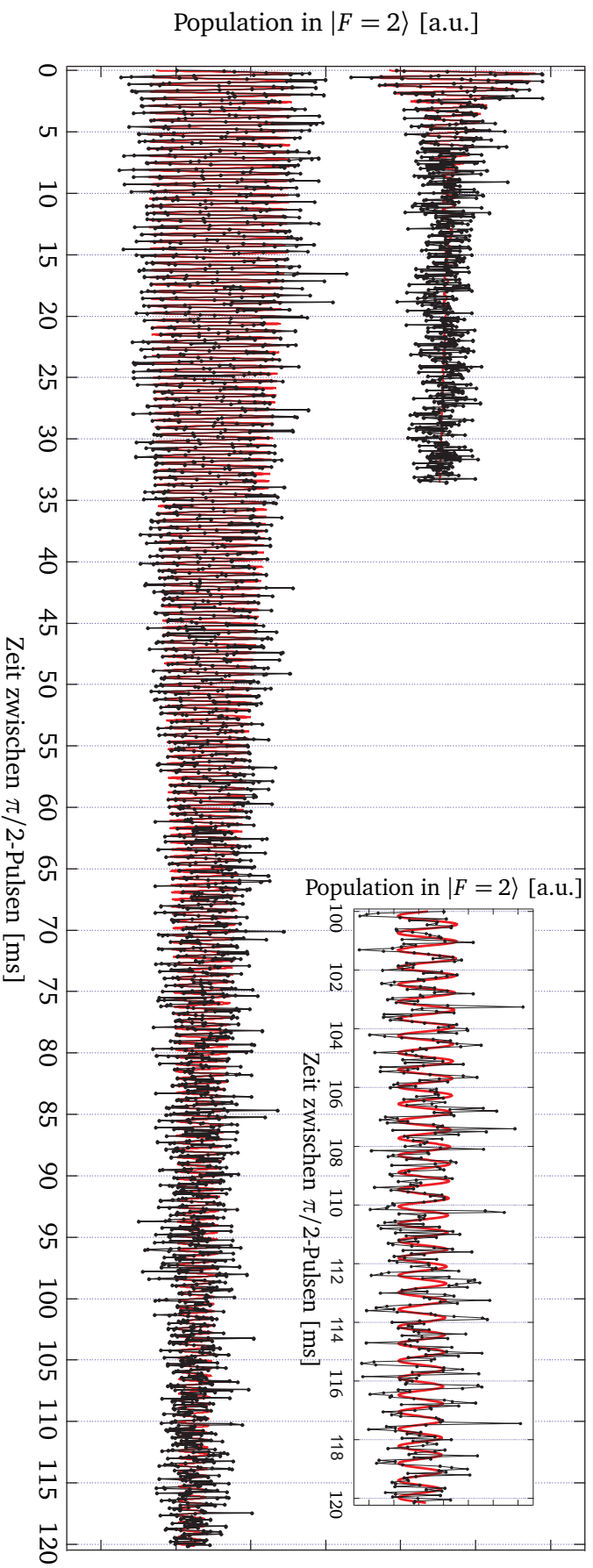


Abbildung 5.7.: Oben: Ramsey-Oszillationen in einer zentralen Falle (Nr. 37) des Dipolfallenregisters ohne zusätzliches Lichtfeld.

Unten: Ramsey-Oszillationen in der gleichen Dipolfalle mit einem zusätzlichen Lichtfeld bei $\lambda_{\text{komp}} = 794,978$ nm und einer Leistung von $P_{\text{komp}} = 4,3$ nW zur Kompensation des differentiellen Stark-Effektes. Inset: vergrößerte Darstellung der letzten 20 ms der kompensierten Messung. Jeder Datenpunkt ist dreimal gemittelt.

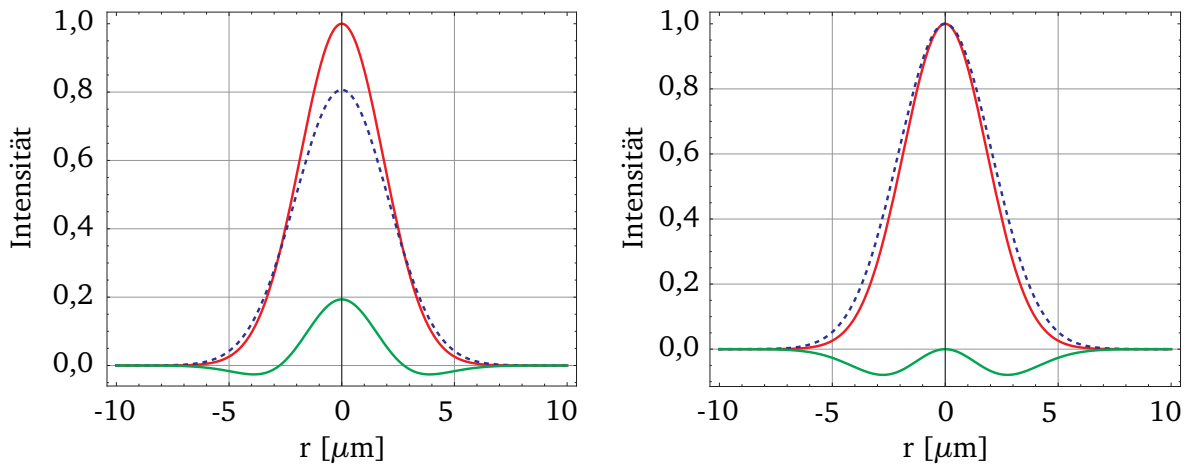


Abbildung 5.8.: Links: Vergleich eines Lichtfeldes bei 810 nm (durchgezogen) und eines um $26 \mu\text{m}$ in axialer Richtung verschobenen Lichtfeldes bei 795 nm (gestrichelt) bei gleicher Leistung. Unten die Differenz beider Felder. Rechts: Erhöhung der Leistung des Lichtfeldes bei 795 nm um 24 %, um maximale Intensitäten beider Felder anzupassen, unten die resultierende Differenz.

5.1.4 Limitierungen der Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung

Mithilfe des zusätzlichen Strahlungsfeldes des Kompensationslasers kann die Resonanzverschiebung des differentiellen Stark-Effektes in Dipolfällen kompensiert werden. Eine 20-fache Reduzierung der Verteilung der Übergangsfrequenzen über das gesamte Dipolfallenregister konnte gezeigt werden.

In diesem Abschnitt werden verschiedene Limitierungen dieser Kompensation erläutert. Die wesentliche Limitierung stellt hierbei chromatische Aberration an den verschiedenen optischen Komponenten dar, welche im Folgenden näher betrachtet werden sollen.

Wellenlängenabhängigkeit des Abbildungssystems

Wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, wird die Fokalebene des beleuchteten Mikrolinsenregisters mittels eines Achromaten ($f=80 \text{ mm}$) und eines beugungslimitierten Linsensystems ($f=35,5 \text{ mm}$) verkleinert in das Vakuum abgebildet. Das Linsensystem besteht aus vier Einzellinsen, die anhand der gewählten Brennweiten und Abstände zueinander darauf optimiert sind, Abbildungsfehler durch sphärische Aberration zu minimieren [75].

Zur Bestimmung von wellenlängenabhängigen Effekten des Abbildungssystems wird der Strahlengang mithilfe von "Ray Tracing" simuliert (*Software WinLens von Linos Photonics*). Unter der Annahme einer symmetrischen Ausleuchtung der Elemente ergibt sich als wesentlicher Effekt eine Verschiebung eines in das Vakuum abgebildeten Objektes entlang der abbildenden Achse. Für die hier betrachteten Wellenlängen des Dipolfallenlasers bei $\lambda_{\text{TiSa}} = 810 \text{ nm}$ und des Kompensationslasers bei $\lambda_{\text{komp}} = 795 \text{ nm}$ beträgt die Verschiebung der abgebildeten Fokalebene rund $26 \mu\text{m}$. Demnach ist am Ort der Atome das Lichtfeld zur Kompensation des differentiellen Stark-Effektes räumlich nicht optimal mit dem die Atome haltenden Feld des Dipolfallenlasers überlagert.

In Abb. 5.8 (links) ist die berechnete Intensitätsverteilung der beiden Lichtfelder am Ort der Atome dargestellt. Bei einer Vernachlässigung von Beugungsstrukturen kann die Intensität im Fokus in guter Näherung als gaußförmig angenommen werden. Der gezeigten Verteilung liegt ein minimaler Fokusradius von $w_0 = 3,7 \mu\text{m}$ mit einer sich daraus ergebenden Rayleigh-Länge von $z_R = 54 \mu\text{m}$ zugrunde. Für beide Lichtintensitäten ist die gleiche eingestrahelte Gesamtleistung angenommen. Bei der Darstellung ist eine Verschiebung der Fokalebene des Kompensationslichtes bei 795 nm entlang der optischen Achse von $26 \mu\text{m}$ gegenüber der Fokalebene des Dipolfallenlichtes bei 810 nm berücksichtigt. Wie in der Abbildung zu erkennen, ist der optimale räumliche Überlapp nicht mehr gegeben. Wird die maximale Intensität beider Lichtfelder angepasst, so muss die Intensität des zur Kompensation verwendeten Lichtfeldes um ca. 24 % erhöht werden. Die hier beschriebenen Abbildungsfehler geben eine mögliche Erklärung für die beobachtete Abweichung zwischen dem berechneten Intensitätsverhältnis von Kompensationslaser und Dipolfallenlaser von $\eta_{\text{komp, calc}} = 8,4 \times 10^{-8}$ gegenüber dem um 21 % größeren gemessenen Wert von $\eta_{\text{komp, exp}} = 1,02 \times 10^{-7}$. Wie aus Abb. 5.8 (rechts) deutlich wird, bleiben auch bei einer Anpassung der maximalen Kompensationsintensität geringe residuelle Abweichungen erhalten. Aufgrund der experimentellen Anpassung der Kompensationsintensität erfahren Atome, die sich in der Falle entlang der optischen Achse periodisch bewegen abwechselnd zu große und zu kleine Verschiebungen der effektiven Hyperfeinaufspaltung, welche sich in erster Näherung zu Null mitteln.

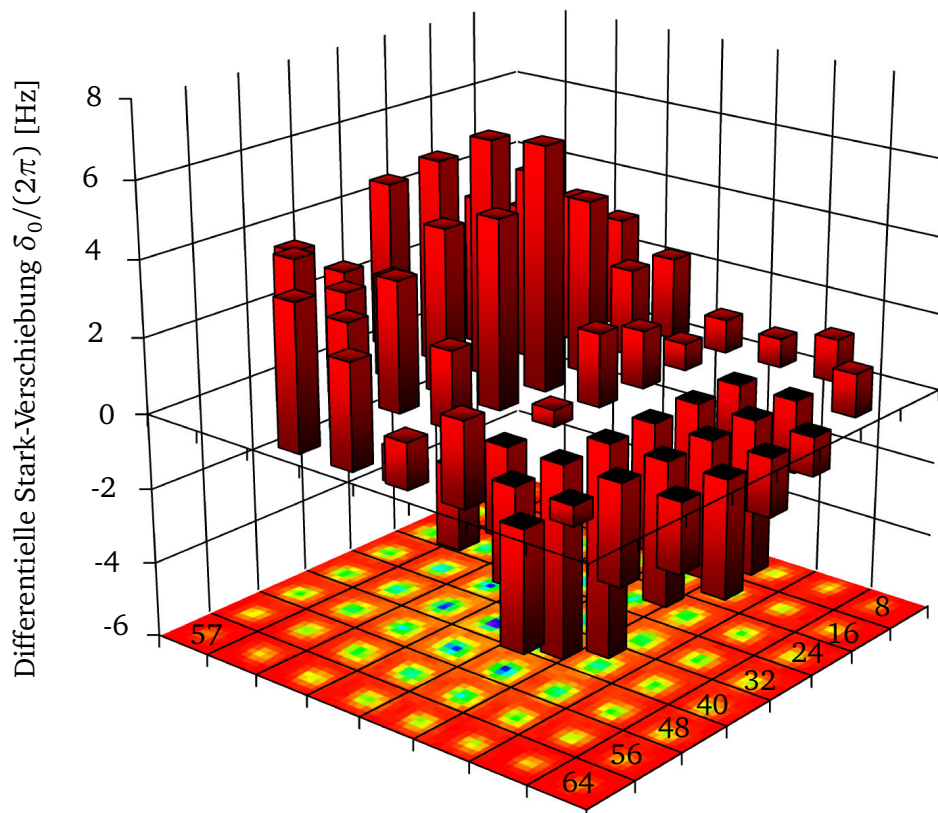


Abbildung 5.9.: Resultierende Frequenzverteilung der Hyperfeinaufspaltung bei einer experimentell bestimmten optimalen Kompensationsleistung von $P_{\text{komp}} = 4,2 \text{ nW}$ vor dem Mikrolinsenregister.

Analyse der resultierenden Verteilung der differentiellen Stark-Verschiebungen

Wie in Abschnitt 5.1.3 beschrieben, kann durch das zusätzliche Laserfeld der für alle Fallen variierende differentielle Stark-Effekt fast vollständig kompensiert werden. In Abb. 5.9 ist die bei experimentell optimaler Kompensationsintensität verbleibende Frequenzverteilung in einem 8×8 -Register gezeigt. Anhand der dreidimensionalen Darstellung ist in beiden Dimensionen der Fallenordnung eine symmetrische Struktur zu erkennen. Wie aus dem Vergleich mit Abb. 5.6 deutlich wird, ist die verbleibende Frequenzverteilung nicht durch eine zu hohe oder zu niedrige Intensität des Kompensationslasers zu erklären. Wie am Ende dieses Kapitels in Abschnitt 5.3.2 gezeigt wird, ist die resultierende Struktur auch nicht durch einen Magnetfeldgradienten erklärbar.

Verschiedene Simulationen haben gezeigt, dass die Struktur der resultierenden Frequenzverschiebungen in Abb. 5.9 durch einen seitlichen Versatz des Dipolfallenlasers zum Kompensationslaser auf dem Mikrolinsenregister erklärt werden kann. Beide Strahlen werden in einer Single-Mode Faser überlagert und mit einem Strahlradius von $w_{\text{TiSa}} \approx w_{\text{komp}} \approx 500 \mu\text{m}$ auf das Mikrolinsenregister geführt. In Abb. 5.10 ist die verbleibende Frequenzverteilung des differentiellen Stark-Effektes zusammen mit simulierten Werten dargestellt. Bei der Simulation wurde angenommen, dass die beiden Lichtfelder einen Versatz von $8 \mu\text{m}$ zueinander haben. Wie in der Abbildung sichtbar ist, spiegeln die berechneten Werte gut die experimentell bestimmte Struktur wieder. Es sei darauf hingewiesen, dass die beobachtete Verteilung nicht durch verschiedene Strahlgrößen $w_{\text{TiSa}} \neq w_{\text{komp}}$ auf dem Mikrolinsenregister erklärbar ist.

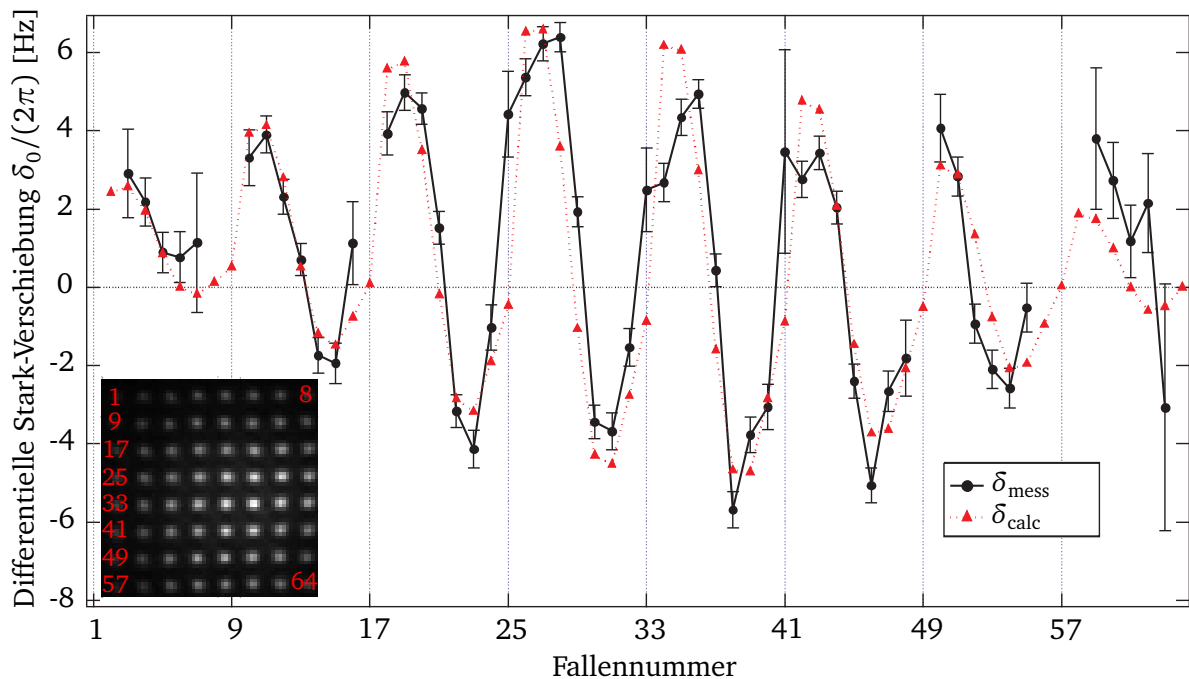


Abbildung 5.10.: Vergleich der resultierenden Frequenzverteilung bei optimaler Kompensation (vgl. Abb. 5.9) mit einer berechneten Frequenzverteilung. Für die Berechnung wurde ein Versatz von $8 \mu\text{m}$ des Lichtfeldes zur Kompensation gegenüber dem Dipolfallenlaser auf dem Mikrolinsenregister angenommen. *Inset:* Bezeichnung der Fallen.

Als Ursache für einen Versatz der beiden Lichtfelder bei 810 nm und bei 795 nm kommen nur das Ende der optischen Faser, eine Kollimationslinse, zwei dielektrische Spiegel, sowie das Mikrolinsenregister in Frage. Die verwendete optische Faser (Typ: PMJ-3A3A-633-4/125-3-3-1, Firma AMS) ist polarisationserhaltend und führt nur die Grundmode des Lichts. Zur Vermeidung von Reflektionen ist das Faserende um 4° angeschrägt. Das Licht der Faser wird mit einer asphärischen Linse ($f=7,5$ mm) (Typ: A375TM-B, Firma Thorlabs) kollimiert und über zwei Spiegel auf das ca. 50 cm entfernte Mikrolinsenregister eingestrahlt. Eine Ursache des Strahlversatzes beruht auf Dispersionseffekten, die bei einer unsymmetrischen Ausleuchtung der verschiedenen optischen Komponenten eine Prismenwirkung hervorrufen. Simulationen ergeben, dass bei dem hier beschriebenen System bereits Abweichungen von 200 μm von der Symmetrieachse der asphärischen Linse (eff. Durchmesser: 5,72 mm) ausreichen, um den angenommenen Strahlversatz von 8 μm zu erzeugen.

Betrachtet man unter Berücksichtigung dieses leichten Strahlversatzes nur die residuellen Effekte zwischen den gemessenen und berechneten Daten aus Abb. 5.10, so halbiert sich die ursprüngliche Frequenzverteilung aus Abschnitt 5.1.3. Es ergibt sich eine Standardabweichung von $\sigma_{\text{komp}} = 2\pi \cdot 1,7$ Hz um den Mittelwert von $\bar{\delta}_{\text{komp}} = 2\pi \cdot 0,4$ Hz über das gezeigte 8×8 -Register.

5.2 Einfluss der Kompensation auf homogene Dephasierungsmechanismen

Im vorherigen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass mithilfe eines zusätzlichen Strahlungsfeldes Modifikationen der atomaren Resonanz durch den Dipolfallenlaser kompensiert werden können. Bei einer idealen Kompensation hängt die Verteilung der Grundzustandsaufspaltung eines atomaren Ensembles in einer Dipolfalle nicht mehr von der thermischen Verteilung der Atome ab. Dadurch ist die inhomogene Dephasierung, welche üblicherweise als Dämpfung in einem Ramsey-Experiment auftritt, stark unterdrückt.

In diesem Abschnitt wird untersucht, in wieweit sich die Kompensation des differentiellen Stark-Effektes auf eine zeitlich nicht reversible Dephasierung auswirkt. Diese homogene Dephasierung wirkt auf alle Atome gleich und wird dabei vor allem durch äußere Einflüsse auf die Atome in den Dipolfallen bewirkt. Als zeitliche äußere Fluktuationen sind zum Beispiel Intensitätsfluktuationen des Dipolfallenlasers oder Variationen des Magnetfeldes zu nennen. Zur Untersuchung der homogenen Dephasierungsmechanismen werden Spin-Echo-Techniken eingesetzt. Ein Spin-Echo-Experiment stellt eine Erweiterung eines Ramsey-Experiments dar und ermöglicht eine Messdauer über die inhomogene Dephasierungszeit hinaus. Das Prinzip der Echo-Messung wird im ersten Teil dieses Abschnitts erläutert.

Der zweite Teil beginnt mit einer näheren Beschreibung der irreversiblen Dephasierung. Anschließend wird der Einfluss der Kompensation auf die homogene Dephasierung untersucht und mit dem unkompensierten Fall verglichen.

5.2.1 Spin-Echo-Spektroskopie

Die Spin-Echo-Technik beruht auf einer Umkehrung der inhomogenen, zeitlich reversiblen Dephasierung. Dazu wird das aus zwei $\pi/2$ -Pulsen bestehende Ramsey-Experiment um einen in der Mitte liegenden π -Puls erweitert. Das Verfahren wurde ursprünglich für Anwendungen

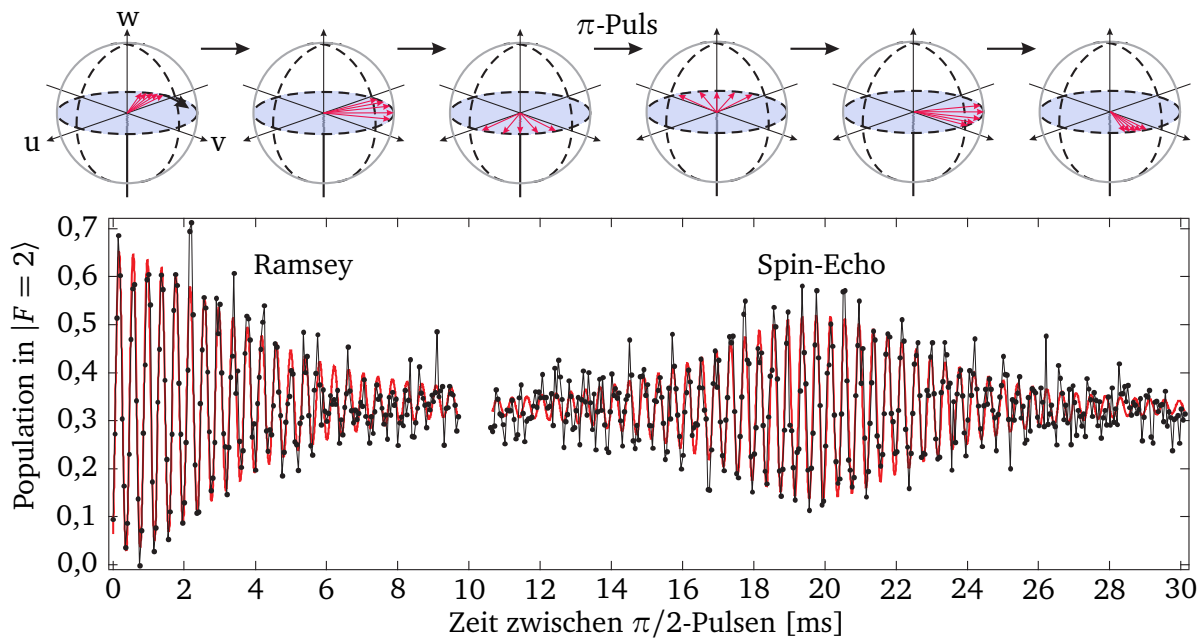


Abbildung 5.11.: *Oben:* Schematische Darstellung des Dephasierens eines atomaren Ensembles im Bild der Bloch-Kugel. Ein π -Puls bewirkt eine Rotation um π um die u-Achse und es kommt zu einer Rephasierung der einzelnen Phasen des Ensembles. *Unten:* Aufnahme einer Ramsey-Messung (links) und einer Spin-Echo-Messung (rechts), bei der nach $t_\pi = 10$ ms ein π -Puls eingestrahlt wurde.

in der Kernspinresonanz entwickelt [99], inzwischen aber auch erfolgreich auf kalten Atome in Dipolfallen adaptiert [100, 90].

Das Prinzip der Spin-Echo-Methode ist in Abb. 5.11 (oben) anschaulich im Bild der Bloch-Kugel dargestellt. Wie bei einem Ramsey-Experiment werden die Atome mittels eines $\pi/2$ -Pulses in eine Superposition der beiden Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ gebracht. Aufgrund der differentiellen Stark-Verschiebung des thermischen Ensembles in der Dipolfalle kommt es zu einer Dephasierung der Phasenentwicklung verschiedener Atome. Im Bloch-Bild rotieren die einzelnen, atomaren Bloch-Vektoren verschieden schnell in der $\{uv\}$ -Ebene und es entsteht eine größer werdende Phasenverteilung. Im Spin-Echo-Experiment wird jetzt ein zusätzlicher π -Puls nach der Zeitdauer $t = t_\pi$ eingestrahlt. Dieser bewirkt im Bloch-Bild eine Rotation aller Bloch-Vektoren um die u-Achse um den Winkel π . Eine solche Rotation bewirkt eine Umkehrung der Dephasierung der einzelnen Phasen. Zum Zeitpunkt $t = 2 \cdot t_\pi$ ist die Rephasierung abgeschlossen und alle Bloch-Vektoren sind wieder auf ihre ursprüngliche Phasenverteilung zusammen gekommen und tragen gemeinsam zur Spin-Echo-Amplitude bei.

Wie im Falle des Ramsey-Experiments lässt sich die Spin-Echo-Sequenz als Produkt einzelner, auf die Atome wirkender Drehmatrizen darstellen

$$\mathbf{R}(t) = \Theta(t_{\pi/2}) \cdot \Phi_{\text{frei}}(t - t_\pi) \cdot \Theta(t_\pi) \cdot \Phi_{\text{frei}}(t_\pi) \cdot \Theta(t_{\pi/2}) \cdot \mathbf{R}(0). \quad (5.11)$$

Die Matrizen beschreiben hierbei die verschiedenen, in Abschnitt 4.1.2 eingeführten, Drehungen des Bloch-Vektors im Bild der Bloch-Kugel. Analog zum Ramsey-Experiment ergibt

sich damit unter Vernachlässigung der inhomogenen Dephasierung für die w -Komponente des Bloch-Vektors

$$w_{\text{Echo}}(t) = -\cos(\delta_{\text{eff}}(t - 2 \cdot t_{\pi})) . \quad (5.12)$$

Hierbei beschreibt δ_{eff} wieder die Verstimmung der Raman-Laser gegenüber der effektiven, atomaren Resonanz. Die Berücksichtigung der Verschiebung durch den differentiellen Stark-Effekt erfolgt analog zur Herleitung des Ramsey-Signals durch eine Integration über die Wahrscheinlichkeitsverteilung von $p(\delta_{\text{diff}})$ (vgl. Abschnitt 4.3.2). Als Ergebnis ergibt sich

$$w_{\text{Echo}}(t) = -\alpha(t - 2 \cdot t_{\pi}) \cos[(\delta_{\text{RL}} - \delta_B - \delta_0 - \delta') \cdot (t - 2 \cdot t_{\pi}) + \kappa(t - 2 \cdot t_{\pi})] , \quad (5.13)$$

mit $\alpha(t)$ und $\kappa(t)$ definiert wie in Abschnitt 4.3.2. Der Vorzeichenwechsel rührt aus dem zusätzlich eingestrahlten π -Puls der Echo-Sequenz her.

Zur Veranschaulichung ist in Abb. 5.11 ein typisches Ramsey-Signal zusammen mit einem Spin-Echo-Signal dargestellt. Die aufgenommenen Ramsey-Oszillationen zeigen aufgrund der inhomogenen Dephasierung eine Dämpfung der Signalamplitude. Nach etwa 9 ms ist die Oszillation nicht mehr aufzulösen. Für das im rechten Teil der Graphik dargestellte Spin-Echo-Signal wurde zwischen den beiden $\pi/2$ -Pulsen nach $t_{\pi} = 10$ ms ein π -Puls eingestrahlt. Wie im Bild zu erkennen ist, kommt es aufgrund der Rephasierung zu einem Wiedererstarren des Signals nach einer Zeit von $t = 2 \cdot t_{\pi}$. Der Abfall der Amplitude der Spin-Echo-Oszillationen ist symmetrisch um das Maximum und wird durch inhomogene Dephasierung hervorgerufen. Die Einhüllende entspricht, wie beim Ramsey-Signal, der Fouriertransformierten der Energieverteilung der Atome in der Dipolfalle.

5.2.2 Homogene Dephasierung

Mithilfe der Spin-Echo-Spektroskopie lässt sich, wie oben erläutert, eine inhomogene Dephasierung umkehren. Diese vor allem durch die räumliche Abhängigkeit des differentiellen Stark-Effektes hervorgerufene Dephasierung wird daher auch als reversibel bezeichnet. Im ersten Abschnitt des Echo-Experiments zwischen $\pi/2$ - und π -Puls muss der gleiche Betrag der Phase akkumuliert werden, wie in der zweiten Phase der Sequenz zwischen π - und $\pi/2$ -Puls. Zeitlich fluktuierende, global auf das Ensemble wirkende Störungen können nicht mittels der Spin-Echo-Methode kompensiert werden.

Die Beschreibung der irreversiblen Dephasierung erfolgt über die irreversible Zerfallszeit T'_2 , welche bereits in Abschnitt 4.1.3 als Dämpfung in den optischen Bloch-Gleichungen eingeführt wurde. Die durch spontane Streuprozesse hervorgerufene, hier deutlich längere longitudinale Relaxationszeit T_1 kann in dieser Beschreibung zunächst vernachlässigt werden. Damit gilt zwischen den verschiedenen Zerfalls- bzw. Dephasierungszeiten die Relation $T_2^* < T'_2 < T_1$ und die homogene Dephasierung kann unabhängig von anderen Zerfallszeiten beschrieben werden. Die Beschreibung erfolgt nach [90].

Bisher wurde die Verstimmung δ_{eff} als zeitlich konstant während des experimentellen Zyklus angenommen. Eine Variation der Verstimmung $\delta_{\text{eff}}(t)$ bewirkt eine zeitliche Änderung der Präzession des Bloch-Vektors in der $\{uv\}$ -Ebene der Einheitskugel. Die akkumulierte Phase lässt sich als zeitliches Integral über die Verstimmung beschreiben

$$\phi(t_1, t_2) = \int_{t_1}^{t_2} \delta_{\text{eff}}(t') dt' . \quad (5.14)$$

Bei einer zeitlichen Fluktuation während der Spin-Echo-Sequenz gilt $\phi(0, t_\pi) \neq \phi(t_\pi, 2t_\pi)$ für die aufintegrierte Phase vor und nach dem π -Puls. Diese Phasendifferenz kann auch als eine über die Zeit t_π gemittelte Differenz von Verstimmungen $\Delta\delta_{\text{eff}}$ betrachtet werden. Unter Berücksichtigung dieser Verstimmungen in der Beschreibung der Echo-Sequenz mittels der Drehmatrizen aus Gl. 5.13 ergibt sich für die Inversion

$$w_{\text{echo}}(\Delta\delta_{\text{eff}}, 2t_\pi) = -\cos(\Delta\delta_{\text{eff}}t_\pi) . \quad (5.15)$$

Dabei wird angenommen, dass alle Atome unabhängig von ihrer Energie in der Dipolfalle, in etwa die gleichen Fluktuationen $\Delta\delta_{\text{eff}}$ erfahren. Damit wird eine homogene Verbreiterung des gemessenen Übergangs angenommen. Unter Annahme einer gaußförmigen Wahrscheinlichkeitsverteilung der Fluktuationen mit

$$p(\Delta\delta_{\text{eff}}, t_\pi) = \frac{1}{\sigma(t_\pi)\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\Delta\delta_{\text{eff}})^2}{2\sigma(t_\pi)^2}} , \quad (5.16)$$

ergibt sich das experimentelle Signal in Abhängigkeit der gemittelten Zeit t_π als Integration über Gl. 5.15 zu

$$w_{\text{echo, hom}}(2t_\pi) = \int_{-\infty}^{\infty} -\cos(\Delta\delta_{\text{eff}}t_\pi) \cdot p(\Delta\delta_{\text{eff}}, t_\pi) d\Delta\delta_{\text{eff}} . \quad (5.17)$$

Für die mittlere Verteilung der Verstimmungen gilt $\overline{\Delta\delta_{\text{eff}}} = 0$, mit der Varianz $\sigma(t)^2$ und der Standardabweichung $|\sigma(t)|$ der Fluktuationen. Der Zerfall der maximalen Amplitude des Echo-Signals stellt damit die Fourier-Transformierte der Verteilung $p(\Delta\delta_{\text{eff}}, t_\pi)$ der Fluktuationen dar. Führt man das Integral aus ergibt sich

$$w_{\text{echo}}(\Delta\delta_{\text{eff}}, 2t_\pi) = e^{-\frac{1}{2}t_\pi^2\sigma(t_\pi)^2} . \quad (5.18)$$

Demnach ergibt sich im Falle einer homogenen Dephasierung eine gaußförmige Abnahme der jeweiligen maximalen Amplitude des Echo-Signals bei $t = 2t_\pi$. Über die Amplitude lässt sich jetzt die homogene Dephasierungszeit T'_2 als $1/e$ -Zerfallszeit zu

$$T'_2 = \frac{\sqrt{2}}{\sigma(t_\pi)} \quad (5.19)$$

bestimmen.

5.2.3 Spin-Echo-Spektroskopie an kompensierten Dipolfallen

Mithilfe der Spin-Echo-Spektroskopie kann der Einfluss der Kompensation des differentiellen Stark-Effektes auf irreversible Dephasierungsmechanismen untersucht werden. Dazu wird das Spin-Echo-Signal einer kompensierten Falle des Dipolfallenregisters mit dem Signal der gleichen, unkompensierten Falle verglichen.

In Abb. 5.12 sind für beide Konfigurationen Spin-Echo-Oszillationen nach verschiedenen Zeitdauern dargestellt. Die Tiefe der betrachteten Falle beträgt $U_0 = k_B \times 30 \mu\text{K}$ mit den bisher in diesem Kapitel verwendeten Parametern des Dipolfallenlasers. Das obere in den

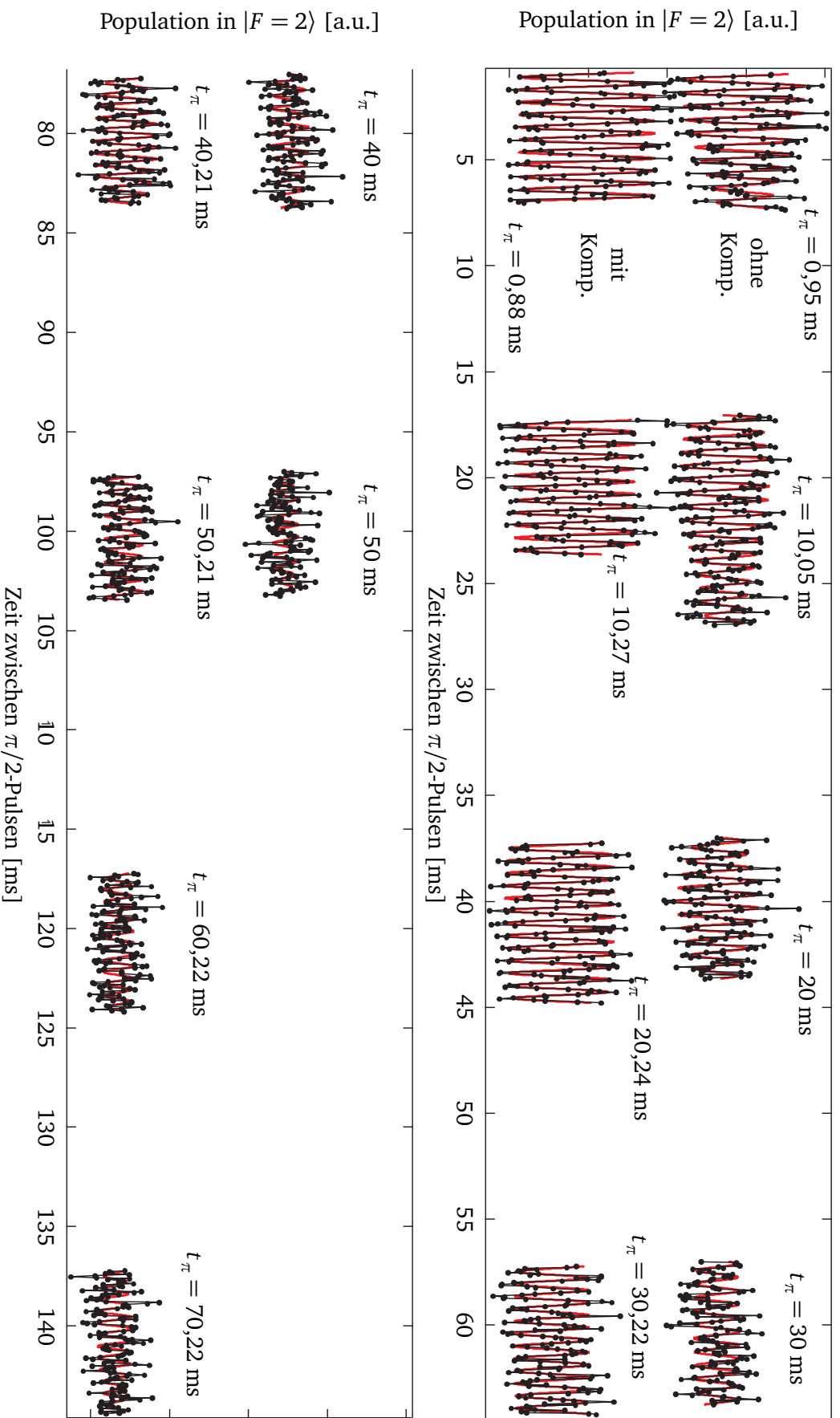


Abbildung 5.12.: Vergleich von Spin-Echo-Signalen mit und ohne Kompensation des differentiellen Stark-Effektes an einer zentralen Falle des Dipolfallenregisters mit einer Tiefe von $U_0 = k_B \times 30 \mu\text{K}$. Die oberen Echo-Oszillationen zeigen in beiden Graphen jeweils den unkompenzierten Fall, während die unteren Echo-Signale dem kompenzierten Fall ($P_{\text{komp}} = 4,2 \text{ nW}$) entsprechen. Alle weiteren Fallenparameter sind in beiden Messungen identisch.

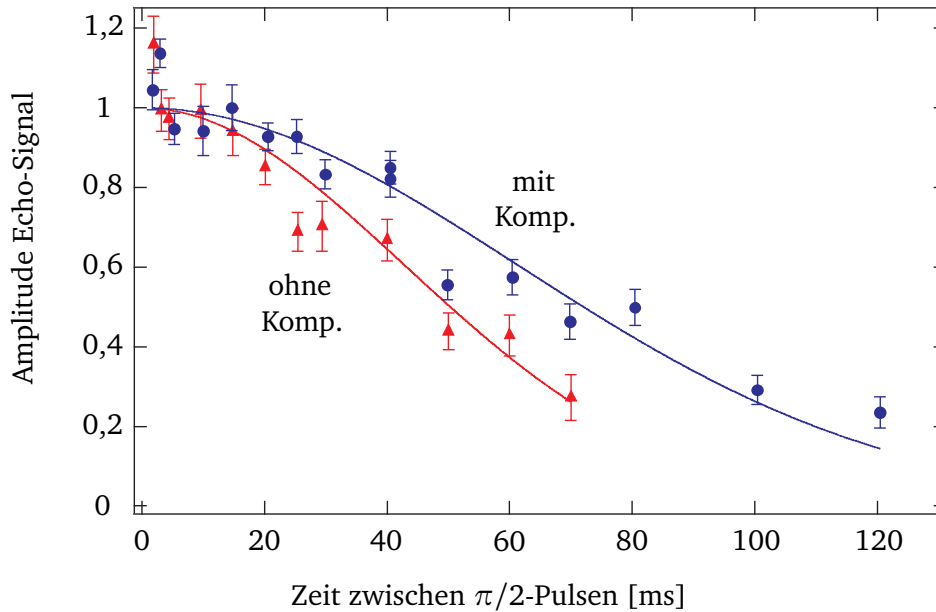


Abbildung 5.13.: Auswertung der maximalen Amplituden der einzelnen Spin-Echo-Signale aus Abb. 5.12 mit und ohne die Kompensation des differentiellen Stark-Effektes. Beide Datensätze sind jeweils auf die Amplitude der angepassten Gauß-Kurve normiert.

beiden Graphiken gezeigte Signal ist ohne eine Kompensation der differentiellen Verschiebung aufgenommen, wohingegen in der unteren Messung das angepasste Kompensationsfeld eingestrahlt wurde. Aufgetragen sind beide Signale jeweils über der Gesamtzeit der Sequenz zwischen den beiden $\pi/2$ -Pulsen. Jedes der Echo-Signale ist zur Bestimmung der Amplitude in einem Bereich von etwa ± 3 ms um das erwartete Maximum bei $t = 2t_\pi$ aufgenommen. Jeder Datenpunkt ist über drei Messzyklen gemittelt. Anders als bei den schnell dephasierenden Ramsey-Signalen sind bei dieser Messung auch in der nicht kompensierten Konfiguration nach einer Messdauer von über 80 ms noch leichte Oszillationen zu beobachten. Im Vergleich beider Konfigurationen ist zu erkennen, dass die Oszillationsamplitude innerhalb der Echomesszeit zwischen $2t_\pi - 3$ ms und $2t_\pi + 3$ ms in der kompensierten Falle nahezu konstant bleibt. Dieser Effekt wird durch die Kompensation des differentiellen Stark-Effektes hervorgerufen, da sich die Einhüllende jedes Echo-Signals aus der inhomogenen Dephasierung ergibt. Des Weiteren ist in der Abbildung zu erkennen, dass die Abnahme der einzelnen Echosignale geringer als im unkompensierten Fall ist. Durch Einstrahlen eines π -Pulses nach $t_\pi = 70$ ms sind nach $2t_\pi = 140$ ms noch Oszillationen sichtbar.

Die Auswertung der Amplituden der aufgenommenen Spin-Echo-Signale ist in Abb. 5.13 zusammengefasst. Dargestellt sind jeweils die Amplituden der einzelnen Echo-Oszillationen über der dazugehörigen Gesamtdauer der Sequenz. Für beide Konfigurationen mit und ohne Einstrahlen des Kompensationslasers wird nach Gl. 5.18 ein gaußförmiger Zerfall an die Daten angepasst. Zur besser vergleichenden Darstellung sind beide Datensätze anhand des Schnittpunktes der Ordinate der angepassten Funktion normiert. Aus der Gauß-Funktion ergibt sich eine homogene Dephasierungszeit von $T'_{2, \text{unkomp}} = (60,4 \pm 4,0)$ ms für die Dipolfalle ohne Kompensation des differentiellen Stark-Effektes und $T'_{2, \text{komp}} = (86,4 \pm 4,6)$ ms mit dem zusätzlichen Lichtfeld zur Kompensation. Für die hier untersuchte Einzelfalle konnte

die inhomogene Dämpfungszeit T_2^* bei identischen Fallen- und Kompensationsparametern zu $T_{2, \text{komp}}^* = (52,1 \pm 1)$ ms gegenüber $T_{2, \text{unkomp}}^* = (5,3 \pm 0,2)$ ms ohne Kompensation bestimmt werden. Demnach verringert die Kompensation des differentiellen Stark-Effektes in Dipolfallen nicht nur die inhomogene Dephasierung, sondern unterdrückt auch Signaldämpfung, welche durch homogene Dephasierung hervorgerufen wird. Mit dem Kompensationslaser wird eine Verlängerung der T_2' -Zeit um 45% erreicht. Im Folgenden soll untersucht werden, welche Effekte zum beobachteten Abfall der Echo-Amplitude beitragen und vor allem welchen Einfluss hierbei die Kompensation des differentiellen Stark-Effektes hat.

Analyse der Dephasierungsmechanismen

Zur ausführlichen Analyse der Dephasierungsmechanismen sei speziell auf die Arbeit von A. Lengwenus [65] und allgemein auf [90] verwiesen. Wie in [65] erläutert, bewirken Intensitätsfluktuationen des Dipolfallenlasers und Variationen des Magnetfeldes Dephasierungszeiten von mehreren Minuten bzw. Sekunden und können daher vernachlässigt werden. So liegen zum Beispiel Fluktuationen des Magnetfeldes des Experiments im Bereich von $\Delta B = 0,1 \mu\text{T}$, wie in Abschnitt 5.3.2 näher erläutert. Fluktuationen dieser Größenordnung führen zu einer Verbreiterung der Frequenzverschiebung des Übergangs $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 3, m_F = 0\rangle$ von $\sigma_B \approx 1$ Hz. Die homogene Dephasierungszeit liegt damit im Bereich einiger Sekunden und ist als Erklärung des hier beobachteten Zerfalls vernachlässigbar.

Eine Quelle von irreversibler Dephasierung stellen Heizprozesse in den Dipolfallen dar. Eine konstante Heizrate \dot{E} erhöht die mittlere Energie des atomaren Ensembles während der Echo-Sequenz. Eine Änderung der Energie führt über die differentielle Stark-Verschiebung zu einer Änderung der Übergangsfrequenz. Die Atome erfahren dadurch im Mittel in der ersten freien Präzession $[0, t_\pi]$ eine größere differentielle Verschiebung als im zweiten Intervall der Echo-Sequenz $[t_\pi, 2t_\pi]$. Eine vollständige Rephasierung ist nicht mehr möglich und es erfolgt eine Abnahme des Signals.

Nach [90] lassen sich die durch Heizeffekte hervorgerufenen Fluktuationen der Verstimmung als

$$\sigma_{\text{heiz}} = \frac{\eta}{\hbar} \sqrt{\frac{3}{2} \dot{E} T_2' k_B T} \quad (5.20)$$

beschreiben. Die Dephasierungszeit T_2' stellt hierbei eine typische Zeitkonstante für das Experiment dar. Eine einfache Abschätzung der Heizrate kann über die Lebensdauer t_L der Atome in der Dipolfalle ermittelt werden. Mit der Annahme, ein im Minimum der Falle gefangenes Atom verlässt nach $t_L = (1,2 \pm 0,1)$ s die Falle, ergibt sich für die betrachteten Falle ($U_0 = k_B \times 30 \mu\text{K}$) eine Heizrate von $\dot{E} = U_0/t_L \approx k_B \times 25 \mu\text{K/s}$. Die Temperatur der Atome kann über die inhomogene Dephasierungszeit T_2^* aus dem Abfall des Ramsey-Signals der unkompenzierten Falle bestimmt werden. Für die betrachtete Falle ergibt sich $T_2^* = (5,3 \pm 0,2)$ ms und daraus folgend eine Temperatur von $T \approx 10 \mu\text{K}$. Das Einsetzen der Parameter in Gl. 5.20 ergibt eine Breite der Fluktuationen von $\sigma_{\text{heiz}} = 2\pi \cdot 28,0$ Hz. Dieser Wert entspricht einer homogenen Dephasierungszeit von $T_2' = 50$ ms. Damit ist die berechnete Dephasierungszeit etwas kleiner als die gemessene Zerfallszeit von $T_2' = (60,4 \pm 4,0)$ ms. Hierbei stellt vor allem die zur Berechnung bestimmte Heizrate nur eine grobe Näherung dar. Viele Atome verlassen die Falle durch Stöße mit dem Hintergrundgas instantan und tragen dadurch kaum zum Aufheizen des Ensembles bei. Die obige Annahme führt somit in der Regel immer zu einer zu geringen Dephasierungszeit.

Durch die Kompensation des differentiellen Stark-Effektes konnte die homogene Dephasierungszeit um rund 45% gegenüber der gleichen, unkompensierten Falle erhöht werden. Wie oben gezeigt, führen Heizeffekte zu einer Dämpfung der Signalamplitude, bewirkt durch eine zeitliche Änderung der Dephasierung während der Spin-Echo-Sequenz. Dieser Effekt beruht, wie auch die inhomogene Dephasierung, noch immer maßgeblich auf dem Einfluss des differentiellen Stark-Effektes. Dadurch führt die Kompensation dieses Effektes auch in Spin-Echo-Experimenten zu einer Verlängerung der Messzeit und einer Verringerung der homogenen Dephasierung und damit zu einer Verlängerung der Kohärenzzeit.

Eine Limitierung der Kohärenzzeit ist durch eine Populationsrelaxation der beiden Hyperfeinniveaus über die Zerfallszeit T_1 definiert. Ein Zerfall der beiden Zustände wird durch zustandswechselnde, spontane Zwei-Photonen-Streuprozesse (Raman-Streuung) durch die beiden Laserfelder hervorgerufen. Betrachtet man die Kopplung des Lichtes an die D1- und D2-Linie getrennt, so ergibt sich eine Streurrate von $\Gamma_{\text{sc,TiSa}} \approx \Gamma_{\text{sc,komp}} \approx 3 \text{ s}^{-1}$ für beide Laserfelder. Bei einer genügend großen Verstimmung des Dipolfallenlasers kommt es jedoch zu destruktiver Interferenz zwischen den beiden Übergängen $5 S_{1/2} \rightarrow 5 P_{1/2}$ und $5 S_{1/2} \rightarrow 5 P_{3/2}$ und einer damit einhergehenden Unterdrückung von zustandswechselnden Streuprozessen [101]. Näherungsweise kann die Raman-Streuung durch

$$\Gamma_{\text{Raman}} = \beta \Gamma_{\text{SC}} \quad \text{mit} \quad \beta = \left| \frac{\Delta_{\text{fs}}}{3\Delta_{1/2}} \right|^2 \quad (5.21)$$

beschrieben werden. Hierbei ist $\Delta_{\text{fs}} = \Delta_{3/2} - \Delta_{1/2}$ die Feinstrukturaufspaltung mit den Verstimmungen $\Delta_{1/2}$ und $\Delta_{3/2}$ des Dipolfallenlaser gegenüber der D1- und der D2-Linie. Bei einer Wellenlänge des Dipolfallenlasers von $\lambda_{\text{TiSa}} = 810 \text{ nm}$ ergibt sich für ^{85}Rb eine Unterdrückung von zustandswechselnden Streuprozessen von $\beta \approx 0,12$. Die Summe der Streuprozesse des Dipolfallenlasers und des Kompensationslasers führen damit zu einer Zerfallszeit der Hyperfeinniveaus im Bereich von $T_1 \approx 300 \text{ ms}$. Diese Kohärenzzeit liegt noch deutlich über dem hier gemessenen Wert von $T'_{2, \text{komp}} = (86,4 \pm 4,6) \text{ ms}$. Die Abweichungen sind vermutlich durch die nachweislich nicht optimale Anpassung der Kompensationsintensität und des räumlichen Überlapps beider Lichtfelder zu erklären.

5.3 Das Dipolfallenregister als Sensor

Im letzten Teil dieses Kapitels soll eine Anwendung des Dipolfallenregisters als Sensor präsentiert werden. Das Dipolfallenregister deckt im Vergleich zu einfachen Dipolfallen oder komplexen optischen Gittern eine große Fläche ab. Ein Register in dem zum Beispiel 8×8 Dipolfallen mit Atomen bevölkert sind überstreicht eine Fläche von $A = 385 \times 385 \mu\text{m}^2$. Gleichzeitig kann jedes gefangene atomare Ensemble als eine gut lokalisierte und hoch auflösende Messsonde betrachtet werden. Mit der Verknüpfung dieser beiden Eigenschaften stellt das Dipolfallenregister einen zweidimensionalen, hoch empfindlichen Sensor sowohl für Licht- als auch für Magnetfelder dar.

Dieser Abschnitt beschreibt, wie mit dem kompensierten Dipolfallenregister die Verschiebung eines zusätzlichen, externen Lichtfeldes gemessen werden kann. Danach wird gezeigt, wie sensitiv die Atome bei einer Präparation in den äußeren Zeeman-Unterstufen auf externe Magnetfelder sind. Diese Eigenschaft ermöglicht die Messung kleinster Variationen des angelegten Magnetfeldes.

5.3.1 Sensor für differentielle Stark-Verschiebungen

Mithilfe des Kompensationslasers kann die differentielle Stark-Verschiebung nahezu vollständig unterdrückt werden. Diese Kompensation hat zur Folge, dass alle atomaren Ensembles in den einzelnen Fallen des Dipolfallenregister unabhängig von ihrer Fallentiefe die gleiche Übergangsfrequenz haben. Des Weiteren führt die Kompensation der differentiellen Verschiebungen zu einer Unterdrückung von Dephasierungseffekten. Dadurch verlängert sich die effektive Messzeit an jedem Ensemble und die spektrale Auflösung ist deutlich erhöht. Mit dem so präparierten Dipolfallenregister können zusätzliche differentielle Stark-Verschiebungen, welche zum Beispiel durch ein externes Laserfeld hervorgerufen werden, über der zweidimensionalen Struktur der Fallen vermessen werden. Zur Demonstration dieses Messensors wird dem Dipolfallenregister ein global eingestrahktes Laserfeld überlagert. Der zur Erzeugung des zusätzlichen Lichtes verwendete Laser soll im Folgenden als "Shiftlaser" bezeichnet werden. Das Licht dieses Lasers wird nicht wie der Kompensationslaser auf das Mikrolinsenregister eingestrahkt, sondern direkt auf die Atome eingestrahkt. Der Shiftlaser besteht aus einem Diodenlasersystem, in dem das Licht eines gitternstabilierten Diodenlasers mittels einer zweiten, nachgeschalteten Laserdiode nachverstärkt wird [102]. Die Lasersystem emittiert neben der Hauptwellenlänge einen breiten Untergrund spontaner Photonen, welcher sich durch ein Aufheizen, bzw. einen Verlust von Atomen auf die Messungen auswirkt. Dieser nahresonanter Untergrund des Lichts wird mittels eines optischen Filters ("Semrock MaxLine", SEM-LL01-808) unterdrückt.

Der Shiftlaser wird mit einer Leistung von $P_{\text{shift}} = (48 \pm 2)$ mW bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{shift}} = (798 \pm 0,1)$ nm leicht fokussiert auf die Atome eingestrahkt. Der vor der Messung extern bestimmte Strahlradius am Ort der Atome beträgt $w_{\text{shift}} = (127 \pm 2)$ μm . Damit erzeugt der Strahl am Ort der Atome ein Potentialminimum mit einer Tiefe von $U_{\text{shift}} = k_B \times (7,5 \pm 1)$ μK . Das Dipolfallenregister wird wie bisher mit einer maximalen Fallentiefe von $U_0 = k_B \times 40$ μK eingestrahkt. Die Kompensationsleistung entspricht den optimalen Parametern aus Abschnitt 5.1.3. In Abb. 5.14 ist die differentielle Stark-Verschiebung in den einzelnen Fallen des Dipolfallenregisters durch den Shiftlaser dargestellt. Gezeigt ist die Differenz der gemessenen Übergangsfrequenz der kompensierten Fallen mit und ohne Applikation des externen Shiftlasers. Die Atome in den einzelne Fallen erfahren eine Verschiebung der Grundzustandsaufspaltung proportional zur Intensität des Shiftlasers. Aus der Verteilung der Verschiebungen kann so direkt auf die Strahlgröße des Shiftlasers in der Ebene des Dipolfallenregisters geschlossen werden. Es ergibt sich eine Strahlgröße von $w_{\text{shift}} = (124 \pm 6)$ μm , was innerhalb der Fehlerbalken mit der zuvor extern bestimmten Größe übereinstimmt. Aus einer angepassten Gaußfunktion an die aufgenommene Verteilung kann die maximale differentielle Stark-Verschiebung des Shiftlasers zu $\delta_{\text{shift, exp}} = 2\pi \cdot (98 \pm 2)$ Hz bestimmt werden. Dieser Wert weicht deutlich von der maximalen berechneten Verschiebung von $\delta_{\text{shift, calc}} = 2\pi \cdot 285$ Hz ab. Über Gründe für diese Abweichungen kann nur spekuliert werden. Eine Möglichkeit stellen Intensitätsschwankungen dar, da der Shiftlasers während der Messung nicht stabilisiert war. Des Weiteren ist unklar, wie viel nahresonanter Streuuntergrund trotz des Filters noch im Licht des Shiftlasers verblieben ist und wie sich dieser auf die Messung auswirkt. Hierzu konnten im Rahmen dieser Arbeit keine weiteren Untersuchungen gemacht werden.

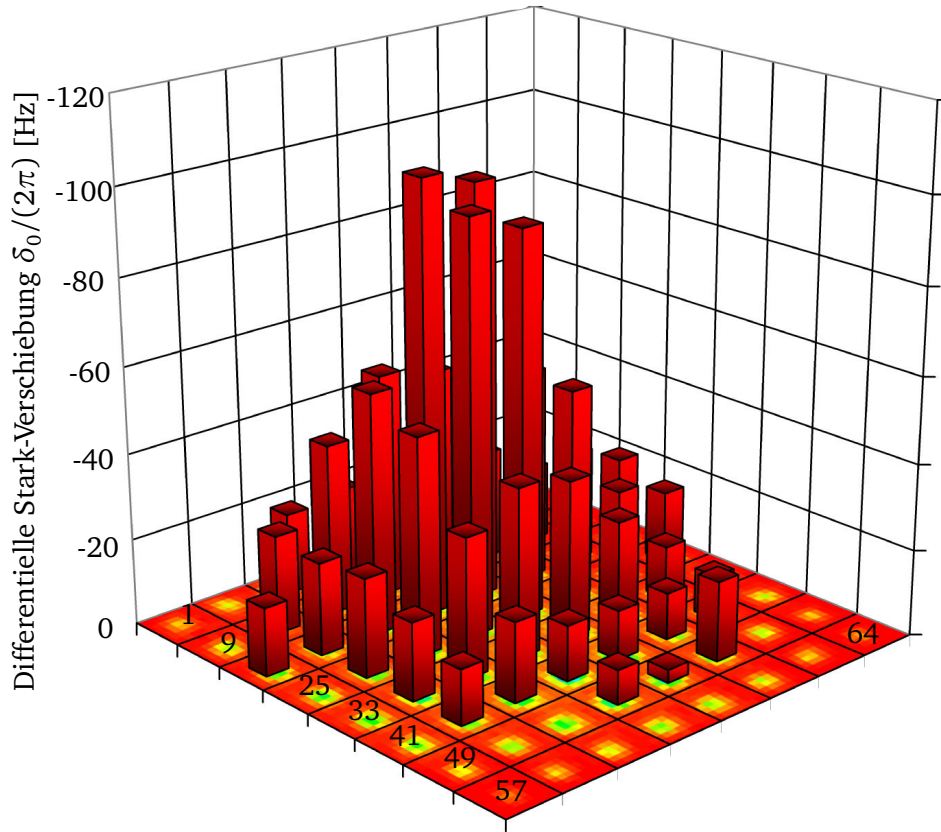


Abbildung 5.14.: Verteilung der differentiellen Stark-Verschiebungen, hervorgerufen durch ein global eingestrahltes, externes Laserfeld. Die differentiellen Stark-Effekte des Dipolfallenlasers sind jeweils mit dem Kompensationslaser ausgeglichen.

5.3.2 Magnetfeldsensor

In allen bisher präsentierten Messungen wurde der Übergang $|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 3, m_F = 0\rangle$ des Grundzustands von ^{85}Rb betrachtet. Das $m_F = 0$ -Zeeman-Level bietet hierbei den Vorteil, in erster Näherung unabhängig vom Magnetfeld zu sein. Fluktuierende Magnetfelder koppeln nur schwach an diese Zustände und haben wenig Einfluss auf die Breite des Übergangs.

Um das Dipolfallenregister als Sensor für Magnetfelder zu verwenden, werden daher Übergänge zwischen den äußeren m_F -Zeeman-Levels betrachtet. Allgemein gilt für die Verschiebung der verschiedenen Zustände nach der Breit-Rabi-Formel [88]

$$\Delta E_{F,m_F} = -\frac{\Delta E_{\text{HFS}}}{2(2I+1)} + g_F \mu_B m_F B \pm \frac{\Delta E_{\text{HFS}}}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1} x + x^2} \quad (5.22)$$

mit $x = (g_J - g_I) \mu_B B / \Delta E_{\text{HFS}}$. Hierbei bezeichnet $I = 5/2$ den Kernspin von ^{85}Rb und $\mu_B = 9,274 \times 10^{-24}$ J/T das Bohrsche Magneton. Die Größen $g_J = 2$ und $g_I = -2,93 \times 10^{-3}$

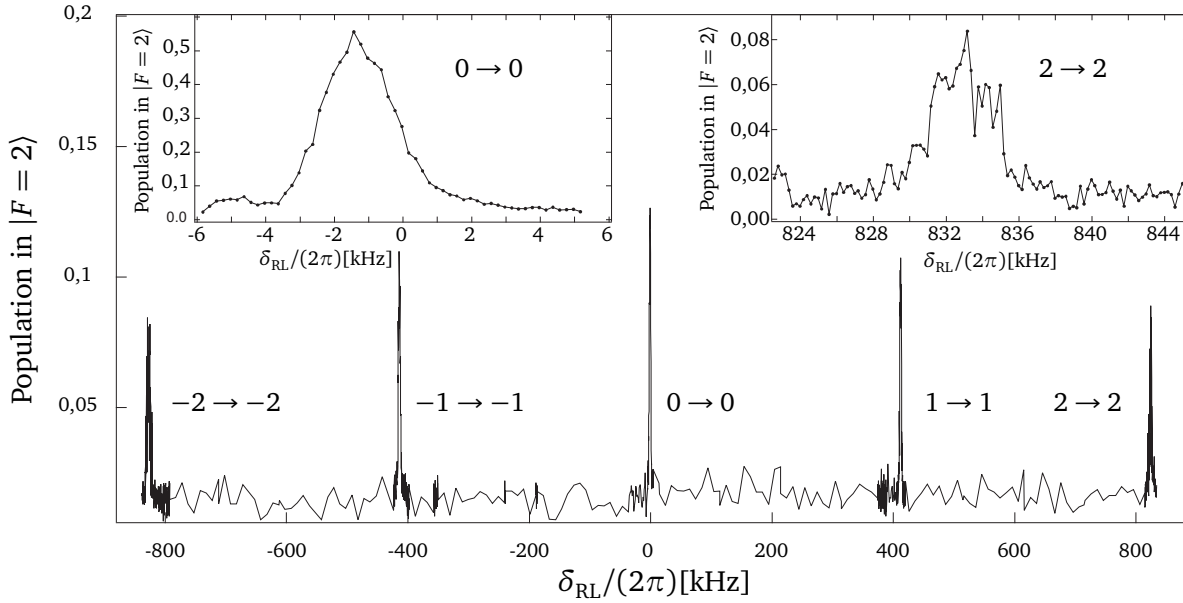


Abbildung 5.15.: Zeeman-Aufspaltung der m_F -Unterzustände in einem angelegten Magnetfeld von $B_0 = 44,7 \mu\text{T}$. Aufgrund der gleichsinnig zirkular eingestrahlten Raman-Laser werden nur Übergänge mit $\Delta m_F = 0$ induziert. Die Messung ist über ein 5×5 -Register gemittelt.

Inset links: Vergrößerte Darstellung des Übergangs $|m_F = 0\rangle \rightarrow |m_F = 0\rangle$.

Inset rechts: Vergrößerte Darstellung des Übergangs $|m_F = 2\rangle \rightarrow |m_F = 2\rangle$

stellen den elektronischen und nuklearen Landé-Faktor dar, g_F ist derjenige der Hyperfeinaufspaltung und beträgt $-1/3$ für den Zustand $|F = 2\rangle$ und $+1/3$ für den Zustand $|F = 3\rangle$. Unter der Annahme kleiner Magnetfelder gilt $x \ll 1$ und aus der Breit-Rabi-Formel ergibt sich der lineare Zeeman-Effekt mit

$$\Delta E_{m_F} = g_F \mu_B m_F B . \quad (5.23)$$

Die Verschiebung der Zeeman-Unterzustände bei Übergängen zwischen den Hyperfeinniveaus $|F = 2\rangle$ und $|F = 3\rangle$ beträgt damit

$$\delta_{Z, m_F=2 \rightarrow m_F=3} = 2\pi \cdot 4,67 \text{ kHz}/\mu\text{T} \cdot (m_{F=2} + m_{F=3}) \times B . \quad (5.24)$$

In Abb. 5.15 ist ein aufgenommenes Spektrum der Zeeman-Unterzustände des Grundzustands von ^{85}Rb dargestellt. Zur Aufnahme des Spektrums sind die Raman-Laser weiterhin gleichsinnig zirkular polarisiert und es werden nur Übergänge mit $\Delta m_F = 0$ induziert. Die Messungen finden in einem Dipolfallenregister mit einer maximalen Tiefe von $U_0 = k_B \times 114 \mu\text{K}$ statt. Das Magnetfeld als Quantisierungsachse ist parallel zu den Raman-Lasern angelegt. Gezeigt ist in der Abbildung die Summe des Signals aus insgesamt 25 einzelnen Dipolfallen des Registers. Aufgrund der Aufspaltung des $|F = 2\rangle$ -Zustandes in fünf m_F -Zeeman-Zustände ergeben sich fünf Resonanzen. Die Atome wurden in der Messung nicht mit dem Umpumper in den $|F = 3, m_F = 0\rangle$ -Zustand transferiert, sondern sind entsprechend ihrer Besetzung in der optischen Melasse in den verschiedenen m_F -Zuständen etwa gleich verteilt. Die Abstände der Übergänge ergeben sich aus der linearen Zeeman-Verschiebung und betragen im Mittel $\delta_Z = 2\pi \cdot (417,2 \pm 0,1) \text{ kHz}$, woraus sich ein Magnetfeld von $B_0 = 44,7 \mu\text{T}$ ergibt. Im linken Inset der Abbildung ist der Uhrenübergang

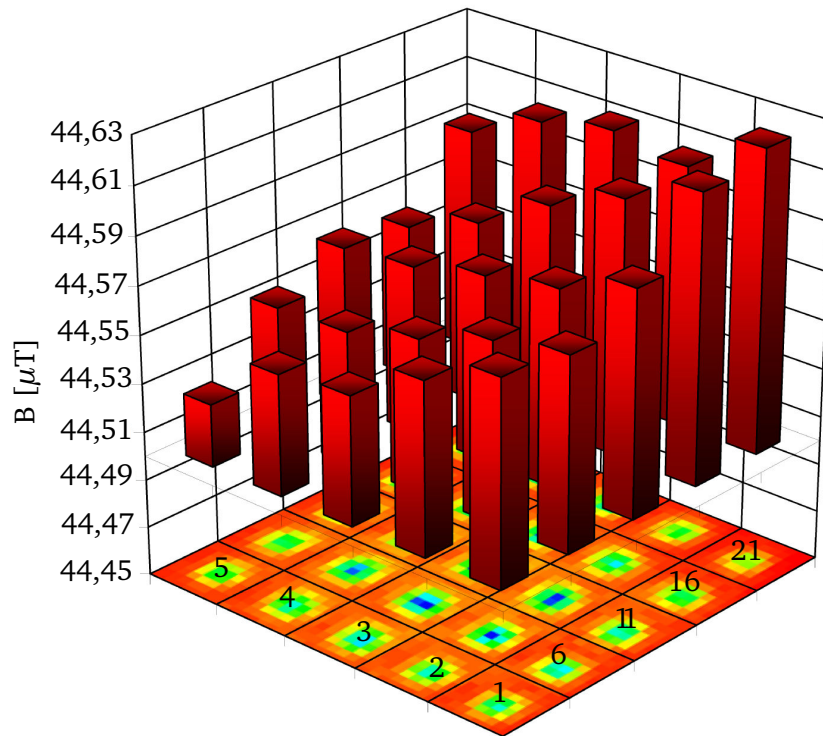


Abbildung 5.16.: Verteilung des Magnetfeldes über ein 5×5 -Dipolfallenregister. Der Betrag des B -Feldes ist aus der Zeeman-Verschiebung des Übergangs $|F = 3, m_F = 2\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 2\rangle$ bestimmt.

$|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ näher aufgelöst gezeigt. Der Übergang erfährt nach Gl. 4.37 neben der differentiellen Stark-Verschiebung nur eine magnetfeldinduzierte Verschiebung durch den quadratischen Zeeman-Effekt von $\delta_{B, m_F=0} = 2\pi \cdot (258 \pm 1)$ Hz. Die Breite des Übergangs ist durch die Faltung der Fouriertransformierten des π -Pulses von $t_\pi = 390 \mu\text{s}$ der Raman-Laser mit $\omega_{\text{FWHM}} = 2\pi \cdot 2271$ Hz und wiederum durch die differentielle Stark-Verschiebung in der Dipolfalle gegeben. Im rechten Inset von Abb. 5.15 ist das Signal des Übergangs $|F = 3, m_F = 2\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 2\rangle$ näher aufgelöst. Die Breite dieses Übergangs ergibt sich aus einer Überlagerung der Breite des Uhrenübergangs, sowie einer zusätzlichen Verbreiterung durch fluktuierende Magnetfelder. Hierbei liegen die Fluktuationen innerhalb jeder einzelnen Falle in der gleichen Größenordnung wie die Variationen des Magnetfeldes zwischen den Fallen.

In Abb. 5.16 ist das gemessene Magnetfeld über der zweidimensionalen Anordnung der Fallen dargestellt. Das Magnetfeld ist dazu aus der Verschiebung der atomaren Resonanz jeder einzelnen Falle über die lineare Zeeman-Verschiebung bestimmt worden. Die Breite der Magnetfeldverteilung in jeder einzelnen Falle, welche aus der experimentell bestimmten Frequenzverteilung extrahiert wird, ist im Bereich von $\Delta B < \pm 0,1 \mu\text{T}$ ($1/e$ -Wert). Neben den absoluten Werten des Magnetfeldes ist anhand der Messung zu erkennen, dass ein Magnetfeldgradient in der Größenordnung von $B' \approx 0,45 \mu\text{T}/\text{mm}$ über dem Dipolfallenregister liegt. Die Gründe für diesen kleinen Gradienten können nicht abschließend geklärt werden. Hierfür kommen zum Beispiel die rund 30 cm entfernten Permanentmagneten der Ionen-Getter Pumpe in Betracht. Ein Effekt diverser elektrischer Geräte kann nicht ausgeschlossen wer-

den. Im Rahmen der Messungen konnte gezeigt werden, dass selbst ein optischer Isolator in rund 2 m Entfernung von den Atomen schon eine Magnetfeldänderung von $1 \mu\text{T}$ hervorruft. Hieraus wird deutlich, dass das Dipolfallenregister prinzipiell eine höhere räumliche Auflösung des stationären Magnetfeldes erlaubt. Die gemessene Verbreiterung der atomaren Resonanz, welche die Genauigkeit der Messung limitiert, wird von Fluktuationen des zu messenden Magnetfeldes dominiert.

Im Bezug auf die in Abschnitt 5.1.4 untersuchten Limitierungen der Kompensation des differentiellen Stark-Effektes ist der hier gemessene Gradient nicht vollständig zu vernachlässigen. Die Änderung des Magnetfeldes über die Größe des untersuchten Dipolfallenregisters führt zu einer Verschiebung des Uhrenübergangs im Bereich von $d\delta_{B,m_F=0}/dz \approx 2\pi \cdot 0,5 \text{ Hz}/(100 \mu\text{m})$.

5.4 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurde gezeigt, wie mithilfe eines zusätzlichen Laserfeldes der durch die Dipolfalle hervorgerufene differentielle Stark-Effekt nahezu vollständig kompensiert wird. Zur Kompensation muss das zweite Laserfeld räumlich perfekt mit dem Dipolfallenlaser überlagert sein und nahresonant zur D1- oder D2-Linie zwischen die beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands verstimmt sein. Dadurch bewirkt das Lichtfeld eine positive Stark-Verschiebung des $|F = 3\rangle$ -Zustandes und eine negative Verschiebung des $|F = 2\rangle$ -Zustandes. Die Kopplung des Kompensationslasers erfolgt im vorgestellten Experiment über eine Anbindung an die D1-Linie von ^{85}Rb . Das optimale gemessene Intensitätsverhältnis des Kompensationslasers zum Dipolfallenlaser zur Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung beträgt $\eta_{\text{komp}} = (1,02 \pm 0,06) \times 10^{-7}$ für eine Dipolfalle mit einer Wellenlänge von 810 nm. Die Verteilung der Grundzustandsaufspaltung über die einzelnen, verschieden tiefen Fallen des Dipolfallenregisters konnte mithilfe des Kompensationslasers von vorher $\Delta\delta_0 = \delta_{\text{max}} - \delta_{\text{min}} \approx 2\pi \cdot 260 \text{ Hz}$ auf eine verbleibende Verteilung von $\Delta\delta_{\text{komp}} \approx 2\pi \cdot 12 \text{ Hz}$ reduziert werden. Das Ausgleichen der differentiellen Verschiebung führt zu einer Unterdrückung von Dephasierungseffekten. Dadurch verringert sich die Dämpfung eines aufgenommenen Ramsey-Signals um einen Faktor 13. Damit einher geht die rund 70-fache Erhöhung der Frequenzauflösung aufgrund der verlängerten Messdauer. Limitierungen der Kompensation liegen vor allem in der nicht idealen räumlichen Überlagerung der beiden Laserfelder, welche durch die leichten Unterschiede der Wellenlängen zustande kommen. Hierbei besteht jedoch noch Optimierungspotential durch eine Verbesserung der Justage und die Verwendung spezieller optischer Komponenten, die für eine Minimierung von Abbildungsfehlern durch chromatische Aberration angepasst sind.

Mit der Erweiterung der Ramsey-Messung zu einer Spin-Echo-Messung können räumlich abhängige, inhomogene Dephasierungsmechanismen rückgängig gemacht werden und so die Kohärenzzeit der Atome in den Dipolfallen bestimmt werden. Hierbei konnte durch die Kompensation des differentiellen Stark-Effektes eine Erhöhung der Kohärenzzeit um einen Faktor 1,45 erreicht werden. Die Verbesserung basiert auf einer Unterdrückung von homogener Dephasierung, welche vor allem durch Heizeffekte in den Dipolfallen hervorgerufen wird. Die Überlagerung der beiden Lichtfelder verhält sich damit wie eine "magische Wellenlänge" und bewirkt eine für die Quanteninformation wichtige Entkopplung der internen und externen Freiheitsgrade der atomaren Qubits.

Unabhängig von einer Applikation des Dipolfallenregisters auf dem Gebiet der Quantenin-

formation ist auch ein Einsatz des Systems als Sensor für Licht- und Magnetfelder möglich. Hierbei stellt jedes der im Register gefangenen atomaren Ensembles eine Messsonde dar. Mithilfe der erhöhten Frequenzauflösung und der angeglichenen Resonanzfrequenzen im kompensierten Dipolfallenregister kann mit dem System die differentielle Stark-Verschiebung eines externen Lichtfeldes vermessen werden. Hierbei konnte die Form des zu vermessenden Teststrahls konsistent reproduziert werden. Im Vergleich zu der aus den Parametern berechneten differentiellen Stark-Verschiebung durch den Teststrahl, wurde eine um einen Faktor 2,5 geringere maximale Verschiebung gemessen. Diese Diskrepanz konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht erklärt werden. Ein zweites Einsatzgebiet des Dipolfallenregisters stellt die Vermessung von Magnetfeldern dar. Hierzu bieten sich Übergänge zwischen den äußeren Zeeman-Unterstufen der beiden Hyperfeinniveaus des Grundzustands von ^{85}Rb an. Mittels der atomaren Ensembles im Dipolfallenregister konnte so unter anderem ein leichter Magnetfeldgradient von $B' \approx 0,45 \mu\text{T}/\text{mm}$ am Ort der Atome gemessen werden.

Die in diesem Abschnitt demonstrierte Kompensation der differentiellen Stark-Verschiebung ist keineswegs auf die hier verwendeten Parameter limitiert. Die Kompensation hat grundsätzlich die Unterdrückung von durch den Dipolfallenlaser hervorgerufenen Dephasierungseffekten in jeder einzelnen Falle zur Folge. Des Weiteren bewirkt sie ganz allgemein einen Abgleich der einzelnen Übergangsfrequenzen zwischen verschiedenen Fallen unterschiedlicher Tiefe. Diese beiden Effekte gelten für alle Alkaliatome und andere Elemente mit ähnlicher Elektronenkonfiguration, ohne eine zusätzliche Abhängigkeit von Magnetfeldern wie in [96] zu erzeugen. Das Prinzip der Kompensation funktioniert auch unabhängig von der Verstimmung des Dipolfallenlasers. Dabei liegt bei optimaler Kompensationsintensität die Streurate des zusätzlichen Lasers immer im Bereich der Streurate des Dipolfallenlasers und ist damit in den meisten Anwendungen zu vernachlässigen.



6 Einzeladressierung gefangener Atome mittels Flüssigkristallanzeigen

Auf der experimentellen Suche nach geeigneten Systemen als Quantencomputer mit einer skalierbaren Anzahl von Qubits stellt die Adressierung dieser einzelnen Qubits eine wichtige Bedingung dar [10]. In den verschiedenen Ansätzen spielt daher auch immer die räumliche Auflösung bzw. die Lokalisierbarkeit der Qubits eine entscheidende Rolle. Um Ein-Qubit-Operationen durchzuführen, können je nach Definition der einzelnen Informationsträger zum Beispiel elektrische Felder, Mikrowellen oder optische Kopplungen zur Ansteuerung verwendet werden.

In Quantensystemen basierend auf gefangenen Ionen, sind aufgrund der repulsiven Coulomb-Wechselwirkung die Qubits weit genug voneinander getrennt, um sie mit geeigneter Optik räumlich aufzulösen [103]. Dadurch können die meist in linearen Ketten angeordneten Ionen mittels eines fokussierten Laserstrahls optisch adressiert werden [104]. Für die Verwirklichung von einzelnen, kontrollierbaren Qubit-Systemen basierend auf neutralen Atomen in optischen Dipolfallen, muss zwischen Systemen, die auf optischen Gittern aufbauen und Realisierung mit Einzelstrahlen unterschieden werden.

Neutrale Atome in optischen Gittern haben viele, für die Anwendung in der Quanteninformationsverarbeitung nützliche Eigenschaften (vgl. Abschnitt 1). Die optische Auflösung und damit einhergehende Adressierung einzelner Gitterplätze in ein- und dreidimensionalen Gittern mittels entsprechender hochauflösender Objektive stellt jedoch noch immer eine große Herausforderung dar [105, 106, 107]. Eine alternative zur optischen Adressierung bietet die auf eindimensionale Systeme limitierte Auflösung von Atomen mittels Mikrowellen-Spektroskopie, wie in [108] gezeigt.

In Dipolfallen basierend auf Einzelstrahlen ist die optische Auflösung einzelner Atomfallen wesentlich einfacher, da die zur Erzeugung der Falle verwendete Optik gleichzeitig zur Adressierung und Detektion eingesetzt werden kann. Zur kohärenten Adressierung einzelner atomarer Ensembles bieten sich optische Kopplungen der Qubit-Zustände an. Optische Verfahren haben im Vergleich zu Mikrowellen ein um viele Größenordnungen geringeres Beugungslimit und sind damit gut zur Adressierung räumlich lokalisierter Qubits geeignet. Eine Möglichkeit zur kohärenten Manipulation atomarer Ensembles in benachbarten Dipolfallen beruht auf der Verwendung von AOMs als Deflektoren zur Ablenkung eines fokussierten Laserstrahls [28].

Ein anderer Ansatz zur Adressierung separater Qubits in Dipolfallen beruht auf der Verwendung von zweidimensionalen Lichtmodulatoren (Spatial Light Modulator, SLM). Solche SLMs können entweder mittels einer Matrix bestehend aus separat ansteuerbaren Mikro-Kippspiegeln (Digital Micromirror Device, DMD) [109] oder mit einer Anzeige basierend auf einzelnen Flüssigkristallzellen (Liquid Crystal Display, LCD) realisiert werden. LCDs werden bereits in einer Vielzahl physikalischer Anwendung und darüber hinaus zur dynamischen Strahlführung bzw. Intensitätsmodulation eingesetzt [110, 111]. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf der Erzeugung variabler Fallengeometrien für kalte Atome. Mittels holographischer Verfahren konnte zum Beispiel eine optische Ringfalle [112] oder ein Dipolfallenregister, ähnlich den in dieser Arbeit verwendeten, realisiert werden [25]. Weiter bieten SLMs die interessante Möglichkeit, dynamische Potentiale zu erzeugen. Mittels dieser beweglichen Potentiale konnte der geführte Transport kalter Atome demonstriert werden [113].

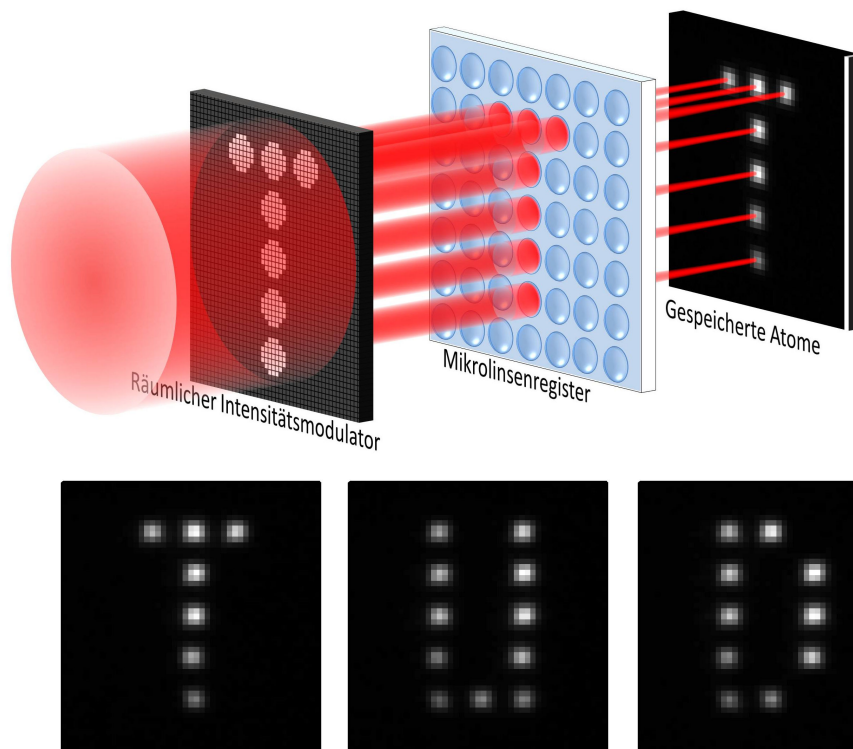


Abbildung 6.1.: *Oben:* Prinzip der Einzeladressierung: Mit dem LCD wird die auf jede Mikrolinse auftreffende Lichtintensität kontrolliert und variable Fallengeometrien erzeugt. *Unten:* Drei Fluoreszenzaufnahmen von in einzelnen Mikrofallen gefangenen Atomensembles.

In diesem Kapitel wird der Einsatz einer Flüssigkristallanzeige als SLM in Kombination mit dem Mikrolinsenregister vorgestellt. Das LCD dient dabei als räumlicher Intensitätsmodulator, welcher die auf das Mikrolinsenregister treffende Lichtintensität moduliert. So kann zum Beispiel durch die Manipulation des Dipolfallenlasers die Fallentiefe jeder einzelnen Falle des Dipolfallenregisters separat kontrolliert werden. Das hier behandelte Verfahren ist schematisch in Abb. 6.1 dargestellt. Mit dem LC-Display wird der Dipolfallenlaser so moduliert, dass nur ausgewählte Mikrolinsen ausgeleuchtet und als Dipolfallen für kalte Atome in das Vakuum abgebildet werden. Die drei gezeigten Buchstaben "TUD" (Technische Universität Darmstadt) entstehen durch die Fluoreszenzaufnahme von gefangenen Atomen in entsprechend modulierten Dipolfallenregistern. Anhand der Bilder wird deutlich, wie mit der Flüssigkristallanzeige eine variable Anordnung der Mikrofallen realisiert werden kann. Mittels dieses Prinzips können auch die Raman-Laser in der Leistung variiert und ihr Licht auf einzelne Fallen fokussiert werden. Das LCD ermöglicht damit eine individuelle aber auch simultane kohärente Adressierung aller einzelnen atomaren Ensembles in den Dipolfallenregistern.

Das Kapitel beginnt mit dem Aufbau und den Eigenschaften von Flüssigkristallanzeigen. Anschließend wird die Manipulation des Dipolfallenlasers mit einer Flüssigkristallanzeige erläutert und die experimentelle Erzeugung variabler Fallengeometrien für kalte Atome präsentiert. Der letzte Abschnitt befasst sich mit der kohärenten Einzeladressierung atomarer Ensembles sowie deren experimentellem Nachweis anhand von Ramsey-Experimenten.

6.1 Flüssigkristallanzeige

Flüssigkristallanzeigen sind vor allem durch ihre Verwendung in einer Vielzahl technischer Geräte als bildgebende Verfahren bekannt. Diverse Monitore und Projektoren, aber auch berührungssensitive Bildschirme (Touchscreens) basieren auf dem Einsatz von LCDs. Ihre Funktion beruht auf der Eigenschaft, die Polarisationsrichtung von Licht in Abhängigkeit einer elektrischen oder mechanischen Spannung zu beeinflussen. Durch die Einteilung des Displays in verschiedene Segmente (Pixel) kann die Transmission polarisierten Lichts über Steuerspannungen räumlich kontrolliert und ein zweidimensionales Bild erzeugt werden. Im Folgenden Abschnitt werden zunächst die allgemeinen Eigenschaften von Flüssigkristallen näher erläutert und danach wird das im Experiment verwendete LC-Display charakterisiert.

6.1.1 Flüssigkristalle

Die Besonderheit von Flüssigkristallen liegt in der Kombination von charakteristischen Eigenschaften einer Flüssigkeit sowie der Merkmale von Kristallen. Flüssigkristalle bestehen aus elongierten, zigarrenförmigen Molekülen, die in strukturierten Formen zueinander angeordnet sind. Im Folgenden sollen ausschließlich nematische Flüssigkristalle beschrieben werden, welche durch eine gemeinsame Ausrichtung entlang der langen Achse charakterisiert sind. Aufgrund ihres anisotropen Aufbaus sind die meisten Flüssigkristalle doppelbrechend und können als Polarisationsrotatoren oder Verzögerungsplatten für polarisiertes Licht dienen. Durch das Anlegen eines elektrischen Feldes kann die Orientierung der Kristalle modifiziert und damit die Effekte auf polarisiertes Licht kontrolliert werden. Aufgrund dieser Eigenschaft fungieren LCDs als steuerbare Polarisations- bzw. Intensitätsmodulatoren und bilden die Grundlage vieler Displays.

Flüssigkristalle haben eine vernachlässigbare Leitfähigkeit und können als dielektrische Materialien beschrieben werden. Die elongierte Struktur der einzelnen Moleküle und ihre gleichsam ausgerichtete Anordnung führt zu anisotropen dielektrischen Eigenschaften mit uniaxialer Symmetrie. Die Dielektrizitätskonstanten für elektrische Felder entlang der elongierten Molekülachse und senkrecht zu dieser sollen im Folgendem mit ϵ_{\parallel} und ϵ_{\perp} bezeichnet werden. Für die hier beschriebenen elektro-optischen Anwendungen werden meist Flüssigkristalle mit $\epsilon_{\parallel} > \epsilon_{\perp}$ (positiv uniaxial) verwendet. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes wird ein elektrischer Dipol induziert und die Moleküle richten sich mit ihrer elongierten Achse entlang der elektrischen Feldlinien aus.

Nematische Flüssigkristallzellen

Eine nematische Flüssigkristallzelle besteht aus einer dünnen Schicht nematischer Flüssigkristalle zwischen zwei Glasplatten, die jeweils mit einer transparenten Elektrode bedampft sind. Die beiden Glasplatten sind an der Innenseite gleichsinnig angeraut und definieren damit eine Vorzugsrichtung entlang derer sich die Flüssigkristalle parallel anordnen. Die gesamte Zelle stellt damit einen uniaxialen Kristall mit optischen Achsen parallel zur Molekülachse dar. Die Zelle wirkt auf eine linear polarisierte, senkrecht einfallende elektromagnetische Welle mit dem ordentlichen und außerordentlichen Brechungsindizes n_o bzw. n_e entsprechend der Ausrichtung der Polarisation zur Molekülachse. Eine Flüssigkristallzelle mit der Dicke d erzeugt damit eine Verzögerung von $\chi = 2\pi \cdot (n_e - n_o) d / \lambda_0$ für eine Lichtwelle der Wel-

lenlänge λ_0 . Durch Anlegen einer Spannung zwischen den beiden transparenten Elektroden auf den Glasplatten richten sich die Flüssigkristalle senkrecht zum Glas, entlang der Feldlinien aus. Aufgrund der an den aufgerauten Glasoberflächen haftenden Molekülen und der elastischen Kräfte der Flüssigkristalle untereinander entsteht eine Rückstellkraft welche die Orientierung der Moleküle nach Ausschalten der Spannung wieder in ihre Ausgangslage zurück dreht. Der mittlere Drehwinkel θ der Elongationsachse der Flüssigkristallmoleküle gegenüber den Feldlinien hängt von der Amplitude der extern angelegten Spannung V über eine monoton steigende Funktion der Form

$$\theta = \begin{cases} 0 & U \leq U_c \\ \frac{\pi}{2} - 2 \tan^{-1} \left[\exp \left(-\frac{U-U_c}{v_0} \right) \right] & U > U_c \end{cases} \quad (6.1)$$

ab. Die kritische Spannung U_c gibt an, ab welcher Spannung die Ausrichtung der Moleküle im E-Feld beginnt und U_0 ist eine materialabhängige Spannungskonstante. Durch Anlegen einer Spannung $> U_c$ richten sich die Flüssigkristalle mit maximal $\theta = 90^\circ$ entlang der Feldlinien aus. Bei einer Rücknahme der Spannung auf $U = 0$ richten sich die Moleküle aufgrund der oben beschriebenen elastischen Rückstellkraft wieder in ihre Ursprungsposition mit $\theta = 0^\circ$ aus.

Eine elektromagnetische Welle, welche die Flüssigkristallzelle in z-Richtung senkrecht zu den Glasplatten passiert, wird mit n_0 und $n(\theta)$ gebrochen. Der vom voreingestellten Winkel θ abhängige Brechungsindex $n(\theta)$ folgt dabei der Relation

$$\frac{1}{n^2(\theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_e^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_o^2}. \quad (6.2)$$

Die Verzögerung der Welle ergibt sich dann zu $\chi(\theta) = 2\pi \cdot (n(\theta) - n_o) d / \lambda_0$ mit ihrem Maximalwert für $n(\theta = 0) = n_e$. Eine Flüssigkristallzelle kann in Abhängigkeit der Polarisation im Vergleich zu den Achsen der Moleküle sowohl als Phasenmodulator als auch als Intensitätsmodulator verwendet werden. Für elektromagnetische Wellen, deren Polarisation senkrecht zur gedrehten Achse der Flüssigkristalle steht, ergibt sich ausschließlich eine Phasenverschiebung von $\phi = 2\pi \cdot n(\theta) / \lambda_0$. Ist die Polarisation der einlaufenden Welle um 45° zur Vorzugsrichtung der Molekülachse gekippt, fungiert die Flüssigkristallzelle als eine einstellbare Verzögerungsplatte. Mittels zweier gekreuzter Polarisationsfilter vor und hinter der Zelle können die Flüssigkristalle dann als Intensitätsmodulator verwendet werden.

Die typische Dicke der Flüssigkeitsschicht zwischen den Glasplatten der Flüssigkristallzellen liegt bei ca. $d = 10 \mu\text{m}$. Die Variation des Brechungsindex liegt im Bereich von etwa $\Delta n = n_e - n_o = 0,1 - 0,3$. Ein Nachteil der bisher beschriebenen Flüssigkeitszellen liegt in der Abhängigkeit der Verzögerung von der Dicke d der Flüssigkeitsschicht. Diese nachteilige Eigenschaft kann mittels der Erweiterung der Zelle zu einer gedrehten nematischen Flüssigkristallzelle vermieden werden.

Gedrehte nematische Flüssigkristallzellen

Gedrehte nematische Flüssigkristallzellen bestehen ebenfalls aus einer dünnen Schicht Flüssigkristalle zwischen zwei aufgerauten Glasplatten. Die aufgerauten Strukturen der beiden Platten sind senkrecht zueinander angeordnet. Die elongierten Moleküle richten sich zwischen

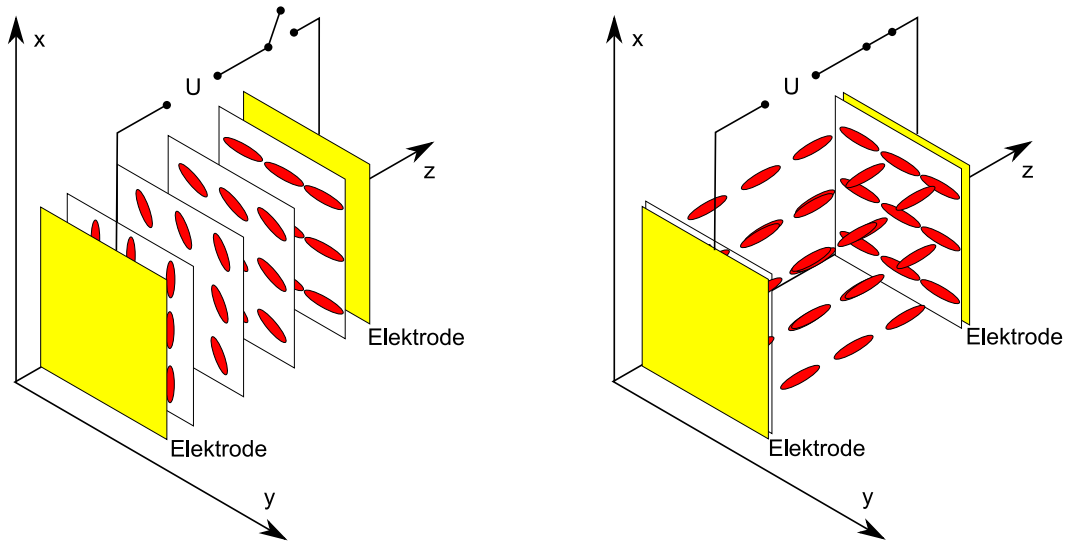


Abbildung 6.2.: Schematische Darstellung einer gedrehten, nematischen Flüssigkristallzelle, welche als spannungsabhängiger Polarisationsrotator dient. *Links:* Für $U = 0$ wird das parallel zur Molekülachse einfallende Licht gedreht. *Rechts:* Durch Anlegen einer Spannung verlieren die Moleküle ihre drehende Eigenschaft.

den Platten entlang der aufgebracht Strukturen aus und bilden aufgrund der Wechselwirkungen im Verlauf der Schicht untereinander eine um 90° gedrehte, helikale Struktur aus. Die durch die Ausrichtung der Moleküle vorgegebene optische Achse dreht sich damit ebenfalls um 90° . Eine elektromagnetische Welle, deren lineare Polarisation parallel zur elongierten Molekülachse ist, folgt der Rotation der Moleküle und wird gedreht. Die Flüssigkristallzelle wirkt damit als Polarisationsrotator.

In einem extern angelegten elektrischen Feld entlang der z-Richtung richten sich die Moleküle in Abhängigkeit der Spannung aus (vgl. Gl. 6.1). Für die maximale Verkippung von $\theta = 90^\circ$ verlieren die Flüssigkristalle ihre drehende Eigenschaft und das Licht wird unbeeinflusst transmittiert. Beim Ausschalten der angelegten Spannung kippen die Moleküle wieder in ihre helikale Ausgangsanordnung zurück. Aufgrund der im Verlauf der Flüssigkeit gedrehten optischen Achse, ist die Rotation der Polarisation einer Lichtwelle in einer gedrehten nematischen Flüssigkristallzelle unabhängig von der Dicke d der Zelle. Mittels der extern angelegten Spannung U kann über den Kippwinkel θ der Kristalle der Anteil der gedrehten Polarisation kontrolliert werden. Eine Flüssigkristallzelle stellt damit eine steuerbare Verzögerungsplatte dar. Mithilfe eines Polarisationsfilters vor und hinter der Zelle kann das System zu einem Intensitätsmodulator erweitert werden.

Ein Flüssigkristalldisplay (Liquid Crystal Display, LCD) besteht aus einer Matrix vieler einzelner Flüssigkristallzellen. Jedes dieser Pixel ist mit transparenten Elektroden bedampft und kann mittels einer Steuerelektronik separat moduliert werden. Um den Kippwinkel θ der Moleküle zwischen 0 und 90° in jeder Zelle variieren zu können, sind Steuerspannungen im Bereich weniger Volt nötig. In kommerziellen Systemen zur Bilderzeugung stellt jede Zelle einen Bildpunkt dar, welcher in einem den Graustufen entsprechenden dynamischen Bereich zwischen hell und dunkel angesteuert werden kann.

6.1.2 Charakterisierung der Flüssigkristallanzeige

Für die in diesem Kapitel beschriebenen Experimente zur Manipulation der Atome mittels eines räumlichen Lichtmodulators wird eine Flüssigkristallanzeige aus einem handelsüblichen LCD-Projektor verwendet. In diesem Abschnitt werden die technischen Parameter des verwendeten LC-Displays beschrieben und seine Eigenschaften charakterisiert. Eine nähere Beschreibung hierzu findet sich in [114]. Die Flüssigkristallanzeige stammt aus einem kommerziellen Projektor (*Sharp PG-C30XE*). Solch ein Projektor basiert auf dem Einsatz von insgesamt drei Flüssigkristallanzeigen. Zur Erzeugung eines farbigen Bildes wird weißes Licht durch Farbfilter in die Farben Rot, Grün und Blau zerlegt. Für jede Farbe wird ein separates Bild auf jeweils einem der drei LCDs generiert. Die Flüssigkristallanzeigen dienen dabei mittels zweier Polarisationsfolien als Intensitätsmodulatoren. Für die Erzeugung eines farbigen Bildes werden die Bilder der drei Farben überlagert und mittels einer Abbildungsoptik auf eine Leinwand projiziert. Die Ansteuerung der drei Displays erfolgt dabei über eine im Projektor integrierte Steuerelektronik, welche extern über ein computergeneriertes RGB-Video-Signal kontrolliert wird.

Für die hier beschriebene Anwendung wird der Projektor in seine Einzelteile zerlegt und nur eine Flüssigkristallanzeige sowie die zur Ansteuerung über einen Computer notwendige Elektronik verwendet.

Technische Eigenschaften

Das aus dem Projektor entnommene Display hat laut Hersteller eine Auflösung von 1024×768 Pixeln. Die modulierbare Bildfläche des Displays hat eine Größe von ca. 20×15 mm und entspricht damit dem üblichen 4:3 Bildformat. In Abb. 6.3 (links) ist die Flüssigkristallanzeige abgebildet. Die einzelnen, quadratischen Flüssigkristallzellen sind mit einer Größe von $19 \times 19 \mu\text{m}$ als Pixel zu erkennen. Da weiterhin die integrierte Ansteuerung des Projektors genutzt wird, erfolgt die Kontrolle der Transmission des Displays direkt über das digitale RGB-Format eines angeschlossenen Computers. Die Steuerelektronik im Projektor wandelt das digitale Signal in Spannungen um, welche in den Pixeln eine Polarisationsdrehung hervorrufen.

Um die Transmissionsabhängigkeit des Displays zu messen, sind anstelle der Polarisationsfilter im Projektor polarisationsabhängige Strahlteilerwürfel (PBS) sowie $\lambda/2$ -Verzögerungsplatten vor und hinter dem Display platziert (vgl. Abb. 6.5). Eine Kombination aus einem PBS und einer $\lambda/2$ -Platte entspricht einem einstellbaren Polarisationsfilter. In Abb. 6.3 (rechts) ist die Transmission der Flüssigkristallanzeige über dem Bitwert des verwendeten Farbkanals dargestellt. Die aufgenommene elektro-optische Kennlinie ist vermutlich vom Verlauf elektronisch optimal an herkömmliche CRT-Monitore angepasst. Das ungewöhnliche Abknicken der Kurve für Bitwerte ab 220 wird demnach durch die Steuerelektronik verursacht.

Kontrast

Der Kontrast des gesamten spannungsgesteuerten Intensitätsmodulators wird mittels Vergleich der Lichtleistung vor und hinter dem System aus LCD, $\lambda/2$ -Platten und dem PBS gemessen. Für die Bestimmung des Kontrastes wird das LC-Display mit Laserlicht bestrahlt. Anders als beim herkömmlichen Einsatz im Projektor, in dem als Lichtquelle eine Weißlichtlampe verwendet wird, entstehen aufgrund der Kohärenz des Laserlichts Beugungsstrukturen

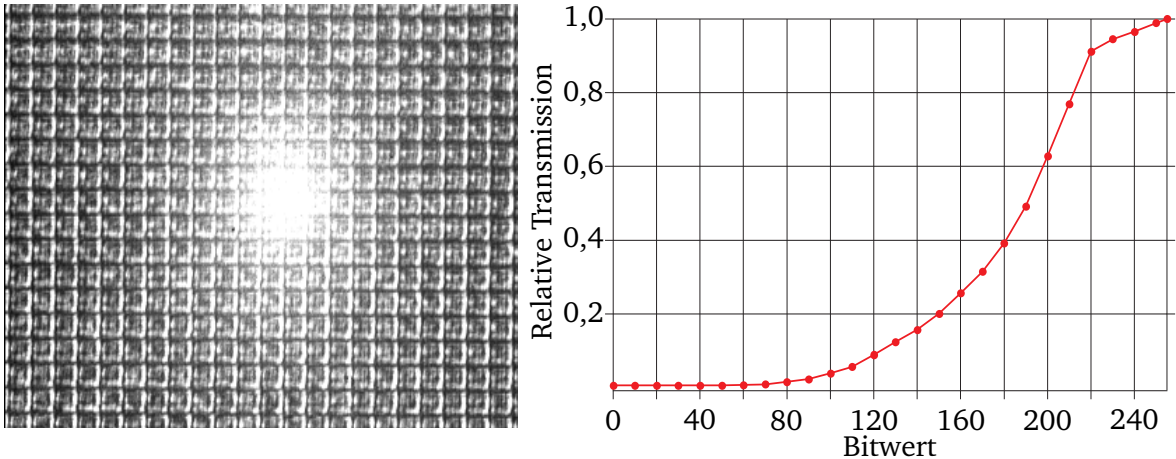


Abbildung 6.3.: Links: Vergrößerte Aufnahme des LCDs mit quadratischen Pixeln von $19 \times 19 \mu\text{m}$. Rechts: Relative Transmission des LCDs in Abhängigkeit des am Computer eingestellten Bitwertes.

an den Pixeln des Displays. Diese Beugungsstrukturen führen zu einer Aufspaltung des Laserlichts in mehrere Beugungsbilder, welche bei einer späteren Abbildung des Displays auf das Mikrolinsenregister Abbildungsfehler erzeugen. Daher werden höhere Beugungsbilder im Folgenden von einer im Strahlengang befindlichen Irisblende geblockt und nur die 0. Beugungsordnung transmittiert (vgl. Abb. 6.5).

Die Transmission des LC-Displays wird mittels der Bitwerte $0 \rightarrow P_{\min}$ und $255 \rightarrow P_{\max}$ gemessen. Unter Annahme einer konstanten Eingangsleistung und ohne einen messbaren Untergrund gilt

$$\text{Kontrast} = \frac{P_{\max}}{P_{\min}} . \quad (6.3)$$

Bei einer Eingangsleistung von $P_{\text{in}} = 5,15 \text{ mW}$ ergibt sich für ein auf hohen Kontrast optimiertes System eine minimale Ausgangsleistung von $P_{\min} = 1,1 \mu\text{W}$ und eine maximale Ausgangsleistung von $P_{\max} = 304,1 \mu\text{W}$. Nach Gl. 6.3 führt dies zu ein Kontrast von 270:1 für den Intensitätsmodulator. Die maximale Ausgangsleistung P_{\max} beträgt ca. 5,9% der Eingangsleistung P_{in} . Die vergleichsweise großen Intensitätsverluste entstehen zum einen durch das Ausblenden höherer Beugungsordnungen und zum anderen durch die schlechte Effizienz des LC-Displays. Die Verluste durch Reflektionen an der LCD-Oberfläche betragen 4%. Hierbei ist zu bemerken, dass mittels einer Variation des Polarisationsfilters hinter dem LCD die Intensitätsverluste des Systems deutlich reduziert werden können. Dies führt jedoch zu einer Verringerung des Kontrastes.

Schaltzeiten

Neben dem Kontrast ist die Schaltzeit des LCDs eine weitere wichtige Größe zur Charakterisierung des Intensitätsmodulators für einen Einsatz in atomoptischen Experimenten. Bei der Bestimmung der Schaltzeit wird zwischen der Zeit zum Einschalten t_{rise} und zum Ausschalten t_{fall} unterschieden. Der Wert t_{rise} ist als die Zeitdauer definiert, welche benötigt wird, um von 10% auf 90% der Gesamtintensität zu schalten. Die Ausschaltzeit t_{fall} ist entsprechend umgekehrt definiert. In Abb. 6.4 ist die gemessene Schaltzeit des LCDs aufgetragen. Im linken Teilbild wird das LCD mit einem computergenerierten Signal eingeschaltet und

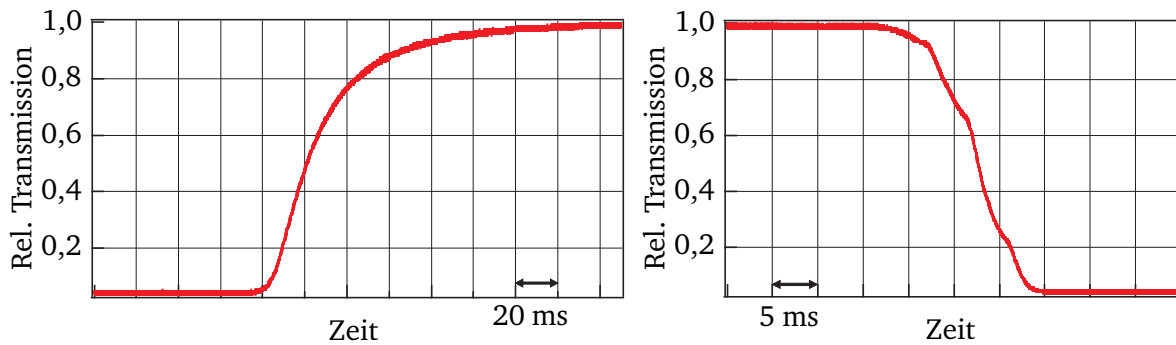


Abbildung 6.4.: Zeitliches Verhalten des LCDs beim Einschalten (links) und Ausschalten (rechts).

eine Anstiegszeit von $t_{\text{rise}} = 59$ ms gemessen. Der zeitliche Intensitätsverlauf beim Ausschalten ist im rechten Teilbild dargestellt. Hierfür ergibt sich eine Schaltzeit von $t_{\text{fall}} = 10$ ms. Die große Diskrepanz zwischen den beiden Zeiten entsteht direkt aus den Eigenschaften der Flüssigkristalle. Um die Transmission des Systems zu aktivieren, wird beim Einschaltprozess die Steuerspannung am LC-Display auf null gesetzt. Die Flüssigkristallmoleküle richten sich entsprechend ihrer intermolekularen Wechselwirkungen und der senkrecht zueinander aufgerauten Glasoberflächen wieder in ihrer helikalen Ordnung aus. Die Polarisation des Lichts wird gedreht und am Polarisationsfilter aus dem System herausreflektiert. Das Ausrichten der Flüssigkristalle ist ein passiver Prozess, der von der intermolekularen Wechselwirkung sowie der Zähigkeit und Stärke der Flüssigkristallschicht abhängt. Beim Ausschalten des Intensitätsmodulators wird hingegen die Steuerspannung eingeschaltet und die Flüssigkristalle richten sich entlang der Feldlinien aus. Dieser Prozess ist abhängig von der Amplitude der angelegten Spannung. Beim Schaltprozess wird von der Steuerelektronik eine kurze Spannungsspitze appliziert, welche das Ausrichten der Flüssigkristalle stark beschleunigt und zu einer deutlich schnelleren Ausschaltzeit gegenüber der Einschaltzeit des LCDs führt.

6.2 Erzeugung variabler Fallengeometrien

Basierend auf magnetischen und vor allem optischen Verfahren existiert eine Vielzahl experimentell realisierter Potentiale für kalte Atome zur Quanteninformationsverarbeitung. Dieser Abschnitt beschreibt die Erzeugung flexibler Fallengeometrien aus der Kombination des LCDs als Intensitätsmodulator und dem Mikrolinsenregister als statisches Element zur Erzeugung der Dipolfallen. In den variabel erzeugten Dipolfallen können kalte Atome gefangen und manipuliert werden. Dieser Abschnitt beginnt mit einer Beschreibung des experimentellen Aufbaus zur Intensitätsmodulation der Fallen. Anschließend werden die verschiedenen Experimente mit kalten Atomen in variablen Fallengeometrien vorgestellt.

6.2.1 Experimenteller Aufbau zur Manipulation des Dipolfallenlasers

Um einzelne Dipolfallen am Ort der Atome gezielt in der Intensität steuern zu können und so variable Fallengeometrien erzeugen zu können, muss die auf jede einzelne Linse des Mikrolinsenregisters auftreffende Lichtleistung kontrollierbar sein. Der dazu verwendete Aufbau ist in Abb. 6.5 schematisch dargestellt. Der Dipolfallenlaser wird mit definierter linearer Po-

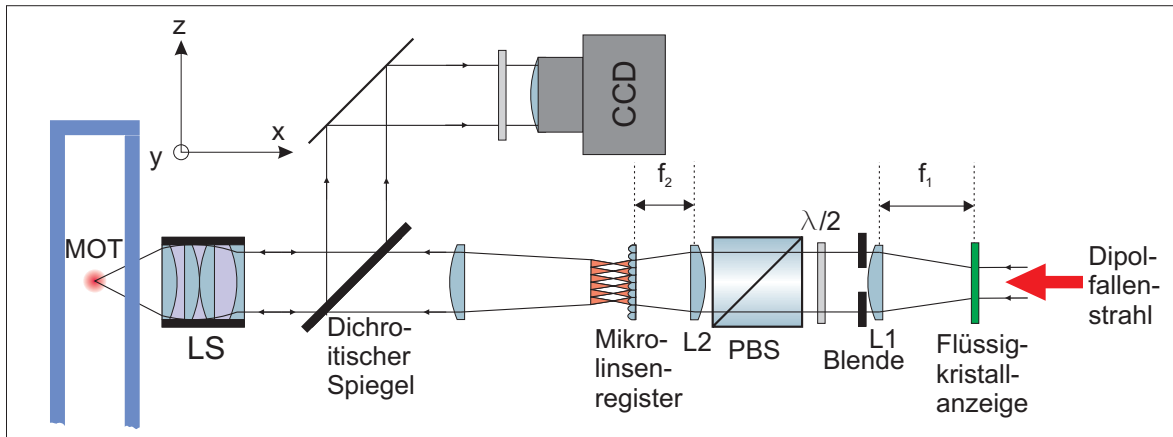


Abbildung 6.5.: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Erzeugung variabler Fallengeometrien.

larisation auf die Flüssigkristallanzeige eingestrahlt. Durch Ansteuern der einzelnen Pixel des LC-Displays und mithilfe einer $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte sowie einem PBS als Polarisationsfilter wird ein Bild als Intensitätsmodulation auf den transmittierten Dipolstrahl aufgeprägt. Als Bild werden verschiedene Kreisflächen erzeugt, welche in ihrer Größe und Position den einzelnen Mikrolinsen angepasst sind. Diese Kreisflächen werden mithilfe zweier Linsen ($f_1 = 100 \text{ mm}$, $f_2 = 50 \text{ mm}$) auf das Mikrolinsenregister abgebildet. Das LCD und die Mikrolinsen sind jeweils in der Fokalebene der entsprechenden Linse platziert. Die Brennweiten dieser Transferoptik sind so gewählt, dass die auf dem LCD erzeugten Strukturen um einen Faktor 2 verkleinert auf die Mikrolinsen übertragen werden. Bei einem Durchmesser von $100 \mu\text{m}$ jeder Mikrolinse werden ca. 80 Pixel zur vollen Ausleuchtung einer Linse benötigt. Die Fokalebene des beleuchteten Mikrolinsenregisters wird über die in Abschnitt 3.3.2 bereits beschriebene Transferoptik verkleinert in die Vakuumzelle abgebildet. Zur Trennung des bei der Detektion aufgenommenen Fluoreszenzlichts der Atome bei 780 nm und der Abbildung des Dipolfallenregisters bei einer Wellenlänge $\lambda_{\text{TiSa}} = 795 - 810 \text{ nm}$ wird in allen in diesem Kapitel präsentierten Experimenten ein dichroitischer Spiegel verwendet. Dieser reflektiert über 95 % des Fluoreszenzlichts auf die CCD-Kamera und transmittiert das Licht des Dipolfallenlasers λ_{TiSa} mit einer Effizienz von über 90 %.

Bei einer optimalen Justierung der computergenerierten Kreisflächen auf dem LCD verschwindet das Licht in den Linsenzwischenräumen des Registers und in der transferierten Fokalebene sind nur noch die einzelnen Fokusse, ohne nichtfokussiertes Streulicht, sichtbar. Bei einer Messung der ausschließlich aus den Fokussen stammenden Lichtleistung erhält man 50 % der bei kompletter Ausleuchtung bestimmten Gesamtleistung. Dieser Wert stimmt gut mit dem in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Füllfaktor des Mikrolinsenregisters überein. Um die Gesamteffizienz des Intensitätsmodulators zu erhöhen, wird in den nachfolgenden Experimenten zur Manipulation des Dipolfallenlasers mit einem leicht reduzierten Kontrast von 70:1 gearbeitet. Dieser Kontrast ist ausreichend, um Atome nur in den ausgewählten Fallen zu fangen, ohne Atome in den durch Restlicht erzeugten Fokussen der verdunkelten Mikrolinsen zu halten.

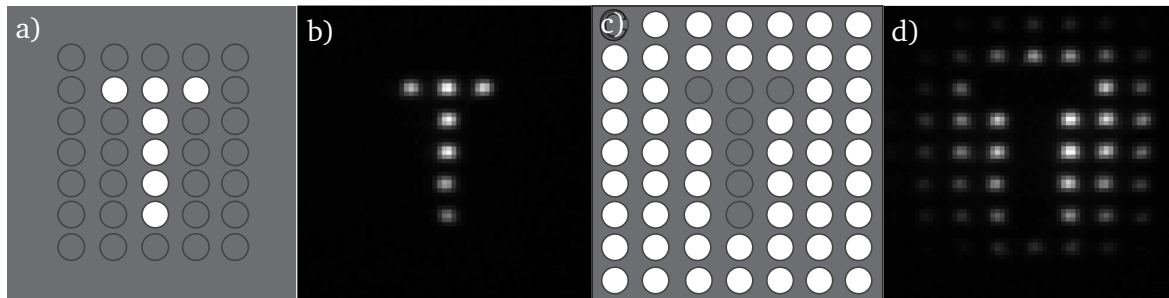


Abbildung 6.6.: Bild a) und c): Vom LCD angezeigte Bilder; hell transmittiert Licht, dunkel blockt Licht. Bild b) und d): Fluoreszenzaufnahmen gefangener Atome in den erzeugten Dipolfallen.

6.2.2 Kalte Atome in variablen Fallengeometrien

In diesem Abschnitt werden verschiedene Experimente präsentiert, in denen kalte, atomare Ensembles in variable und flexible Dipolfallengeometrien geladen werden. Die verschiedenen Fallengeometrien werden aus der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Kombination von räumlich steuerbaren Intensitätsmodulatoren sowie stabilen und robusten Mikrolinsenregistern erzeugt. Der Dipolfallenlaser ist in den Experimenten auf eine Wellenlänge von $\lambda_{\text{TiSa}} = 795,8 \text{ nm}$ eingestellt und damit rund $\Delta = 2\pi \cdot 0,39 \text{ THz}$ gegenüber der D1-Linie verstimmt. Der Laser hat eine Leistung von $P_{\text{TiSa}} = 500 \text{ mW}$ und einen Strahlradius von ca. $w_{\text{TiSa}} = 810 \mu\text{m}$ vor dem LC-Display. Aufgrund der Verkleinerung des LC-Displays auf das Mikrolinsenregister können rund 7×7 Fallen ausgeleuchtet und in ihnen Atome gefangen werden. Wie in Abschnitt 3.3.1 erläutert, werden die Atome zuerst 1 – 4 s in einer MOT gefangen und gekühlt sowie anschließend, während einer Melassenkühlung, in die Dipolfallen geladen. Nach einer reinen Haltezeit von rund 30 ms werden die Atome für $t_{\text{det}} = 1 \text{ ms}$ resonant belichtet und das Fluoreszenzsignal mit der CCD-Kamera aufgenommen.

In Abb. 6.6 sind zwei mit dem LCD dargestellte Bild gezeigt. Jeder helle Kreisfläche ist dabei so positioniert, dass das durch ihn transmittierte Licht des Fallenlasers eine Mikrolinse ausleuchtet. Als Beispiel ist die Anordnung der Kreise so gewählt, dass sich der Buchstabe "T" ergibt; einmal als Bild-Positiv, ein zweites Mal als Bild-Negativ in dem nur das "T" nicht ausgeleuchtet wird. Neben den beiden LCD Bildern sind die dazugehörigen Fluoreszenzaufnahmen von gefangenen, kalten Atomen dargestellt. Obwohl im gesamten Bildbereich kalte Atome in der optischen Melasse vorpräpariert waren, sind nur Atome in den durch das LCD adressierten Dipolfallen gefangen und die beiden Fluoreszenzaufnahmen entsprechen den durch das LCD gesteuerten Fallengeometrien. Nach dem gleichen Verfahren wurde der Schriftzug "TUD" (Technische Universität Darmstadt) in Abb. 6.1 aus einzeln angeordneten, atomaren Ensembles in optischen Dipolfallen erzeugt. Die Fluoreszenzaufnahmen sind jeweils 20-fach gemittelt und jedes gefangene Ensemble besteht aus einigen 10 bis zu wenigen 100 Atomen. Aufgrund der zum experimentellen Ablauf vergleichsweise langsamen Schaltzeit des LC-Displays wird der hier verwendete Aufbau nur als statischer Intensitätsmodulator verwendet und während der Haltezeit in den Dipolfallen nicht variiert.

Weitere Fallengeometrien für kalte Atome, welche mit dem auf Flüssigkristallen basierenden Intensitätsmodulator vor dem Mikrolinsenregister realisiert werden können, sind in Abb. 6.7 präsentiert. Die Bilder zeigen wieder Fluoreszenzaufnahmen atomarer Ensembles in opti-

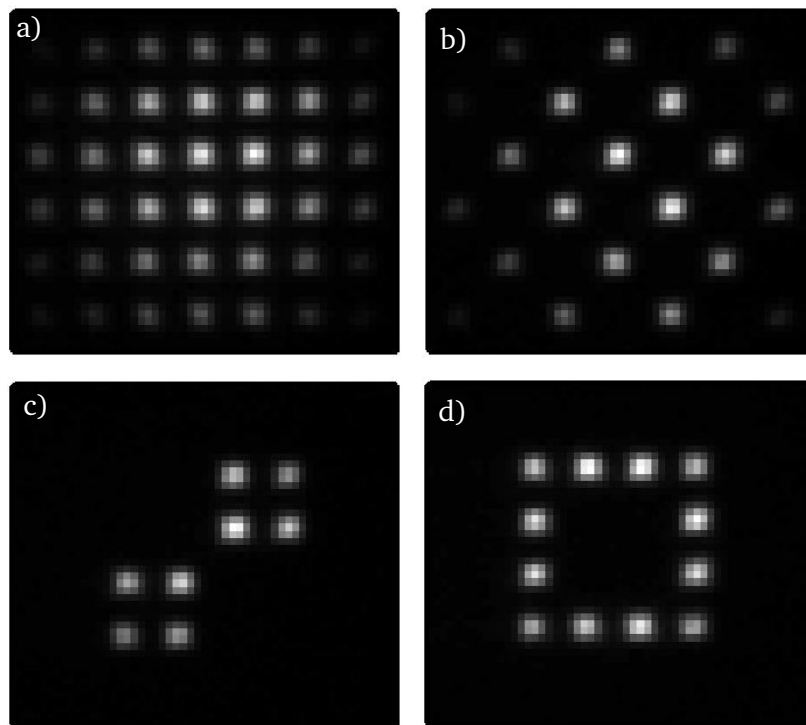


Abbildung 6.7.: Fluoreszenzaufnahmen gefangener Atomensembles in drei Beispielen variabler Fallengeometrien. a) alle Fallen werden voll ausgeleuchtet und die Atomverteilung entspricht der üblichen Intensitätsverteilung b) nur jede zweite Falle wird über das LCD ausgeleuchtet c) Erzeugung zweier separater 2×2 -Register d) zweidimensionale Ringstruktur aus einzelnen Atomensembles. Jedes Bild ist über 20 experimentelle Realisierungen gemittelt.

schen Dipolfallen, je 20-fach gemittelt. Als Referenz werden in Bild a) alle Fallen ausgeleuchtet und die Atomverteilung ist durch die übliche Intensitätsverteilung des Dipolfallenlasers gegeben. In Bild b) wird nur jede zweite Mikrolinse mit dem Dipolfallenlaser adressiert. Anhand dieses Beispiel wird deutlich, dass sich mittels der Manipulation des Dipolfallenlasers die Gitterkonstante und prinzipiell die Gitterform des Dipolfallenregisters variieren lässt. In der Atomaufnahme c) sind zwei kleine, wohl separierte 2×2 -Register mit gefangenen Atomen dargestellt. Diese Geometrie kann als Ansatz einer Quanten-Fehler-Korrektur (Quantum Error Correction) angesehen werden. In getrennten Bereichen eines Quantenprozessors werden verschiedene oder gleiche Quantenoperationen simultan durchgeführt, um "Error-Correction" betreiben zu können. Als letztes Beispiel einer für die Quanteninformati- onsverarbeitung interessanten Fallengeometrie wird Bild d) in Abb. 6.7 eine zweidimensionale ringähnliche Konfiguration aus Dipolfallen gezeigt. Solch eine Anordnung gefangener atomarer Ensembles stellt ein interessantes Werkzeug für atomoptische Experimente mit periodischen Randbedingungen dar. Eine Box oder ein Ring von gut separierten Potentialtöpfen ist mittels optischer Gitter nur sehr aufwendig zu erzeugen [115]. Ein interessantes, zu untersuchendes Quantensystem stellen zum Beispiel die Wechselwirkungen von ringförmig angeordneten Rydberg-Atomen dar [116].

In den bisher vorgestellten Experimenten wird das LC-Display ausschließlich als ein Schalter für vorgebbare Dipolfallenkonfigurationen verwendet. Wie bereits in Abschnitt 6.1.2 be-

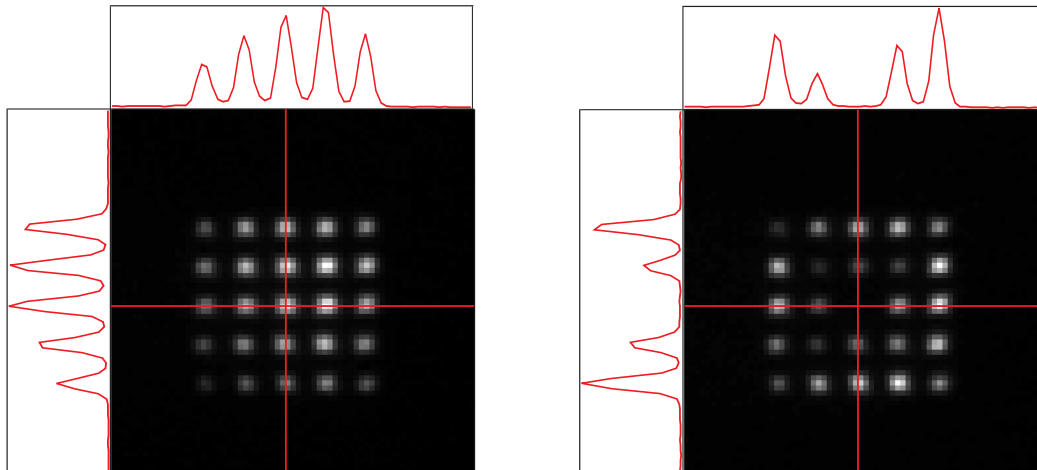


Abbildung 6.8.: Aufnahme von Atomen in einem 5×5 -Dipolfallenregisters ohne (links) und mit (rechts) einer individuellen Variation der Intensität der Fallen mit dem LC-Display. Die äußeren Profile stellen jeweils Schnitte entlang der Linien dar.

schrieben, kann mittels des Computers bzw. der integrierten Steuereinheit über den Bitwert des entsprechenden Farbkanals die Transmission jedes Pixels variabel angesteuert werden. In Abb. 6.8 sind die Fluoreszenzaufnahmen zweier 5×5 -Dipolfallenregister dargestellt. Im linken Bild sind alle 25 Fallen durch das LCD voll ausgeleuchtet. In den beiden horizontalen und vertikalen Profilschnitten ist ein höherer Signalpegel im Zentrum als am Rand des Registers zu erkennen. Dies rührt zum einen aus dem Gaußprofil des Dipolfallenlasers auf dem Mikrolinsenregister her und zum anderen aus der Verteilung und Position der kalten Atomwolke, aus der die Atome in die Dipolfallen umgeladen werden. Im rechten Bild von Abb. 6.8 wird die Intensität jeder Dipolfalle mithilfe der Flüssigkristallanzeige so moduliert, dass sich die Verteilung der Atome im Dipolfallenregister umkehrt. Die Fallentiefen der einzelnen Fallen sind so angepasst, dass wenige bis gar keine Atome im Zentrum des Registers gehalten werden können. Die äußeren Fallentiefen bleiben dabei unverändert.

Damit stellt die Variation der Intensität des Dipolfallenlasers mit dem LCD auch ein Verfahren zum Ausgleich des inhomogenen Intensitätsprofils des Dipolfallenlasers und einem Angleichen aller Fallentiefen dar.

6.3 Kohärente Einzeladressierung atomarer Ensembles in Dipolfallenregistern

Die kohärente Adressierung einzelner Qubits ist eine der wesentlichen Forderungen der DiVincenzo-Kriterien [10]. Nachdem im vorherigen Abschnitt die Flüssigkristallanzeige zur direkten Variation der Intensität des Dipolfallenlasers verwendet wurde, soll im Folgenden die kohärente Adressierung einzelner, atomarer Ensembles in separaten Dipolfallen gezeigt werden. Dazu werden die Raman-Laser mit dem LC-Display räumlich in der Intensität moduliert und mittels eines zweiten Mikrolinsenregisters auf die Atome abgebildet. Bevor im zweiten Teil dieses Abschnitts verschiedene Experimente zur kohärenten Einzeladressierung separater Dipolfallen präsentiert werden, wird der dazu benötigte experimentelle Aufbau beschrieben.

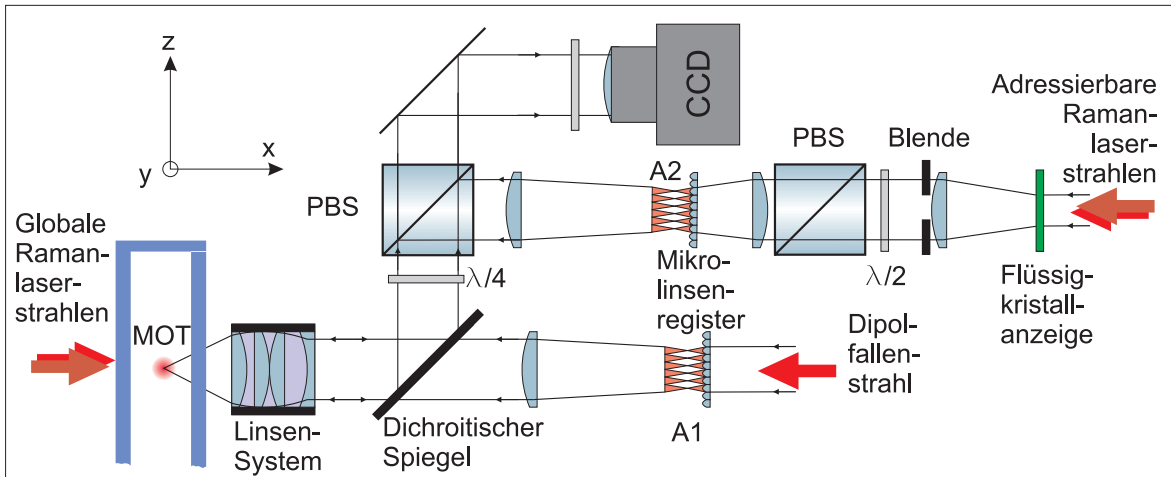


Abbildung 6.9.: Schematischer Aufbau zur kohärenten Einzeladressierung der Dipolfallen mit den Raman-Lasern. Ein Raman-Laserstrahl wird über das LCD und ein zweites Mikrolinsenregister auf die Atome abgebildet. Über einen zweiten Strahlengang können die Atome global mit den Raman-Lasern adressiert werden.

6.3.1 Experimenteller Aufbau zur Kontrolle der Raman-Laser

Für die Einzeladressierung der gefangenen Atome in den durch das Mikrolinsenregister erzeugten Dipolfallen wird die räumliche Intensitätsverteilung der Raman-Laser mit der Flüssigkristallanzeige kontrolliert. Der dazu benötigte Aufbau ist schematisch in Abb. 6.9 dargestellt. Das Dipolfallenregister wird jetzt wieder komplett erzeugt, indem der unmodulierte, gaußförmige Dipolfallenstrahl direkt auf das Mikrolinsenregister trifft und die Dipolfallen in das Vakuum abgebildet werden. Wie in Abschnitt 6.2.1 wird die Transmission der Raman-Laser über die Pixel des LCDs und den nachfolgenden Polarisationsfilter räumlich durch ein computergeneriertes Bild moduliert. Zwei Transferlinsen ($f = 100 \text{ mm}$, $f = 50 \text{ mm}$) bilden das aus angepassten Kreisflächen bestehende Bild der Raman-Laser auf ein zweites Mikrolinsenregister um einen Faktor 2 verkleinert ab. Die Fokalebene des zweiten Registers wird über einen weiteren Achromaten ($f = 80 \text{ mm}$) und das beugungslimitierte Linsensystem in die Vakuumzelle nochmals verkleinert transferiert. Da die Raman-Laser nur rund 20 GHz von der D2-Linie rotverstimmt sind, können sie über den Detektionspfad mittels des im Aufbau verwendeten dichroitischen Spiegels mit dem Dipolfallenlaser überlagert werden. Wichtig ist hierbei, dass die beiden Mikrolinsenregister, welche zur Erzeugung der Dipolfallen und zur Adressierung einzelner Fallen mit den Raman-Lasern Verwendung finden, identische Eigenschaften und Formen haben und nahezu identisch auf die Atome abgebildet werden. Aufgrund der bereits beschriebenen, vergleichsweise langsamen Schaltzeiten des LCDs, steuert weiterhin ein AOM die Einstrahldauer der beiden Raman-Laser. Der Kontrast des Intensitätsmodulators wird in den Messungen zur kohärenten Adressierung anhand der $\lambda/2$ -Platte hinter dem LCD auf einen maximalen Wert von 270:1 eingestellt. Die dadurch verringerte Effizienz spielt keine Rolle, da aufgrund der Fokussierung der Raman-Laser durch das Mikrolinsenregister nur wenige hundert Nanowatt pro Falle benötigt werden.

Um neben der adressierbaren kohärenten Manipulation der einzelnen Dipolfallen mittels des statischen LC-Displays weiterhin alle atomaren Ensembles gleichzeitig mit den Raman-Laser

ansprechen zu können, beleuchtet ein zusätzlicher Raman-Laserstrahl (in Abb. 6.9 von links) die Atome global. Dieser zweite Strahl verläuft entgegengesetzt zum Dipolfallenstrahl und kann ebenfalls mit einem AOM geschaltet werden.

6.3.2 Ramsey-Spektroskopie an individuellen Fallen

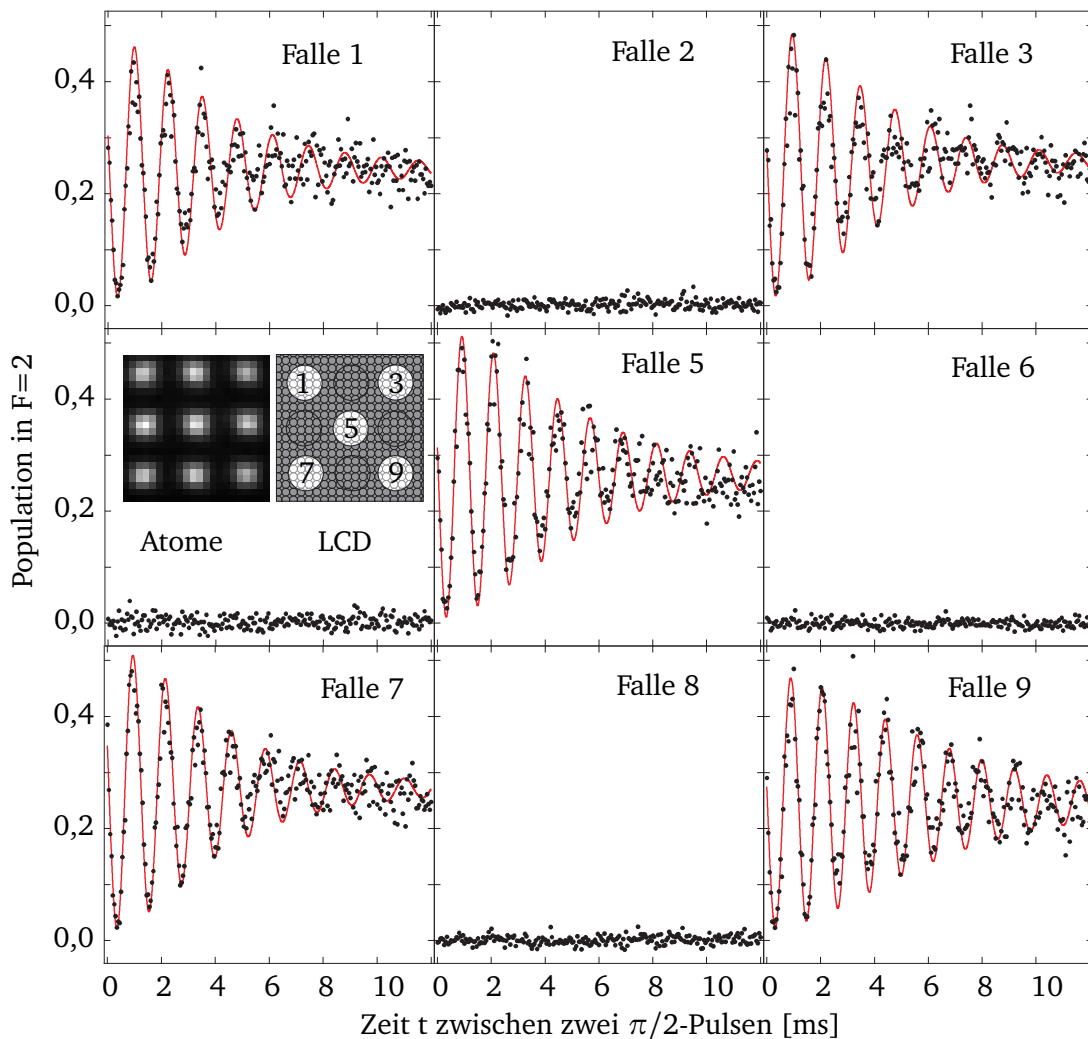


Abbildung 6.10.: Kohärente Adressierung eines mit Atomen geladenen 3×3 -Registers. Jede zweite Falle wird mit zwei $\pi/2$ -Pulsen adressiert und das typische Ramsey-Signal beobachtet. In den nicht angesteuerten Fällen sind keine Oszillationen aufgelöst.

Um die kohärente Adressierung einzelner atomarer Ensembles zu demonstrieren, werden im Folgenden verschiedene Ramsey-Experimente präsentiert. Der Dipolfallenlaser ist dazu auf eine Wellenlänge von $\lambda_{\text{TiSa}} = 815,1 \text{ nm}$ bei einer Leistung von $P_{\text{TiSa}} = 137 \text{ mW}$ eingestellt und besitzt einen Strahlradius von $w_{\text{TiSa}} = 698 \mu\text{m}$ auf dem Mikrolinsenregister. Damit ergibt sich für die zentrale Falle eine Leistung von $P_0 = 1,23 \text{ mW}$ und eine daraus resultierende Fallentiefe von $U_0 = k_B \times 60 \mu\text{K}$.

Nach dem Laden der Atome aus der Melasse erfolgt mittels des Umpump- und Rückpump-lasers die Präparation der Rb-Atome im Zustand $|F = 3, m_F = 0\rangle$, welcher der Startpunkt der hier beschriebenen Experimente ist. Die Raman-Laser haben auf dem LCD einen Strahlradius von $w_{\text{RL}} = 1,7 \text{ mm}$ und können damit als nahezu konstant über einen Bereich von 5×5 Fal-len angenommen werden. Aufgrund einer nicht optimalen Überlagerung der abgebildeten Fokalebene des von den Raman-Lasern beleuchteten Mikrolinsenregisters mit dem Dipol-fallenregister ist die Gesamtintensität der Raman-Laser $I_{\text{RL}} = I_{\text{RL1}} + I_{\text{RL2}}$ in den einzelnen Fallen verschieden. Für die Abhängigkeit der Kopplung Ω_{eff} der beiden Hyperfeinzustände $|F = 3, m_F = 0\rangle$ und $|F = 2, m_F = 0\rangle$ von der Intensität der einzelnen Laser gilt nach Gl. 4.4

$$\Omega_{\text{eff}} \propto \sqrt{I_{\text{RL1}} \cdot I_{\text{RL2}}} \propto I_{\text{RL}} \quad \text{für} \quad I_{\text{RL1}} \approx I_{\text{RL2}}. \quad (6.4)$$

Aus der Relation wird deutlich, dass eine Variation der Gesamtintensität der Raman-Laser zu einer Änderung der Kopplungsstärke der Hyperfeinniveaus führt. Mithilfe der Flüssigkristall-anzeige als Intensitätsmodulator ist es möglich, die Kopplung Ω_{eff} für jede einzelne Dipol-falle separat zu kontrollieren, ohne die Einstrahldauer der Raman-Laser einzeln variieren zu müssen. Durch eine entsprechende Anpassung der Leistung für jede mit den Raman-Lasern adressierte Dipolfalle im Bereich von $P_{\text{RL}} = 300 - 400 \text{ nW}$ pro Falle ergibt sich eine für alle gefangenen atomaren Ensembles gemeinsame π -Pulsdauer von $t_{\pi} = 350 \mu\text{s}$.

In Abb. 6.10 ist die kohärente Adressierung einzelner Dipolfallen anhand eines Ramsey-Experiments in einem 3×3 Registers demonstriert. Dazu wird die Zeit t zwischen zwei $\pi/2$ -Pulsen in Schritten von $50 \mu\text{s}$ variiert und die Atome werden anschließend zustandsselektiv detektiert. Durch das LCD werden die Raman-Laser für alle ungeraden Fallennummern ge-blockt. Wie im Bild zu erkennen, sind in jeder zweiten Falle des Registers die typischen Ramsey-Oszillationen zu erkennen. In den Fallen, welche nicht von den Raman-Lasern adres-siert werden, treten keine Oszillationen auf und das detektierte Signal der Atome im Zustand $|F = 2\rangle$ bleibt konstant im Rauschuntergrund bei Null. Hierbei sind in allen 9 dargestellten Fallen kalte, atomare Ensembles gefangen. An die Oszillationen in den ungeraden Fallen ist die in Gl. 4.52 eingeführte Funktion angepasst. Anhand der aufgenommenen Daten ergibt sich für eine fehlerhafte Adressierung von durch das LCD geblockten, nicht angesteuerten Fallen eine obere Schranke von 2,6 %. Dieser Wert ist durch Imperfektionen der zustands-selektiven Detektion limitiert. Aufgrund des maximal eingestellten Kontrastes von 270:1 für das LC-Display bewirkt der π -Puls einer adressierten Dipolfalle theoretisch eine Rotation von $3,7 \times 10^{-3} \times \pi$ auf Atome, für die das LCD die Raman-Laser blockt.

6.3.3 Verknüpfung globaler und lokaler Adressierung von Atomen

Eine weiterführende Anwendung der kohärenten Einzeladressierung ist die Simulation eines zweidimensionalen, alternierenden Spinsystems. Dazu wird nach der üblichen Präparation der Atome im Zustand $|F = 3, m_F = 0\rangle$ mittels der über das LCD kontrollierten Raman-Laser jede zweite Dipolfalle mit einem π -Puls adressiert. Dadurch sind die atomaren Ensembles jeweils abwechselnd in $|F = 2\rangle$ bzw. $|F = 3\rangle$ initialisiert. Zur Demonstration der lokalen Einzelinitialisierung wird anschließend mit den zusätzlichen, globalen Raman-Lasern eine Ramsey-Messung durchgeführt. In Abb. 6.11 (Mitte) sind drei Fluoreszenzaufnahmen für verschiedene Zeitdauern der freien Evolution dargestellt. Die aufgenommenen Signale der neun zustandsselektiv detektierten Dipolfallen oszillieren, entsprechend ihrer Initialisie-rung, mit einer Phasenverschiebung von π gegeneinander. Die Bilder der Atomensembles

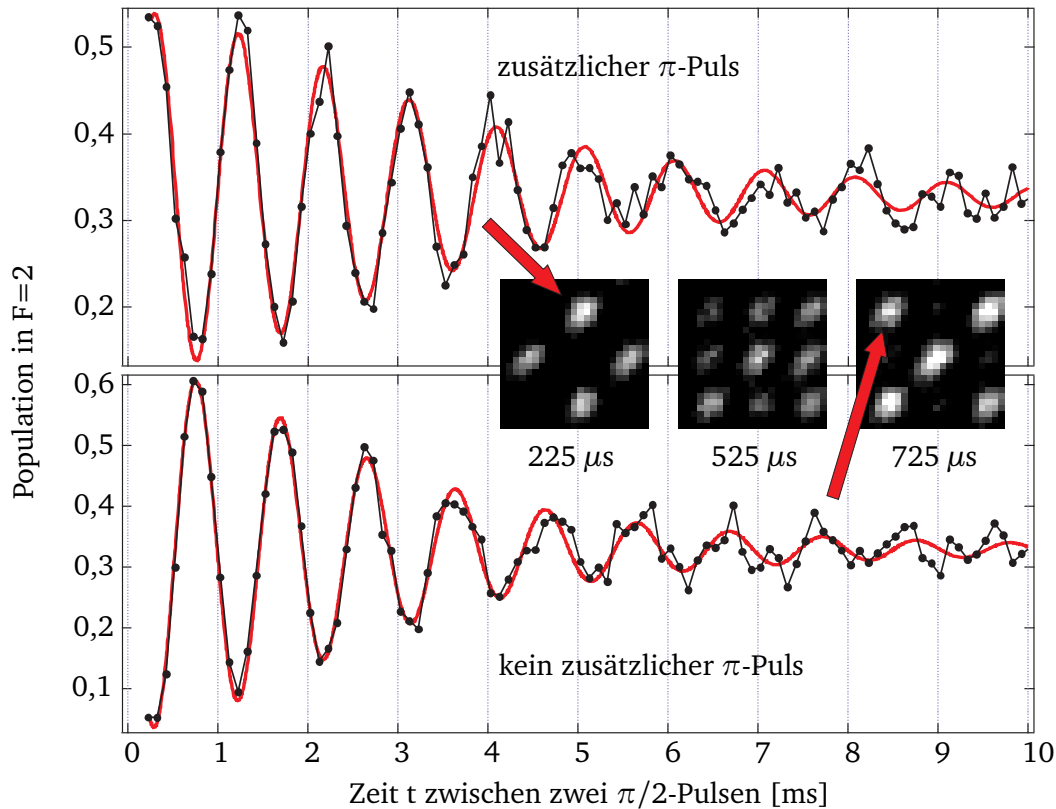


Abbildung 6.11.: Ramsey-Signal zweier benachbarter Fallen. Die Besetzung der oberen Falle wurde vor dem Experiment mit einem zusätzlichen π -Puls in den Zustand $|F = 2\rangle$ gebracht. In der Mitte sind die Fluoreszenzaufnahmen eines 3×3 -Registers für verschiedene freie Evolutionszeiten nach einer alternierenden Initialisierung gezeigt.

sind leicht elongiert und verzerrt, was durch eine fehlerhafte Wölbung des in der Detektion in Reflektion verwendeten dichroitischen Spiegels hervorgerufen wird. Anhand anderer Experimente konnte gezeigt werden, dass die unebene Oberfläche des Dichroitens in Transmission keinen merklichen Einfluss auf die Form der Dipolfallen hat, sondern hauptsächlich bei der Abbildung der Atome in Reflektion zu Astigmatismus führt. Die Abbildungsfehler sind vermutlich auch der Grund für die zwischen den einzelnen Fallen beobachteten Unterschiede in der Intensität der Raman-Laser, welche ebenfalls vom Dichroitens reflektiert werden. In Abb. 6.11 ist als ein Beispiel das Ramsey-Signal zweier benachbarter atomarer Ensembles gezeigt. Das obere Signal zeigt die zentrale Falle des betrachteten 3×3 -Registers, welche vor der Applikation der beiden Ramsey-Pulse mit einem zusätzlichen π -Puls adressiert wurde. Die Atome starten im Zustand $|F = 2\rangle$ im Gegensatz zur ebenfalls gezeigten benachbarten Falle links daneben. Beide Ensembles oszillieren mit einer Phasenverschiebung von π zueinander.

Um die Flexibilität der kohärenten Einzeladressierung in Dipolfallenregistern weiter zu demonstrieren, wird ein Spin-Echo Experiment an einzelnen Atomensembles präsentiert. Dazu werden mit den globalen Raman-Lasern die beiden $\pi/2$ -Pulse für ein Ramsey-Experiment appliziert. Mit den über die Flüssigkristallanzeige modulierbaren Raman-Lasern wird nach einer freien Evolution von 4 ms jede zweite Dipolfalle mit einem π -Puls adressiert. Durch

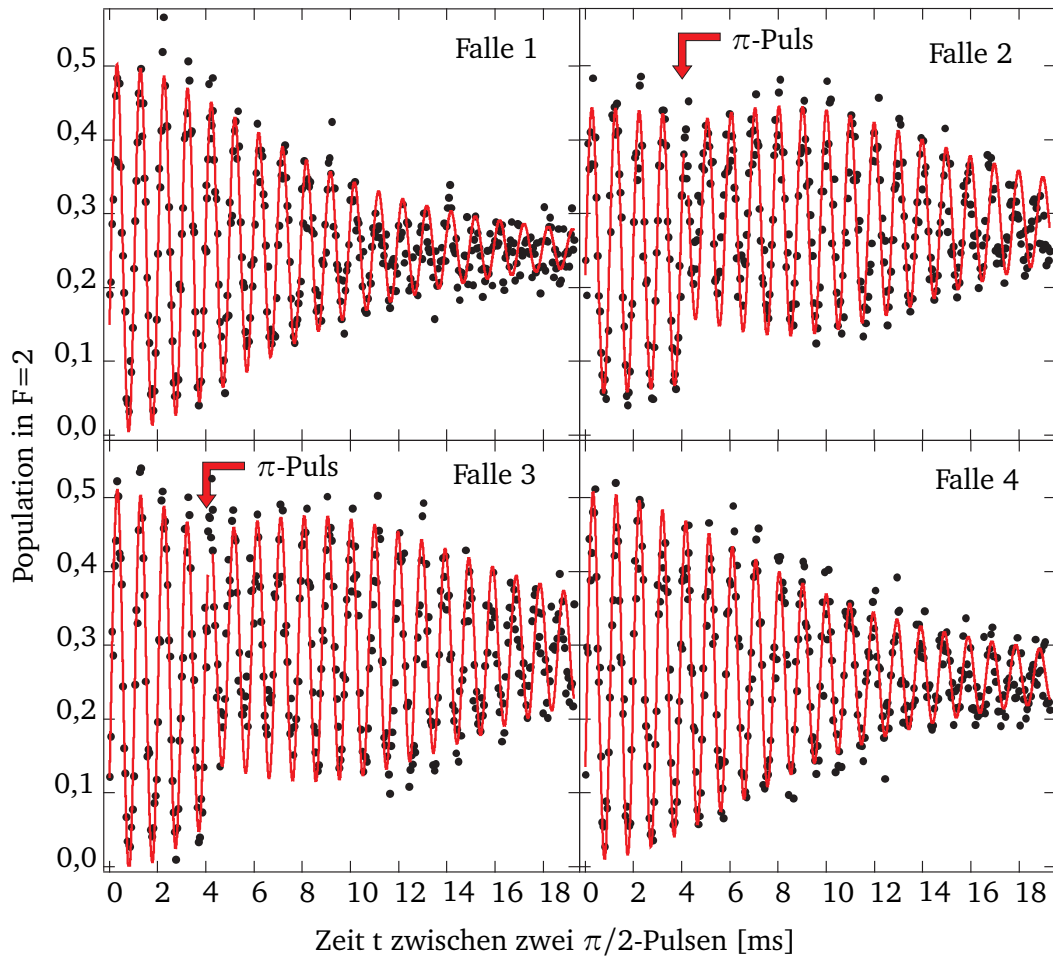


Abbildung 6.12.: Signal eines 2×2 -Registers nach der Applation zweier $\pi/2$ -Pulse auf alle Fal-
len. Falle 2 und 3 werden zusätzlich nach 4 ms mit einem π -Puls adressiert.

den π -Puls kommt es zu einer Rephasierung der Atome und zu einem Anstieg der Oszillationsamplitude nach der Zeit $t = 2 \cdot t_\pi$ (vgl. Abschnitt 5.2.1). In Abb. 6.12 ist beispielhaft das aufgenommene Signal eines 2×2 -Registers dargestellt. Nur in den adressierten Fällen Nr. 2 und Nr. 3 ist die typische Signalform eines Spin-Echo-Experiments zu erkennen, wohingegen die Amplitude in Falle Nr. 1 und Nr. 4 aufgrund der inhomogenen Dephasierung wie erwartet abfällt.

6.4 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurden experimentelle Techniken zur Erzeugung variabler und flexibler Fallengeometrien sowie zur kohärenten Adressierung einzelner Dipolfallen vorgestellt. Basierend auf einer Flüssigkristallanzeige zur Variation der Intensität in Kombination mit dem Mikrolinsenregister kann die Fallentiefe jeder einzelnen Dipolfalle des gesamten Registers separat kontrolliert werden. Die Anordnung von atomaren Ensembles in variablen Fallengeometrien konnte anhand verschiedener Beispiele demonstriert werden. Anders als in vielen anderen Experimenten werden dabei die Fallenpotentiale nicht mittels holographischer

Verfahren direkt durch das LCD generiert [25], sondern weiterhin über das Mikrolinsenregister erzeugt. Dadurch ist neben der gezeigten Flexibilität auch eine hervorragende Stabilität und Reproduzierbarkeit der Dipolfallen gewährleistet. Das LCD bietet des Weiteren die Möglichkeit anhand der einstellbaren Transmission die Tiefe aller Fallen anzugleichen und so Inhomogenitäten im Dipolfallenstrahl auszugleichen. Der Transport kalter Atome in, durch LCDs gesteuerten dynamischen Potentialen wie in [113] ist mit dem hier beschriebenen Aufbau nur schwierig möglich. Das Transportieren atomarer Ensembles in Dipolfallenregistern konnte jedoch bereits mittels anderer Verfahren erfolgreich realisiert werden [35].

Des Weiteren konnte mit dem hier vorgestellten Aufbau die kohärente Adressierung und Manipulation einzelner Dipolfallen gezeigt werden. Hierzu wird die räumliche Intensitätsverteilung der Raman-Laser mit dem LCD moduliert. Anders als zum Beispiel in [28, 108] konnte damit erstmals die simultane Einzeladressierung beliebig vieler, zweidimensional angeordneter Atomensembles gezeigt werden. Durch die Möglichkeit, die Intensität der Raman-Laser für jede Falle separat steuern zu können, besteht die Option gleichzeitig verschiedene Einzel-Qubit-Operationen durchzuführen. Mit der Definition jeder Dipolfalle als einzelnes Qubit ist damit eine wesentliche Forderung von DiVincenzo [10] für das auf Dipolfallenregistern basierende System erfüllt. Die kohärenten Eigenschaften der Einzeladressierung konnte anhand von Ramsey- und Spin-Echo-Experimenten demonstriert werden.

Als ein interessantes Beispiel der Einzeladressierung wurde die Realisierung eines alternierenden Spin-Systems im Dipolfallenregister gezeigt. Solch ein System stellt einen Ansatz zur Untersuchung von Vielteilchenverschränkung zwischen mehreren verschiedenen atomaren Ensembles mittels Licht-Atom-Wechselwirkungen dar [117].

Eine Limitierung kohärenter Operationen durch die hier beschriebene vergleichsweise langsame Schaltzeit kann durch die Verwendung von auf kurze Schaltzeiten optimierten Systemen überwunden werden [118]. Hiermit können Modulationen von bis zu 1 kHz erreicht werden. Eine andere Möglichkeit bieten LC-Displays basierend auf ferromagnetische Flüssigkristallen [119]. Diese binären Flüssigkristallanzeigen erreichen Modulationszeiten von deutlich über 1 kHz und werden bereits in verschiedenen Experimenten mit kalten Atomen eingesetzt [113, 120].

Die Auflösung des verwendeten Verfahrens zur optischen Manipulation eines Quantensystems durch die Intensitätsmodulation von Lichtfeldern ist nur durch die abbildende Optik limitiert. Damit kann das hier präsentierte Prinzip der simultanen optischen Einzeladressierung auf eine Vielzahl von Qubit-Systemen wie neutrale Atome in optischen Gittern [107] oder strukturierten Magnetfallen [21], aber auch auf Ionen in möglichen Ionenregistern erweitert werden [121].

7 Detektion einzelner Atome in Dipolfallenregistern

Um Information auf dem Quantenniveau kodieren und verarbeiten zu können, ist eine hohe Kontrolle der betrachteten Quantensysteme nötig. Vor allem für die Realisierung deterministischer Quantengatter basierend auf kalten Stößen oder auf der Rydberg-Blockade im hier verwendeten Dipolfallenregister ist dazu die Kontrolle einzelner Atome unabdingbar (vgl. Abschnitt 2.2).

Das Laden einzelner Atome in Dipolfallen konnte mittels verschiedener Verfahren bereits experimentell gezeigt werden. Eine Möglichkeit besteht darin den Phasenübergang vom Bose-Einstein-Kondensat (BEC) zum Mott-Isolator in optischen Gittern zu nutzen [22, 122, 123]. Durch eine adiabatische Erhöhung der Potentialbarrieren wird die Tunnelkopplung der Atome im Gitter unterbunden und das BEC verliert seine Superfluidität. Das zuvor delokalisierte Ensemble wird in ein stark lokalisiertes System überführt und es bilden sich Bereiche mit exakt einem Atom pro Gitterplatz aus.

Eine weitere Methode besteht darin, gezielt einzelne Atome in einer MOT zu fangen und diese mit einer optischen Dipolfalle zu überlagern [124, 125]. Die Laderate der MOT wird dazu über den angelegten Magnetfeld-Gradienten gesteuert. Mittels einer permanenten Kühlung der Atome durch eine optische Melasse konnte eine kontinuierliche Detektion der Atome über Sekunden erreicht werden [126]. Darauf aufbauend gelang der Transport und die kontrollierte Umordnung der gespeicherten Atome mittels zweier beweglicher Stehwellen [127]. Ein anderer, im Rahmen dieser Arbeit besonders interessanter Ansatz besteht darin, einzelne Atome in optische Mikrofallen durch die Ausnutzung eines Blockadeffektes zu laden [128]. Durch eine Verringerung des Fallenvolumens steigt die Wahrscheinlichkeit von lichtinduzierten Zwei-Körper-Stößen stark an und dominiert die Ladedynamik der Falle. Jeder lichtinduzierte Stoßprozess führt mit hoher Wahrscheinlichkeit zu einem Verlust der zwei am Stoß beteiligten Atome und für die entsprechenden Parameter verbleiben immer nur ein oder null Atome in der Falle. Die durch die Poisson-Statistik gegebene Anzahl der Ein-Atom-Ereignisse kann so von einem Maximalwert von 37 % auf 50 % erhöht werden und das Laden von mehr als einem Atom ausgeschlossen werden.

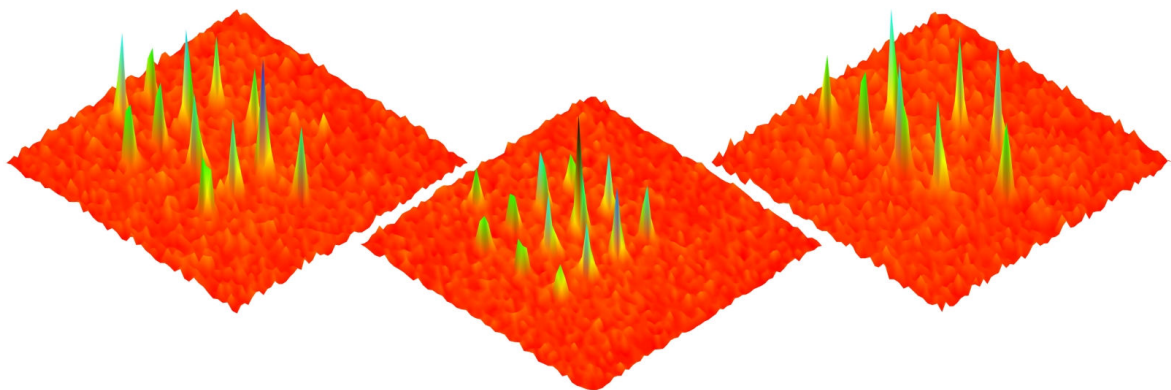


Abbildung 7.1.: Drei typische Fluoreszenzaufnahmen der CCD-Kamera von Atomen im Dipolfallenregister. Jedes Maximum entspricht einem einzigen Atom.

In Abb. 7.1 sind einzelne, im Dipolfallenregister gespeicherte Atome dargestellt. Die drei Fluoreszenzaufnahmen sind jeweils mit einer Belichtungszeit von 100 ms aufgenommen und entsprechen drei separaten Realisierungen. Wie am Ende dieses Kapitels in Abschnitt 7.2.2 näher erläutert, entspricht jedes aufgenommene Signal auf dem CCD-Chip genau einem einzigen Atom.

Zur Detektion einzelner Atome im Dipolfallenregister wurde im Rahmen dieser Arbeit ein separater, zweiter experimenteller Aufbau geplant und realisiert. Die Eigenschaften und vor allem die Änderungen gegenüber dem bisher verwendeten Aufbau werden im ersten Teil dieses Kapitels behandelt.

Der zweite Teil des Kapitels befasst sich mit der Detektion einzelner Atome im Dipolfallenregister. Nach einer grundsätzlichen Beschreibung der experimentellen Sequenz zum Laden und Detektieren weniger bis hin zu einzelnen Atomen wird der lichtinduzierte Blockademechanismus näher untersucht. Aufgrund des modularen Aufbaus können verschiedene Mikrolinsenregister flexibel ausgetauscht werden und verschiedene Laderegime untersucht werden.

7.1 Experimenteller Aufbau zur Einzelatom-Detektion

Die Detektion einzelner, neutraler Atome stellt hohe Anforderungen an die abbildende Optik und damit einhergehend an den gesamten experimentellen Aufbau. Hierbei spielt vor allem die Unterdrückung von Streulicht sowie eine hohe Lebensdauer der Atome in der optischen Melasse eine große Rolle. Für die Detektion einzelner Atome im Dipolfallenregister wird daher ein zweiter experimenteller Aufbau verwendet. Dabei bleibt die prinzipielle Realisierung des Dipolfallenregisters, wie in Kapitel 3 eingeführt, erhalten. Die verschiedenen im weiteren Verlauf behandelten Optimierungen dienen hauptsächlich der verbesserten Detektion.

In diesem ersten Abschnitt des Kapitels wird das Design dieses neuen experimentellen Aufbaus erläutert. Nach einer Beschreibung der auf einer Edelstahlkammer basierenden Vakuumapparatur wird auf die Besonderheiten der Anordnung der magnetooptischen Falle gegenüber der bisher verwendeten MOT eingegangen.

7.1.1 Aufbau der Apparatur

Im Folgenden soll nur auf die wesentlichen Änderungen, gegenüber den in Kapitel 3 beschriebenen Komponenten eingegangen werden. Eine ausführliche Beschreibung der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Vakuumapparatur findet sich in [129].

Vakuumapparatur

Das Kernstück der hier behandelten Apparatur basiert auf einer Edelstahlkammer. Die Kammer besteht aus einer zweiseitig abgeflachten Hohlkugel (*Firma Kimball, "Spherical Octagon"*) mit zwei 100 CF Fenstern und sechs 40 CF Fenstern. Die beiden 100 CF Fenster bestehen aus 7 mm starkem Quarzglas (*Hersteller UKAEA, UK*). Um einen optimalen optischen Zugang zu der im Zentrum der Kammer erzeugten Wolke kalter Atome zu haben, sind die Fenster um 8 mm in die Kammer eingelassen. Dadurch reduziert sich der Abstand der Atome zur Außenseite der Fenster auf 27,3 mm. Ein grundlegender Vorteil dieses Aufbaus mit einer Edelstahlkammer anstelle einer Glaszelle liegt darin, dass die eingesetzten Fen-

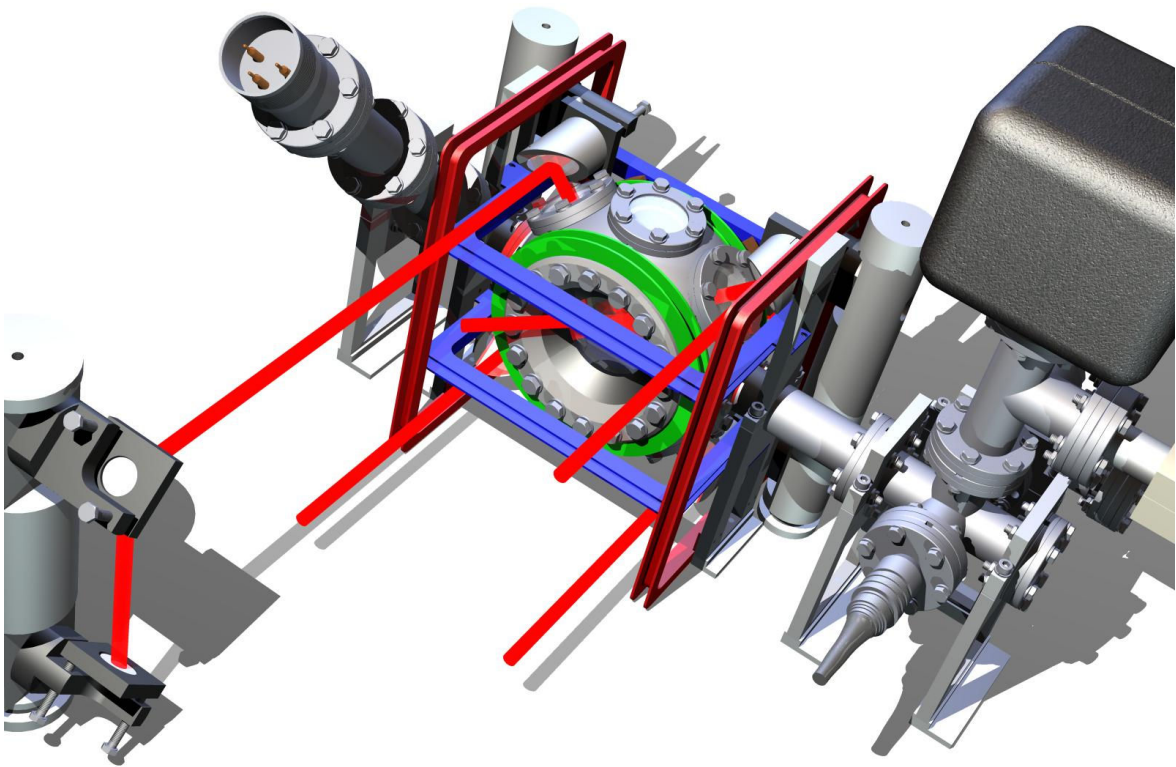


Abbildung 7.2.: Darstellung der Vakuumapparatur zur Detektion einzelner Atome. Die Hauptkammer ist umgeben von den Magnetfeld-Kompensationsspulen. Zusätzlich sind die diagonal durch die Kammer laufenden MOT-Strahlen angedeutet.

ster von beiden Seiten mit einer Anti-Reflex-Beschichtung (AR-Beschichtung) versehen sind. Für Glaszellen ist eine AR-Beschichtung von der Innenseite äußerst schwierig und in der Regel nicht erzielbar. Durch die beidseitige AR-Beschichtung aller Vakuumfenster kommt es zu einer deutlichen Unterdrückung des bei der Fluoreszenzdetektion störenden Streulichts, welches durch die Laserfelder der magnetooptischen Falle oder durch die Dipolfalle hervorgerufen wird.

In Abb. 7.2 ist eine computergenerierte Abbildung der Vakuumapparatur gezeigt. An der Hauptkammer (Mitte) sind zur Erzeugung des Ultrahochvakuums von ca. 2×10^{-9} mbar eine Ionen-Getter-Pumpe (rechts) (*Starcell, Firma Varian*) sowie eine Titan-Sublimationspumpe (links) (*SB-1020, Firma Hositrad*) angeschlossen. Zusätzlich sind in der Abbildung farbig die Halter der Magnetspulen zur Kompensation des Erdmagnetfeldes bzw. anderer Streumagnetfelder dargestellt. Die Spulen sind zur Erzeugung homogener Felder näherungsweise in einer Helmholtz-Konfiguration angebracht.

Abbildungs- und Detektionsoptik

Zur räumlich getrennten Detektion einzelner Atome in der hier beschriebenen Apparatur wird ebenfalls das in Abschnitt 3.3.2 vorgestellte Abbildungssystem verwendet. Über das

beugungslimitierte Linsensystem wird sowohl das von den Atomen emittierte Streulicht auf eine CCD-Kamera (*Andor iXon DV887DCS-BV*) abgebildet, als auch das verkleinerte Dipolfallenregister in die Vakuumkammer transferiert. Beide Lichtfelder werden über einen polarisationsabhängigen Strahlteiler getrennt. Aufgrund der Dicke der Vakuumfenster von 7 mm ist für eine optimale, beugungslimitierte Abbildung eine Modifikation der Abstände der einzelnen Komponenten des Linsensystems nötig [130, 75].

Die Abbildung des jeweiligen Mikrolinsenregisters in die Vakuumkammer erfolgt weiterhin über einen Achromaten ($f=80$ mm) und das Linsensystem ($f=35,5$ mm) mit einer Verkleinerung des Dipolfallenregisters um einen Faktor von $35,5/80$. Das verwendete Kameraobjektiv ($f=75$ mm) erzeugt eine Vergrößerung der abgebildeten Atome um einen Faktor $75/35,5$. Ein Pixel der Kamera ($16 \times 16 \mu\text{m}^2$) entspricht damit ca. einer Fläche von $7,5 \times 7,5 \mu\text{m}^2$ am Ort der Atome.

Um die geringen Signalpegel einzelner Atome detektieren zu können, befindet sich vor der Kamera ein schmalbandiger Interferenzfilter (*Semrock MaxLine LaserLine, SEM-LL01-780-25*) der Licht bei 780 nm zu über 90 % transmittiert und Licht anderer Wellenlängen um einen Faktor von $10^3 - 10^5$ unterdrückt. Damit kann Streulicht des Dipolfallenlasers ($\lambda_{\text{TisA}} = 800$ nm) sowie Licht der D1-Linie ($\lambda_{\text{D1}} = 795$ nm) als Streuuntergrund nahezu vollständig vernachlässigt werden.

7.1.2 Magnetooptische Falle und optische Melasse

In diesem Abschnitt werden einige experimentelle Besonderheiten der neu aufgebauten magnetooptischen Falle (MOT) erläutert. Das Prinzip der MOT beruht auf den in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Verfahren der Laserkühlung.

Das Fangen kalter Atome in der hier beschriebenen MOT basiert auf der Überlagerung von sechs separaten Strahlen und einem magnetischen Quadrupolfeld. Das B -Feld wird von zwei in Anti-Helmholtz-Konfiguration stromdurchflossenen Spulen erzeugt, die in die beiden 100 CF Fenster eingelassen sind (vgl. Abb. 7.3). Die Spulen stellen so keine Limitierung des optischen Zugangs dar und können trotz einer Platzierung außerhalb des Vakuums den benötigten Magnetfeldgradienten von $B' = 16 \text{ G/Acm}$ erzeugen. Die Atome werden aus dem Hintergrundgas in die MOT geladen. Als Rb-Quelle dienen zwei Dispenser, durch die ein konstanter Strom von $2,5 - 2,9$ A fließt.

In Abb. 7.2 und in der vergrößerten, frontalen Ansicht der Kammer in Abb. 7.3 sind die MOT-Strahlen in rot teilweise dargestellt. Zwei Raumrichtungen werden mit vier jeweils paarweise gegenläufigen, in einer vertikale Ebene liegenden Strahlen durch die 40 CF Fenster abgedeckt. Die horizontale Dimension wird durch ein drittes Strahlenpaar unter ca. 42° zur Normalen durch die 100 CF Fenster eingestrahlt. Die Abweichung des dritten Strahlenpaares von der optimalen senkrechten Konfiguration führt zu keiner beobachtbaren negativen Beeinträchtigung der MOT bzw. optischen Melasse. Durch den Winkel wird der Anteil verbleibender Reflektionen, die in die Detektionsoptik fallen, minimiert. Um weiteres Streulicht zu vermeiden wird das Licht des Rückpump-Lasers nur mit den in der vertikalen Ebene liegenden, durch die 40 CF Fenster laufenden Strahlen, überlagert.

Für die Fluoreszenzdetektion einzelner Atome im Dipolfallenregister mit der CCD-Kamera ist eine optimale Unterdrückung von Streulicht aus den MOT-Strahlen nötig. Des Weiteren ist für eine klare Unterscheidung des Signals eines einzelnen Atoms in einer Dipolfalle vom verbleibenden Rauschuntergrund eine Detektionszeit von einigen $10 - 100$ ms notwendig.

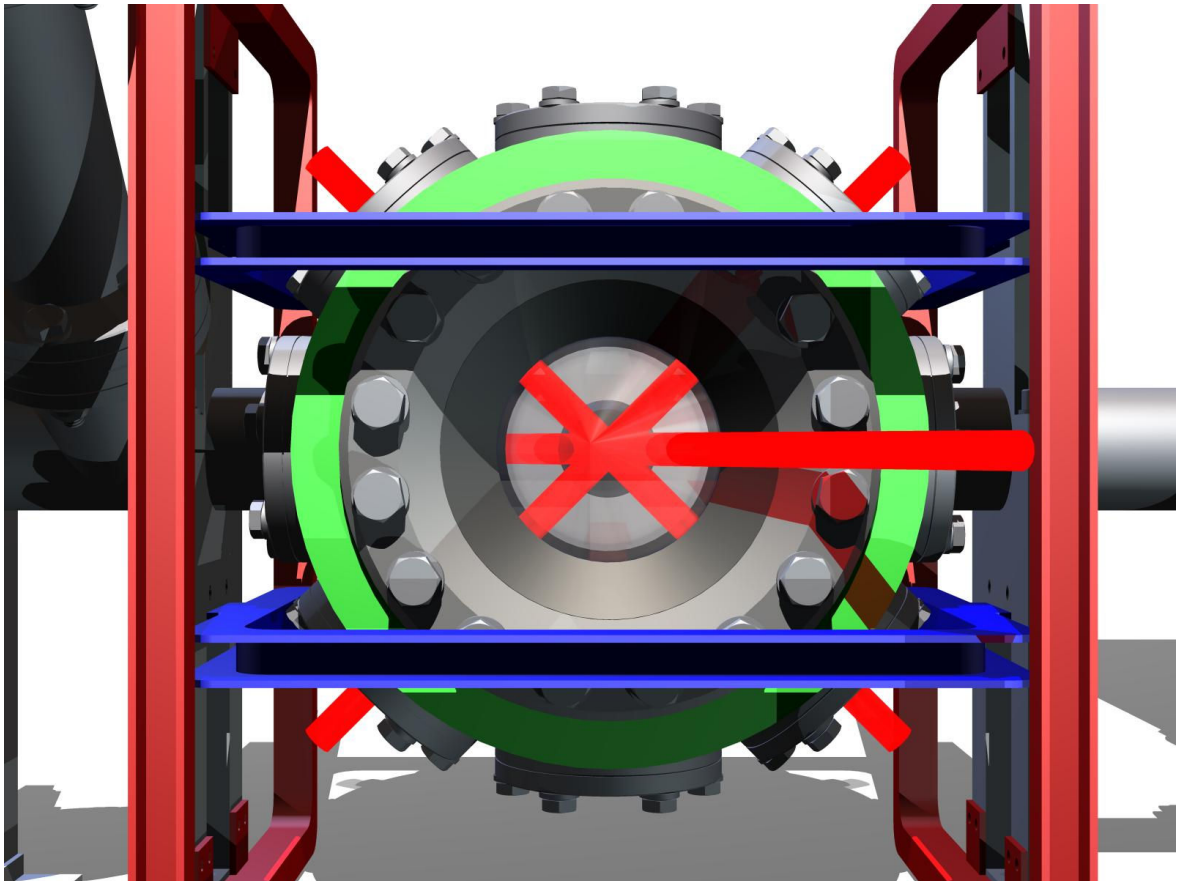


Abbildung 7.3.: Vergrößerte Frontalansicht der Experimentierkammer. Im Zentrum treffen sich die sechs MOT-Strahlen, welche jeweils paarweise gegenläufig durch die beidseitig AR-beschichteten Fenster eingestrahlt werden.

Damit Atome in dieser Zeit nicht vom Strahlungsdruck der MOT-Strahlen aus der Falle gedrückt wird, ist eine symmetrische und gut ausbalancierte Intensität der einzelnen Strahlen zueinander wichtig. Mit der hier erzeugten optischen Melasse können Lebensdauern der Atomwolke von über 2 s ($1/e$ -Wert) mit einer Temperatur im Bereich von $5 \mu\text{K}$ beobachtet werden.

Trotz des Winkels der horizontalen MOT-Strahlen von 42° zur Normalen der 100 CF Fenster fällt weiterhin ein geringer Teil dieser Strahlen in das die Atome abbildende Linsensystem und damit als störender Streuuntergrund auf die Kamera. Daher können die beiden horizontalen gegenläufigen MOT-Strahlen mittels eines zusätzlichen Shutters separat geblockt werden. Zusätzlich besteht die Möglichkeit das horizontale Strahlenpaar gleichzeitig durch Licht auf dem Übergang $S_{1/2}|F = 3\rangle \rightarrow P_{1/2}|F' = 2\rangle$ zu ersetzen. Das Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{TiSa}} = 794,978 \text{ nm}$ führt aufgrund des Interferenzfilters vor der Kamera zu keinem störenden Streuuntergrund. Dieses Licht auf der D1-Linie bewirkt einen gleichmäßig aus allen drei Raumrichtungen wirkenden Strahlungsdruck auf die Atome. Damit kann die Lebensdauer der Atome während der Belichtung erhöht werden. Inwieweit das zusätzliche Licht die Temperatur der Atome in der horizontalen Raumrichtung beeinflusst, ist Gegenstand zukünftiger Untersuchungen.

7.2 Detektion einzelner Atome

Einzelne Atome als Informationsträger stellen einen wichtigen Baustein fast aller Ansätze eines Quantencomputers basierend auf neutralen Atomen dar.

In diesem Abschnitt werden erste Messungen zum Laden und Detektieren einzelner Atome im Dipolfallenregister präsentiert. Der erste Teil beschreibt den experimentellen Ablauf zur Unterscheidung einzelner Atome in Dipolfallen, die wie bisher mit dem refraktiven Mikrolinsenregister erzeugt werden. Im zweiten Teil des Abschnitts werden gezielt einzelne Atome geladen, indem das Fallenvolumen mithilfe des diffraktiven Mikrolinsenregisters verringert wird.

7.2.1 Einzelatome im Dipolfallenregister

Das Laden und die Detektion einzelner Atome im Dipolfallenregister erfordert eine spezielle experimentelle Sequenz, welche zu Beginn dieses Abschnitts erläutert wird, bevor im zweiten Teil die ersten Messungen einzelner Atome präsentiert werden.

Laden einzelner Atome

Alle in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse stammen aus Dipolfallen mit einer Strahltaile von $w_{\text{ref}} = (3,6 \pm 0,1) \mu\text{m}$, welche über das refraktive Mikrolinsenregister erzeugt werden. Als Dipolfallenlaser fungiert weiterhin der Titan-Saphir-Laser bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{TiSa}} = 800 \text{ nm}$. Mit einer Leistung von $P_{\text{TiSa}} = 390 \text{ mW}$ und einer Strahlgröße von $w_{\text{TiSa}} = 400 \mu\text{m}$ auf dem Mikrolinsenregister ergibt sich eine maximale Falltiefe von $U_0 = k_B \times 1,5 \text{ mK}$ für die zentrale Dipolfalle. Zum Laden weniger Atome wird zunächst ein atomares Ensemble innerhalb von 100 ms bis zu 2 s in der MOT gefangen und gekühlt. Anschließend werden die Atome in einer 100 ms währenden optischen Melasse auf rund $5 \mu\text{K}$ gekühlt und gleichzeitig in die Dipolfallen geladen. Die vergleichsweise lange Melasse bewirkt ein gleichmäßiges Laden vieler Fallen des Dipolfallenregisters mit wenigen Atomen. Nach einer Haltezeit von 10 ms in den Dipolfallen werden die Atome nur mit den in einer Ebene liegenden vertikalen Melasse-Strahlen (Kühl- und Rückpumplicht) für 20 ms beleuchtet. Dazu wird der horizontale Strahl geblockt. Die Verstimmungen und Intensitäten der Laser beim Beleuchten sind identisch zu den später verwendeten Detektionsparameter. Während des Beleuchtens verlassen alle schwach gehaltenen oder nur in den flachen, in Abschnitt 4.3.4 behandelten, Beugungsringen gebundenen Atome die Dipolfallen. Nach einer weiteren Haltezeit von 40 ms werden die Atome für $t_{\text{det}} = 100 \text{ ms}$ mit den in der vertikalen Ebene liegenden Melasse-Strahlen belichtet und über das emittierte Fluoreszenzlicht auf die CCD-Kamera abgebildet.

Um störendes Hintergrund-Streulicht zu vermeiden wird während der Detektion anstelle des Kühllichtes aus beiden horizontalen Richtungen Licht auf dem Übergang $S_{1/2}|F = 3\rangle \rightarrow P_{1/2}|F' = 2\rangle$ eingestrahlt. Aufgrund der vorherigen Beleuchtung der Atome kommt es während der Detektion kaum zu Verlusten und einem vorzeitigen Verlassen der Fallen. Inwieweit die vergleichsweise lange Melassendauer oder die Beleuchtung für die Präparation weniger Atome im Dipolfallenregister sorgt ist hierbei noch ungeklärt. Hierzu müsste der zeitliche Verlauf des Signalpegels der einzelnen Fallen näher analysiert werden, was mit der CCD-Kamera

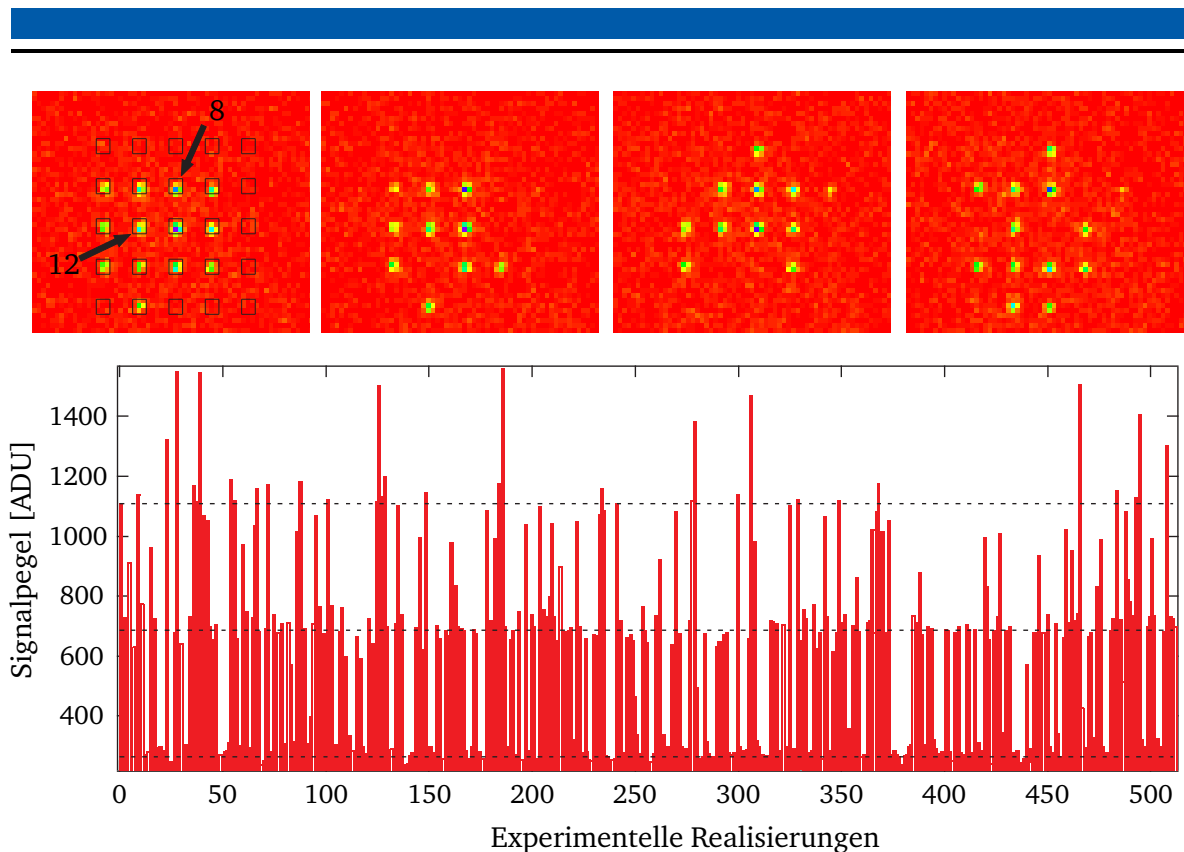


Abbildung 7.4.: *Oben:* Vier Einzelbilder der CCD-Kamera von statistisch verteilten einzelnen Atomen im Dipolfallenregister. *Links oben:* Über eine 5×5 -Matrix von jeweils 4×4 Pixeln wird das Signal jeder Falle zur Auswertung aufsummiert. Jedes Bild entspricht einer Einzelrealisierung des Experiments. *Unten:* Signalpegel der Falle 8 aus über 500 Einzelrealisierungen des Experiments.

aufgrund ihrer bisherigen Verarbeitungszeit im Bereich einiger 100 ms nicht möglich ist. Zur Analyse bietet sich ein Photonenzählwerk an, das mit einer Bandbreite von bis zu 10 MHz einzelne Photonen nachweisen kann [130, 131].

Detektion einzelner Atome

Mit der CCD-Kamera wird das während der Belichtungszeit von den Atomen emittierte Licht aufgenommen. In Abb. 7.4 (oben) sind vier verschiedene Aufnahmen von einzelnen Atomen im Dipolfallenregister gezeigt. Jedes Bild entspricht dabei einem experimentellen Durchlauf mit einer Belichtungszeit von 100 ms. Zur Auswertung der Bilder wird für jede Falle das Signal in einem Bereich von 4×4 Pixel aufsummiert. In Abb. 7.4 (unten) ist beispielhaft das aufsummierte Signal einer einzelnen Falle für über 500 Wiederholungen der experimentellen Sequenz dargestellt. Im Signalpegel sind drei Stufen zu erkennen, welche durch die horizontalen Linien gekennzeichnet sind. Der niedrigste Pegel entspricht dem Rauschuntergrund durch Streulicht, das während der Detektion auf den CCD-Chip fällt, wenn kein Atom in der Falle gefangen ist. Der mittlere Pegel entspricht dem zusätzlich zum Streulichtuntergrund akkumulierten Signal eines einzelnen Atoms in der Falle. Ein Atom streut während der Belichtungszeit in jeder experimentellen Sequenz näherungsweise die gleiche Anzahl Photonen und für alle Ein-Atom-Ereignisse bildet sich die beobachtete Stufe heraus. Für zwei Atome

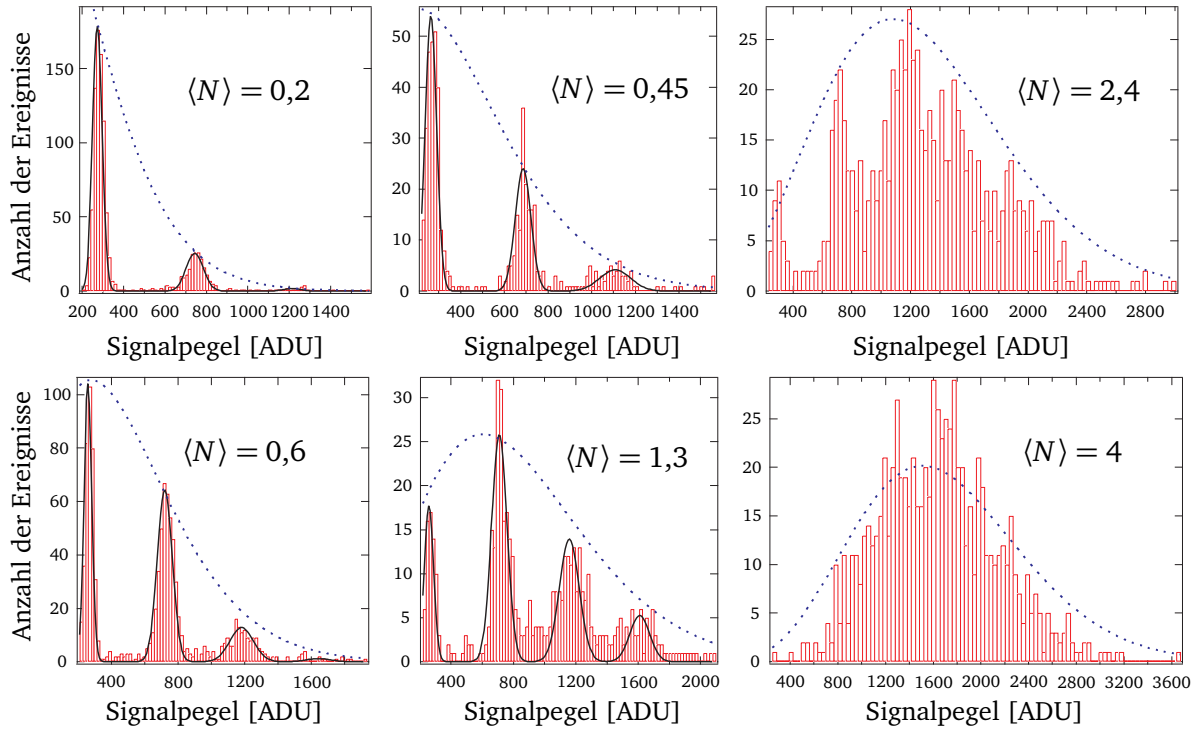


Abbildung 7.5.: Histogramme der aufgenommenen Signalpegel von Falle 8 (oben) und von Falle 12 (unten) für drei verschiedene Laderaten. Die gestrichelt eingezeichnete Einhüllende ergibt sich aus einer Poisson-Verteilung mit jeweils verschiedenen Füllfaktoren. Die Bezeichnungen der Fallen sind Abb. 7.4 entnommen.

ergibt sich entsprechend der doppelte Pegel des Signals eines einzelnen Atoms über dem Streulichtuntergrund (3. gestrichelte Linie).

In Abb. 7.5 sind als Histogramme die Signalpegel zweier verschiedener Dipolfallen für verschiedene Laderaten dargestellt. Die Histogramme spiegeln die Häufigkeit der auftretenden Signalpegel auf der Kamera wider. Die Laderate der Fallen wird durch eine Variation der MOT-Ladezeit und die damit einhergehende Anzahl der bereitgestellten kalten Atome kontrolliert. Das Laden der Atome in die Dipolfallen ist ein statistischer Prozess und wird für geringe Atomzahlen näherungsweise durch die Poisson-Statistik beschrieben. Die Wahrscheinlichkeit, bei einem Experiment-Zyklus N Atome in der Falle zu detektieren, ergibt sich zu

$$P_N(\langle N \rangle) = \frac{\langle N \rangle^N}{N!} e^{-\langle N \rangle} . \quad (7.1)$$

Hierbei stellt $\langle N \rangle$ die mittlere Anzahl gefangener Atome dar. Diese Verteilung beschreibt die Fläche von Histogrammen aus diskreten, gaußförmigen Maxima, mit einem Abstand der durch die Anzahl der detektierten Photonen pro Atom gegeben ist. Die diskrete Wahrscheinlichkeitsverteilung aus Gl. 7.1 kann in eine kontinuierliche Funktion überführt werden, indem die Fakultät durch die Gamma-Funktion ersetzt wird [132]. In Abb. 7.5 ist die kontinuierliche Poisson-Verteilung an die gezeigten Atomverteilungen angepasst. Für geringe Laderaten sind mehrere, deutlich voneinander getrennte Maxima zu erkennen, welche den in Abb. 7.4 gezeigten diskreten Stufen entsprechen und den Pegel von null, einem, zwei, etc. Atomen

wiederspiegeln. Für höhere Laderaten verschwimmen die diskreten Signalpegel der Atome und gehen über in eine kontinuierliche Verteilung in der die Maxima einzelner Atomzahlen teilweise nur noch zu erahnen sind. Der Grund für das Verwaschen der diskreten Maxima liegt in einer nicht zu vernachlässigenden Wechselwirkung der Atome miteinander während der 100 ms dauernden Detektion. Aufgrund lichtinduzierter Stöße verlassen die Atome die Falle teilweise während der Detektion. Dieser Effekt wird im nächsten Abschnitt näher erläutert. Aus den aufgenommenen Histogrammen und den angepassten Poisson-Verteilungen ergeben sich mittlere Atomzahlen von $\langle N \rangle = 0,2$ bis $\langle N \rangle = 4$ für die beiden verschiedenen Fallen des Dipolfallenregisters bei veränderten Laderaten. Wie aus den Daten deutlich wird, hängt die Laderate auch von der räumlichen Position der Falle ab. In eine tiefe, zentrale Falle werden mehr Atome geladen, als in eine Falle am Rand des Registers.

7.2.2 Blockademechanismen in Dipolfallen

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, ist das Laden und die getrennte Auflösung einzelner, im Dipolfallenregister gefangener Atome mit dem hier verwendeten Aufbau möglich. Das Laden der Atome ist ein statistischer Prozess und die Atomzahl ist näherungsweise Poisson-verteilt. Für die Realisierung deterministischer Quantengatter wird ein einzelnes Atom pro Dipolfalle benötigt. Nach der Poisson-Statistik ist ein Einzelatom-Ereignis mit einer maximalen Wahrscheinlichkeit von 36,8 % möglich. Diese Verteilung konnte bereits in verschiedenen Experimenten mit einzelnen Atomen in einer MOT verifiziert werden [133, 134, 135].

Im Folgenden wird ein Verfahren präsentiert, mit dem eine Sub-Poisson-Verteilung der Atome erreicht und gezielt mit bis zu 50 % Wahrscheinlichkeit ein Atom geladen werden kann. Dazu wird ein lichtinduzierter Zwei-Körper-Verlustprozess und ein dadurch hervorgerufener Blockademechanismus in optischen Mikrofallen ausgenutzt [27].

Laden einer Dipolfalle

Betrachtet man eine Dipolfalle so ergibt sich die Anzahl N der gefangenen Atome aus einem Gleichgewicht der Laderate R sowie verschiedener Verlustmechanismen. Als Verlustmechanismen sollen im Folgenden nur Ein-Teilchen-Verluste mit $-\gamma N$ und Zwei-Teilchen-Verluste mit $-\beta' N(N-1)$ angenommen werden. Ein-Teilchen-Verluste treten vor allem durch Stöße der gefangenen Atome mit dem Hintergrundgas auf. Zwei-Teilchen-Verluste setzen sich aus einer Vielzahl inelastischer Stoßmechanismen zusammen, wobei hier vor allem lichtinduzierte Stöße angenommen werden [136]. Die zeitliche Entwicklung der Atomzahl ergibt sich damit zu [137]

$$\frac{dN}{dt} = R - \gamma N - \beta' N(N-1) . \quad (7.2)$$

Hierbei ist die Zwei-Körper-Verlustrate β' antiproportional zum Volumen der Falle, je kleiner das Fallenvolumen ist, desto größer werden die Stoßverluste β' .

Anhand der Gleichung lassen sich zwei verschiedene Regime unterscheiden. Für eine geringe Laderate R ist der Stoßterm β' vernachlässigbar und die mittlere Atomzahl ergibt sich zu $\langle N \rangle \sim R/\gamma$. Bei großen Laderaten R wird die mittlere Atomzahl $\langle N \rangle$ groß und ist limitiert durch $\langle N \rangle \sim \sqrt{R/\beta'}$. Der Übergang zwischen beiden Regimen ist durch eine kritische Atomzahl $N_c = \gamma/\beta'$ definiert, welche zusammen mit einer kritischen Laderate $R_c = \gamma^2/\beta'$ beschreibt, ab wann der Stoßterm dominant wird. Solange $N_c \gg 1$ gilt, spielen Kollisionen

nur eine Rolle wenn $\langle N \rangle$ groß ist. Wenn jedoch $N_c \ll 1$ ist, müsste der Stoßterm dominieren obwohl $\langle N \rangle \ll 1$ gilt, was physikalisch nicht möglich ist. Für einen Stoßprozess müssen mindestens immer zwei Atome vorhanden sein. Demnach stellt die Zwei-Körper-Verlustrate erst dann einen Verlustmechanismus dar, wenn sich mindestens zwei Atome in der Falle befinden. Wie in [136] näher ausgeführt, verlassen bei einem lichtinduzierten Stoß fast immer beide Atome die Falle. Damit ergibt sich das sogenannte Blockaderegime, in dem die Atomzahl in der Falle immer Null oder Eins ist und sich die mittlere Atomzahl zu $\langle N \rangle = 0,5$ ergibt.

Kontrolliertes Laden eines Atoms

Wie aus Gl. 7.2 deutlich wird, hängt das Laderegime einer Dipolfalle stark von der Zwei-Körper-Verlustrate β' ab. Die Verlustrate wird dabei durch das Fallenvolumen bestimmt mit $\beta' \sim 1/V$. Das Fallenvolumen kann näherungsweise als Zylinder mit der Strahltaile des Fokus als Radius und der Rayleigh-Länge als Länge, sowie der Temperatur der Atome zu

$$V = \frac{\pi^2}{\lambda_{\text{TiSa}}} w_0^4 \cdot \ln\left(\frac{1}{1-\kappa}\right) \sqrt{\frac{1}{1-\kappa}} \quad (7.3)$$

bestimmt werden [136]. Dabei beschreibt $\kappa = k_B T / |U_0|$ das Verhältnis der thermischen Energie der Atome zur Fallentiefe. In guter Übereinstimmung mit [136] wird entsprechend der Messungen in Kapitel 4 ein Wert von $\kappa = 0,4$ angenommen. Damit ergibt sich bei einer Fokusgröße von $w_{\text{ref}} = (3,6 \pm 0,1) \mu\text{m}$ für Dipolfallen ($\lambda_{\text{TiSa}} = 800 \text{ nm}$) welche durch das refraktive Mikrolinsenregister erzeugt werden ein Volumen von $V_{\text{ref}} = 8,6 \times 10^{-10} \text{ cm}^3$. Mit den Annahmen aus [136, 137] führt dieses Volumen unter den hier vorliegenden Parametern zu einer Zwei-Körper-Verlustrate von $\beta'_{\text{ref}} \approx 1 \text{ s}^{-1}$.

Um die lichtinduzierten Verlustprozesse zu erhöhen ist es aufgrund der Abhängigkeit $\beta' \sim 1/w^4$ besonders effektiv, den Fokusradius der Falle zu variieren. Daher wird im Folgenden das in Abschnitt 3.2.1 beschriebene diffraktive Mikrolinsenregister zur Erzeugung der Dipolfallen verwendet. Mit diesem diffraktiven Element ergibt sich am Ort der Atome eine Fokusgröße von $w_{\text{diff}} = (1,7 \pm 0,2) \mu\text{m}$ [138]. Damit berechnet sich ein Fallenvolumen von $V_{\text{diff}} = 4,3 \times 10^{-11} \text{ cm}^3$ und eine Zwei-Körper-Verlustrate von $\beta'_{\text{diff}} \approx 20 \text{ s}^{-1}$ (vgl. Tabelle 7.1). Die absoluten Werte der beiden hier verwendeten Zwei-Körper-Verlustraten β' orientieren sich an den in [136, 137] teilweise experimentell bestimmten Parameter und stellen nur eine grobe Näherung dar. Für die im Folgenden präsentierten Simulationen ist vor allem das durch die Fokusgröße gegebene relative Verhältnis beider Raten $\beta'_{\text{diff}} = 20 \cdot \beta'_{\text{ref}}$ ausschlaggebend.

Mikrolinsenregister	$w[\mu\text{m}]$	$\lambda_{\text{TiSa}} [\text{nm}]$	$U_0/k_B [\text{mK}]$	$V[\text{cm}^3]$	$\beta' [1/\text{s}]$	$\gamma [1/\text{s}]$
refraktiv	3,6	800	1,5	$8,6 \cdot 10^{-10}$	1	1
diffraktiv	1,7	800	1,5	$4,3 \cdot 10^{-11}$	20	1

Tabelle 7.1.: Zusammenfassung der den Simulationen in Abb. 7.6 zugrunde liegenden Parametern.

In Abb. 7.6 (links) ist für die Parameter der sich aus den beiden Mikrolinsenregistern ergebenden Fallengeometrien die mittlere Atomzahl $\langle N \rangle$ in Abhängigkeit der Laderate R dargestellt. Der Verlauf der Kurven ist durch eine Monte-Carlo-Simulation von Gl. 7.2 ermittelt worden (Anhang B) [139]. Für die Simulation ist eine Gleichgewichtssituation zwischen der

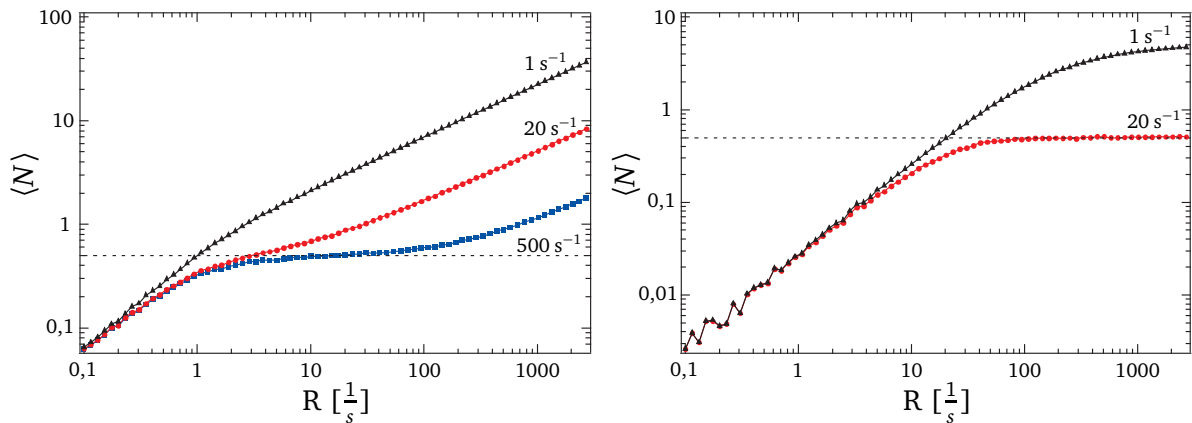


Abbildung 7.6.: Links: Simulierte mittlere Atomzahl $\langle N \rangle$ in den Dipolfallen im Gleichgewichtszustand über der Laderate R für drei verschiedene Zwei-Körper-Verlustraten β' . Rechts: Simulierte mittlere Atomzahl $\langle N \rangle$ nach einer Lade- und einer zusätzlichen ersten Belichtung mit $R = 0$ für zwei verschiedene Zwei-Körper-Verlustraten β' (vgl. Tabelle 7.1).

Laderate R und den Ein- und Zwei-Körper-Verlustprozessen mit $\gamma = 1 s^{-1}$ und dem jeweiligen β' angenommen. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, ergibt sich für die Fallen mit einem Fokusradius von $w_{\text{ref}} = 3,6 \mu\text{m}$ ($\beta' = 1 s^{-1}$) ein stetiger Anstieg der mittleren Atomzahl bei einer Erhöhung der Laderate. Für die Dipolfallen mit einem Radius von $w_{\text{diff}} = 1,7 \mu\text{m}$ ($\beta' = 20 s^{-1}$) kommt es zu einem ähnlichen Kurvenverlauf bei einer geringeren mittleren Atomzahl. Zusätzlich ist in der Abbildung die mittlere Atomzahl in Abhängigkeit der Laderate für eine Zwei-Körper-Verlustrate von $\beta'_{\text{tiny}} = 500 s^{-1}$ dargestellt. Solch eine Verlustrate würde sich bei einer Dipolfalle mit einem Fokusradius von $w_{\text{tiny}} = 0,8 \mu\text{m}$ ergeben [128]. Deutlich ist ein Blockaderegime als Plateau zu erkennen, welches aufgrund der dominierenden Zwei-Körper-Verluste trotz einer Variation der Laderate über mehrere Größenordnungen zu einer konstanten mittleren Atomzahl von $\langle N \rangle = 0,5$ führt. In diesem Bereich folgt die Atomverteilung nicht mehr der Poisson-Statistik, sondern variiert nur noch zwischen null und einem Atom in der Falle.

Wie zu Beginn des Abschnitts erläutert, werden die Atome während einer Melassephase von 100 ms und einer zusätzlichen Beleuchtung der Atome mit Detektionslicht von 20 ms in das Dipolfallenregister geladen. In der zweiten Hälfte der Melassephase und speziell während der Beleuchtung unter Detektionsparametern gilt näherungsweise $R = 0$ und die Zwei-Körper-Verlustprozesse dominieren das System. In der in Abb. 7.6 (rechts) gezeigten Simulation der mittleren Atomzahl $\langle N \rangle$ über der Laderate R ist dieser spezielle Ladevorgang berücksichtigt. Dazu wurde die Integration von Gl. 7.2 mittels einer Mont-Carlo-Simulation in zwei Teile getrennt. Für eine erste Zeitdauer von 30 ms wird eine konstante Laderate R angenommen und für das zweite Zeitintervall von 90 ms wird eine Laderate von $R = 0$ gesetzt. Die entsprechenden Ein- und Zwei-Körper-Verlustraten bleiben während der gesamten Zeit konstant. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, ergeben sich deutliche Unterschiede zwischen den verschieden großen Dipolfallen. Für Fallen mit einem Strahlradius von $w_{\text{ref}} = 3,6 \mu\text{m}$ ergibt die Simulation bei einer Erhöhung der Laderate einen Anstieg der mittleren Atomzahl bis in einen Bereich von $\langle N \rangle \approx 5$. Hierbei ist die Verteilung der Atome in Übereinstimmung mit den gemessenen Atomverteilungen näherungsweise Poisson-verteilt. Für Dipolfallen mit einem Strahlradius von $w_{\text{ref}} = 1,7 \mu\text{m}$ dominiert die 20 mal höhere Zwei-Körper-Verlustrate

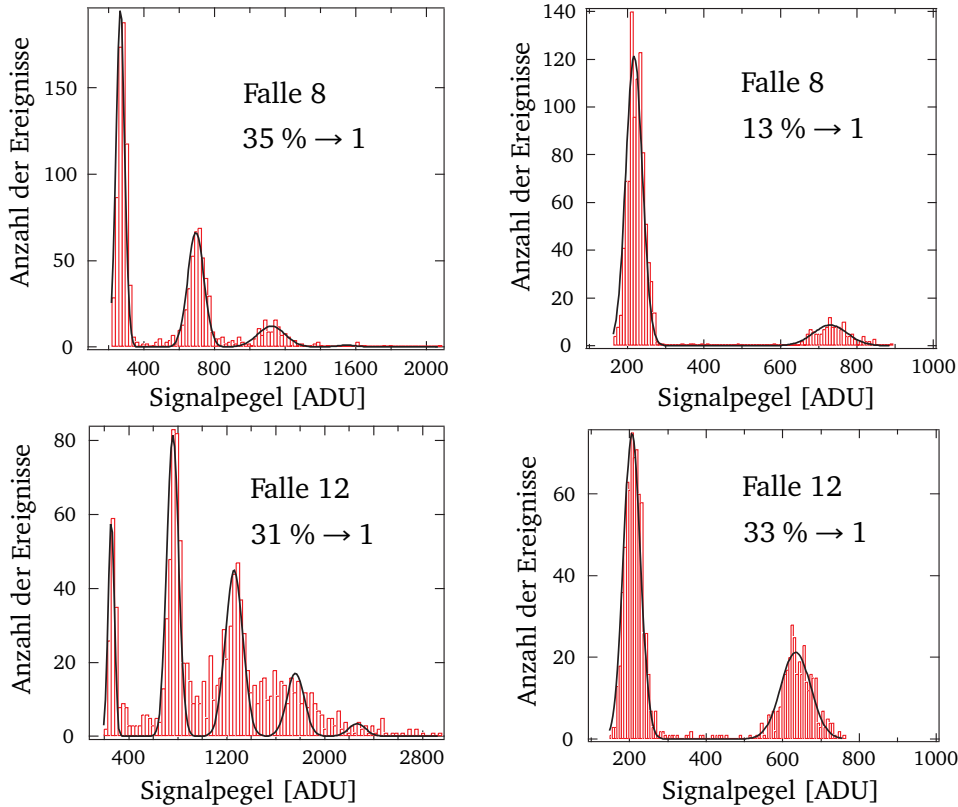


Abbildung 7.7.: Einfluss der Fokusgrößen auf die geladene Atomzahl. *Links:* Histogramme zwei verschiedener Dipolfallen des Registers mit einem Strahlradius von $w_{\text{ref}} = 3,6 \mu\text{m}$. *Rechts:* Histogramme der gleichen Fallen mit einem Strahlradius von $w_{\text{diff}} = 1,7 \mu\text{m}$. Für beide Messungen gelten identische Lade- und Detektionsparameter, die maximale Fallentiefe beträgt jeweils $U_{\text{ref}} = U_{\text{diff}} = k_B \times 1,5 \text{ mK}$. Jede Messung entspricht ca. 1000 Einzelmessungen. Bezeichnung der Fallen entsprechend Abb. 7.4.

den gesamten Ladeprozess und es kommt zu einer Ein-Atom-Blockade. Aufgrund der lichtinduzierten Stöße verlassen die Atome paarweise die Fallen und je nach grader oder ungrader Atomzahl nach dem Ladeprozess verbleibt ein oder kein Atom in der Falle und die mittlere Atomzahl ergibt sich zu $\langle N \rangle = 0,5$.

In Abb. 7.7 ist der Vergleich der gemessenen Atomverteilungen für die verschiedenen Dipolfallenvolumen beispielhaft anhand von zwei Fallen dargestellt. Die Signalpegel der durch die beiden Mikrolinsenregister erzeugten Dipolfallenregister sind unter identischen Parametern aufgenommen. Nur die Leistung des Dipolfallenlaser ist so angepasst, dass beide Konfigurationen eine maximale Fallentiefe von $U_{\text{ref}} = U_{\text{diff}} = k_B \times 1,5 \text{ mK}$ aufweisen. Wie bereits beschrieben ergibt sich für die Fallen mit einem Radius von $w_{\text{ref}} = 3,6 \mu\text{m}$ eine Atomverteilung welche näherungsweise der Poisson-Statistik folgt. Deutlich ist zu erkennen, dass auch Ereignisse auftreten, die mehr als einem Atom in der Falle entsprechen. Die maximale Anzahl der Ein-Atom-Ereignisse beträgt 30 – 35 %. Für das Dipolfallenregister mit einem Fokusradius von $w_{\text{diff}} = 1,7 \mu\text{m}$ ergibt sich, obwohl unter identischen Bedingungen aufgenommen eine geringere mittlere Atomzahl (Abb. 7.7 (rechts)). Dieser Effekt rührt aus der höheren Verlustrate β'_{diff} und dem geringeren Volumen V_{diff} her. Vor allem in der unten dargestellten

Falle ist eine Abweichung von der Poisson-Verteilung zu erkennen. Trotz eines Anteils von 33 % der Ein-Atom-Ereignisse tritt kein Zwei-Atom-Signal auf und der simulierte Blockadeeffekt wird sichtbar.

In Abb. 7.8 sind die vollständigen Histogramme eines kompletten 3×3 -Dipolfallenregisters

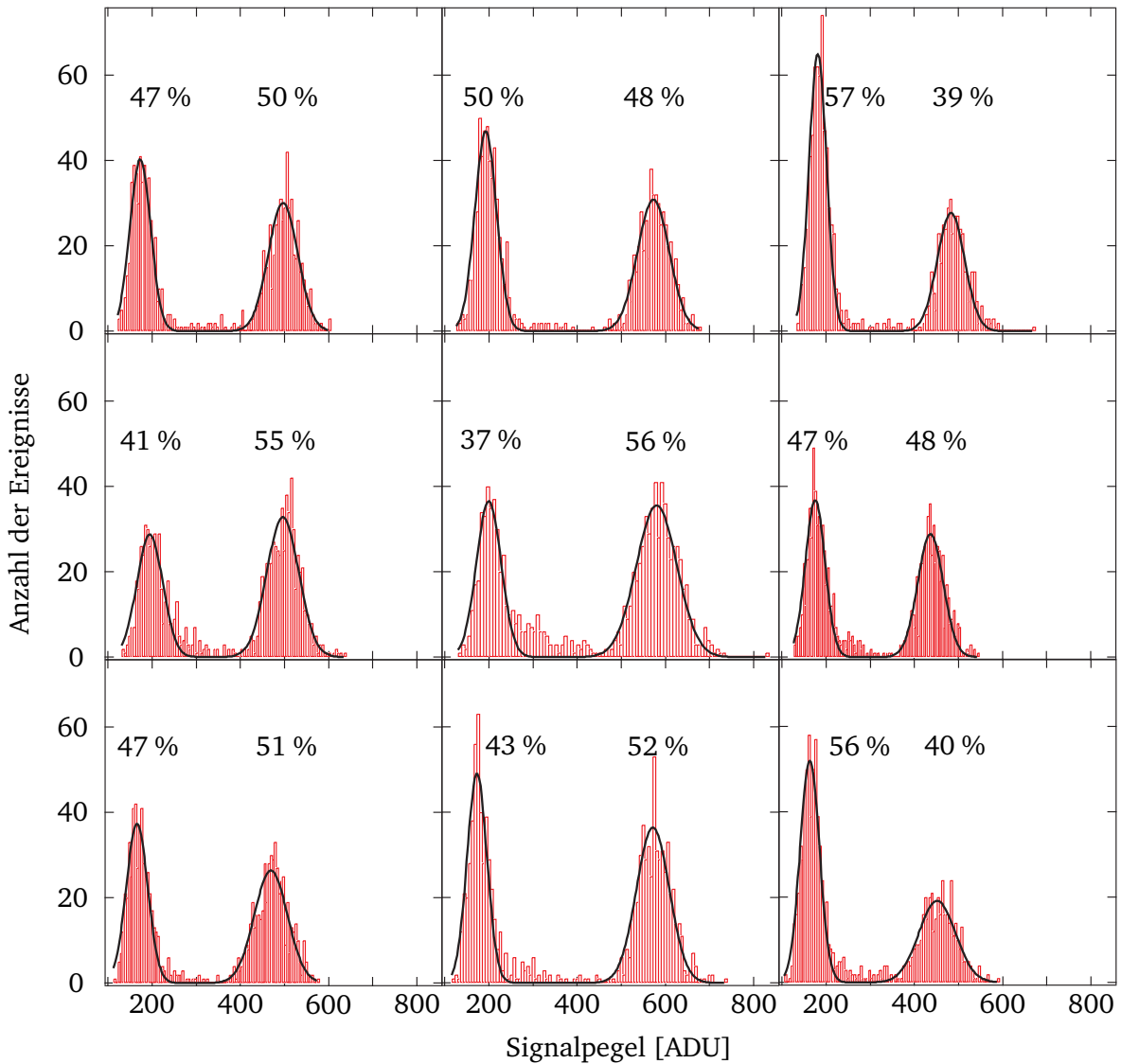


Abbildung 7.8.: Histogramme eines 3×3 -Ausschnitts eines Dipolfallenregisters mit einem Fokusradius von $w_{\text{diff}} = 1,7 \mu\text{m}$ bei einer Belichtungszeit von 100 ms und einer Fallentiefe im Bereich von $U_{\text{diff}} = k_B \times 1,1 - 1,7 \text{ mK}$. Für jede Falle ist die Wahrscheinlichkeit null oder ein Atom zu Laden im Intervall $\pm 3\sigma$ angegeben. Der Messung liegen etwa 1000 Einzelrealisierungen zu Grunde.

dargestellt. Die Fallen 9 gezeigten Fallen sind mittels des diffraktiven Mikrolinsenregisters bei einer Fallentiefe im Bereich von $U_{\text{diff}} = k_B \times (1,1 - 1,7) \text{ mK}$ erzeugt. In der Messung ist die Laderate durch eine Anpassung des Dispenserstroms deutlich gegenüber den vorherigen Messungen erhöht worden. Die Atomverteilung ist stark Sub-Poisson-verteilt mit einer mittleren Atomzahl von näherungsweise $\langle N \rangle \approx 0,5$. Alle zur Messung gehörigen Signalpegel sind aufgeführt. Es treten keine Ereignisse auf, die einem Signalpegel von zwei Atomen ent-

sprechen könnten. Des Weiteren ist aufgrund des Blockademechanismus die Abhängigkeit der Atomzahl pro Falle von der Falltiefe und der Atomverteilung in der optischen Melasse stark unterdrückt. Wie aus den Histogrammen in Abb. 7.8 deutlich wird, gelingt so in nahezu allen gezeigten Fällen eine optimale Einzelatom-Laderate mit $\langle N \rangle = 0,5$. Dabei ist jedes Maximum mit einer Gauß-Funktion angepasst und die Ereignisse in einem Intervall von $\pm 3\sigma$ aufsummiert.

Mit der hier verwendeten experimentellen Sequenz ist es nicht möglich, mehr als ein Atom in die durch das diffraktive Mikrolinsenregister erzeugten Dipolfallen zu laden. Eine nochmalige Erhöhung der Laderate durch eine Bereitstellung von mehr Atomen in der optischen Melasse zeigt anders als bei den durch die refraktiven Mikrolinsen erzeugten Fallen keine größere Atomzahl pro Falle bzw. keine Zwei-Atom-Ereignisse.

7.3 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurde das Laden und die Detektion einzelner Atome im Dipolfallenregister vorgestellt. Dazu wurde ein zweiter experimenteller Aufbau basierend auf einer Vakuumkammer mit beidseitig antireflexbeschichteten Fenstern konstruiert. Beim Aufbau der magnetooptischen Falle sowie der zur Detektion verwendeten Komponenten stand hierbei vor allem eine möglichst hohe Unterdrückung von Streulicht im Vordergrund. Zusätzlich konnte mit diesem Aufbau eine ausgeglichene und mit 2 s langlebige optische Melasse als Voraussetzung zur Einzelatom-Detektion realisiert werden.

Das Laden einzelner Atome in das Dipolfallenregister erfolgt in einer vergleichsweise langen optischen Melasse-Phase und einer zusätzlichen Beleuchtung der Atome mit Detektionsparametern. Dadurch verlassen alle nur schwach gebundenen bzw. in den Beugungsstrukturen gehaltenen Atome die Fallen und führen bei der Belichtung zur Detektion nicht zu einem verschmierenden Rauschuntergrund bei der Detektion eines Atoms.

Mit dem refraktiven Mikrolinsenregister ($w_{\text{ref}} = 3,6 \mu\text{m}$) kann der Signalpegel von bis zu drei Atomen unterschieden werden. Da das Laden der Atome ein statistischer Prozess kleiner Zahlen ist, folgt die Verteilung der Atomzahl näherungsweise der Poisson-Statistik. Durch eine Variation der bereitgestellten Atomzahl in der MOT konnte eine mittlere Atomzahl von $\langle N \rangle = 0,2$ bis $\langle N \rangle = 4$ in einzelnen Fallen realisiert werden. Nach der Poisson-Verteilung ergibt sich eine maximale Wahrscheinlichkeit von circa 37 % genau ein Atom zu laden.

Um gezielt in das erstmals in einer einzelnen Dipolfalle gezeigte Blockaderegime vorzudringen [128], werden mittels Einbau des diffraktiven Mikrolinsenregisters das Volumen der Fallen ($w_{\text{diff}} = 1,7 \mu\text{m}$) um einen Faktor 20 verringert und entsprechend die lichtinduzierte Zwei-Körper-Verlustrate erhöht. Unter ansonsten identischen Bedingungen ergibt sich eine verringerte mittlere Atomzahl in den kleineren Fallen. Durch eine Erhöhung der Laderate unter den beschriebenen Ladeparametern ist eine deutliche Blockade sichtbar. Die mittlere Atomzahl beträgt $\langle N \rangle = 0,5$, ohne dass der Signalpegel von zwei oder mehr Atomen auftritt. Der lichtinduzierte Blockadeeffekt ermöglicht damit das kontrollierte Laden einzelner Atome im gesamten untersuchten Bereich des zweidimensionalen Register, unabhängig von der Variation der Laderate und Tiefe jeder der einzelnen Dipolfalle. Ein weiterer Vorteil des Blockademechanismus besteht darin, dass die Detektion einzelner Atome deutlich vereinfacht wird, da nur zwischen zwei Signalpegeln (null und ein Atom) unterschieden werden muss.

Das in diesem Kapitel demonstrierte kontrollierte Laden einzelner Atome ermöglicht erstmals die skalierbare Präparation und kohärente Manipulation einzelner Qubits im Dipolfallenregister, wie sie bereits in einer bzw. zwei Einzelfällen experimentell gezeigt werden konnten [28, 140]. Diese Ein-Qubit-Operationen stellen einen wichtigen Schritt zur Untersuchung der Wechselwirkung zweier Atome miteinander als Grundlage eines Zwei-Qubit-Gatters, zum Beispiel basierend auf kontrollierten kalten Stößen oder auf der Rydberg-Blockade dar.



8 Diskussion und Ausblick

In dieser Arbeit konnte erstmals die Unterdrückung von Dephasierung, die simultane Adressierung individueller Qubits sowie das kontrollierte Laden und die Detektion einzelner Atome in einem zweidimensionalen Dipolfallenregister gezeigt werden. Die untersuchten Teilaspekte am verwendeten Quantensystem neutraler Atome verfolgen hierbei das Ziel die notwendigen Komponenten zur Realisierung eines Quantencomputers zu entwickeln und miteinander zu verknüpfen.

Als Grundlage der Arbeit dient eine zweidimensionale Matrix atomarer Ensembles, welche mittels optischer Verfahren gespeichert werden [26]. Neutrale Atome in Dipolfallen lassen sich hervorragend von der Umwelt entkoppeln und stellen somit gut isolierte Quantensysteme dar. Das Alkaliatom ^{85}Rb bietet mit seinen beiden langlebigen Hyperfeingrundniveaus ein geeignetes Zwei-Zustands-System, das als quantenmechanischer Informationsträger (Qubit) definiert wird. Das verwendete Dipolfallenregister zeichnet sich durch seine simple und reproduzierbare Erzeugung, seine gegenüber optischen Gittern einfach aufzulösende Struktur und durch seinen zweidimensionalen Charakter aus. Die genannten Punkte ermöglichen eine kontrollierte Initialisierung sowie räumliche Auflösung einzelner Qubits mittels bekannter optischer Verfahren. Ein weiterer Vorteil des hier beschriebenen Systems liegt in dem auf dem Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung wichtigen Aspekt der Skalierbarkeit. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurden an 20 bis 70 einzelnen Dipolfallen vorgenommen. Durch leichte Änderungen der Abbildungsoptik lässt sich die Zahl der verfügbaren Qubits auf 10^4 bis zu 10^5 erhöhen, ohne die vorteilhaften Eigenschaften des Registers zu verlieren [33].

Kohärenz sowie kohärente Manipulationen von Qubits bilden die Grundlage der Quanteninformationsverarbeitung. Die kohärente Kopplung der beiden Qubit-Zustände im vorliegenden System erfolgt mittels eines Zwei-Photonen-Raman-Prozesses. Die Erzeugung von kohärenten Superpositionen und die damit verbundene Phasensensitivität ermöglichen eine hohe spektroskopische Auflösung. Damit konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmals die auf die Atome wirkende Struktur der Dipolfallen spektroskopisch untersucht werden. Unter anderem konnte so verifiziert werden, dass in den die Fallen umgebenden Beugungsstrukturen ebenfalls Atome gespeichert werden, welche bisher unerkannt zum detektierten Signal beigetragen haben.

Um erfolgreich Quanteninformationsverarbeitung betreiben zu können, ist eine deterministische und reproduzierbare Phasenentwicklung der Qubits unabdingbar. Dazu ist eine Entkopplung der internen und externen Freiheitsgrade der Atome nötig. Eine Störung der freien atomaren Phasenentwicklung stellt der durch die Dipolfalle hervorgerufene differentielle Stark-Effekt dar. Für Rubidium, wie für alle Alkaliatome, ist es nicht möglich, simple Dipolfallen zu realisieren, welche keinen differentiellen Stark-Effekt erzeugen. Im Rahmen dieser Arbeit wird mittels eines zusätzlichen, nahresonanten Lichtfeldes die differentielle Stark-Verschiebung kompensiert. Damit konnte die Abhängigkeit der effektiven atomaren Übergangsfrequenz von der Fallentiefe unterdrückt werden und die Resonanzfrequenz der einzelnen atomaren Ensembles aneinander angeglichen werden. Zusätzlich kann mittels der hier angewendeten Methode der Verlust der Phaseninformation in jeder einzelnen Falle deutlich unterdrückt und die Kohärenzzeit verlängert werden. Dieses Verfahren lässt sich theore-

tisch auf viele andere Elemente für beliebige Wellenlängen des Dipolfallenlasers übertragen. Erstmals wurde in dieser Arbeit die Erzeugung und individuell kontrollierbare kohärente Adressierung einer Vielzahl räumlich getrennter Dipolfallen demonstriert. Mittels der Abbildung eines zweidimensionalen, computergesteuerten Lichtmodulators auf das Mikrolinsenregister konnten variable Fallengeometrien für neutrale Atome erzeugt werden. Des Weiteren gelang die simultane Einzel-Adressierung beliebiger Fallen mit den Raman-Lasern zur gezielten kohärenten Manipulation der Qubits. Das hier gezeigte Verfahren zeichnet sich aufgrund der Kombination des Lichtmodulators mit dem Mikrolinsenregister durch eine hohe Stabilität und Reproduzierbarkeit aus. Diese Methode lässt sich auf beliebige andere Ansätze, wie zum Beispiel neutrale Atome in optischen Gittern übertragen, da die Auflösung nur durch die abbildende Optik limitiert ist. Eine Erweiterung stellt die Verwendung schneller, dynamischer Intensitätsmodulatoren dar, mit denen eine Vielzahl von gezielten Ein-Qubit-Operationen nacheinander pro Experimentzyklus durchgeführt werden können.

Abschließend konnte im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal das Laden und die Detektion einzelner Atome im Dipolfallenregister gezeigt werden. Einzelne Atome bilden die Voraussetzung für verschiedene deterministische Zwei-Qubit-Gatter mit neutralen Atomen. Durch die Variation des Fallenvolumens konnten zwei verschiedene Laderegime verifiziert werden. Der Übergang von einer statistischen, Poisson-verteilten Atomzahl pro Falle hin zu einer stark Sub-Poisson-Verteilung mit einer mittleren Atomzahl von $\langle N \rangle = 0,5$ wurde simultan für ein 9×9 -Register demonstriert. Das Laden von nur einem Atom wird durch eine vom Fallenvolumen abhängige Blockade begünstigt, welche durch lichtinduzierte Zwei-Körper-Verluste hervorgerufen wird. Damit wurde ein Verfahren entwickelt, das die kontrollierte Bereitstellung einzelner, räumlich angeordneter Atome als Grundlage eines Quantencomputers ermöglicht.

Im Zuge dieser Arbeit konnten wesentliche Punkte der DiVincenzo-Kriterien für das hier behandelte Quantensystem neutraler Atome in zweidimensionalen Dipolfallenregistern erfolgreich demonstriert werden. Zusammen mit dem bereits gezeigten Transport der Atome im Register [35] sind damit die Voraussetzungen zur Realisierung von Zwei-Qubit Wechselwirkungen geschaffen. Als Wechselwirkungsmechanismen eignen sich kontrollierte kalte Stöße sowie Dipol-Dipol-Wechselwirkungen hochangeregter Rydberg-Atome.

Zur Realisierung eines Quantengatters über kalte Stöße müssen die Atome in einen niedrigen, idealerweise in den Grundzustand des Fallenpotentials transferiert werden. Hierzu eignet sich zum Beispiel Raman-Seitenbandkühlen, wie es in anderen Konfigurationen bereits realisiert werden konnte [48, 49, 50]. Dazu müssen die Ramanlaser gegenläufig auf die Atome eingestrahlt werden, um den notwendigen Impuls auf die Atome beim Übergang zwischen den Vibrationsniveaus übertragen zu können. Zwei Atome im Grundzustand zweier Fallen können über den entwickelten Transport so dicht aneinander angenähert werden, dass ihre Stoß-Wechselwirkungen einen Phasenversatz von π bewirken. Zur Verschränkung zweier Rb-Atome muss zusätzlich ein zustandsselektiver Transport implementiert werden. Dieser Transport lässt sich zum Beispiel durch eine Präparation der Atome in den äußeren magnetischen Unterzuständen und eine Spin-selektive Dipolfalle realisieren. Damit ist die Realisierung eines Zwei-Qubit-Gatters über kalte Stöße zwar möglich, ist jedoch aufgrund der benötigten Techniken aufwendig und birgt experimentelle Unwägbarkeiten.

Eine alternative, vielversprechende Methode zur Realisierung von Zwei-Qubit-Wechselwirkungen stellt die Verwendung hochangeregter Rydberg-Atome dar. Auf diesem Gebiet wurden gerade in jüngster Zeit große Fortschritte erreicht [29, 30]. Durch die Anregung neutraler Atome in Rydberg-Zustände werden Dipol-Dipol-Wechselwirkungen induziert, die

um viele Größenordnungen stärker sind als das Wechselwirkungspotential zweier Atome im Grundzustand. Die Erzeugung eines Rydberg-Atoms ruft eine Resonanzverschiebung der Rydberg-Zustände benachbarter Atome hervor und blockiert damit deren gleichzeitige Anregung. Diese Rydberg-Blockade kann zur Verschränkung und Realisierung eines Zwei-Qubit-Gatters verwendet werden. Alle bisher auf diesem Gebiet durchgeführten Experimente wurden an freien Atomwolken oder in zwei benachbarten Dipolfallen durchgeführt, sind aber direkt auf das hier behandelte zweidimensionale System von einzelnen Atome im Dipolfallenregister übertragbar. Mit der Möglichkeit gezielt einzelne Atome in die Fallen zu laden und diese mit Laserlicht zu adressieren ließe sich das erste Zwei-Qubit-Gatter in einem skalierbaren System neutraler Atome realisieren. Damit wären alle DiVincenzo-Kriterien erfüllt und der Weg zu einem skalierbaren Quantencomputer stünde offen.



A Zusammenfassung experimenteller Parameter

Daten von Rubidium 85

Name	Symbol	Wert
Masse	m	$1,411 \times 10^{-25} \text{ kg}$
Kernspin	I	$5/2$
nukl. Landé-Faktor	g_I	$-2,936\,400(6) \times 10^{-4}$
Streulänge	a	$-387(1) a_0$
$5S_{1/2}$ -Grundzustand		
elektr. Landé-Faktor	g_J	$2,002\,331\,13(20)$
HFS-Aufspaltung	ω_{HFS}	$2\pi \cdot 3\,035\,732\,439(5) \text{ Hz}$
quadr. Zeeman-Effekt	$\Delta\omega_{0 \rightarrow 0}$	$2\pi \cdot 129,40 \text{ mHz}/(\mu\text{T})^2 \times \text{B}^2$

Tabelle A.1.: Atomare Eigenschaften von ^{85}Rb .

D_1 -Linie		
Wellenlänge	λ_{vac}	$794,979 \text{ nm}$
Übergangsfrequenz	ν	$377\,107\,385,675(50) \text{ MHz}$
Linienbreite	Γ	$2\pi \cdot 5,75 \text{ MHz}$
D_2 -Linie		
Wellenlänge	λ_{vac}	$780,241 \text{ nm}$
Übergangsfrequenz	ν	$384\,230\,546,804(40) \text{ MHz}$
Linienbreite	Γ	$2\pi \cdot 6,07 \text{ MHz}$
Sättigungsintensität	I_0	$1,64 \text{ mW/cm}^2$
Doppler-Temperatur	$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}$	$145,57 \mu\text{K}$
Rückstoßenergie	$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$	$(k_B/2) \times 370 \text{ nK}$

Tabelle A.2.: Daten der D-Linien von ^{85}Rb [87].

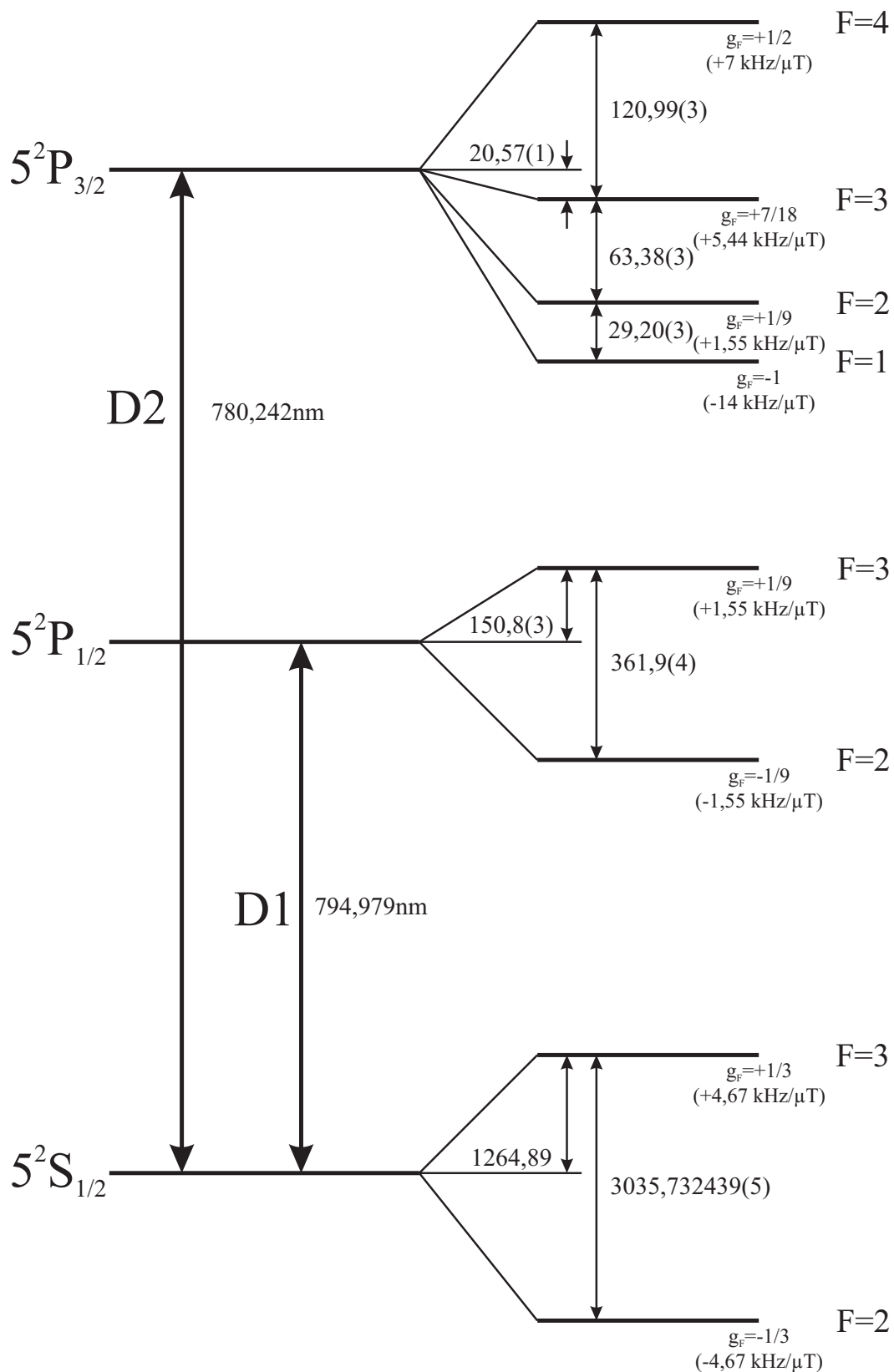


Abbildung A.1.: Termschema der D-Linien für ^{85}Rb . Die Aufspaltungen der Hyperfeinstruktur sind in MHz angegeben. Neben dem g_F -Faktor ist ebenfalls die Zeeman-Aufspaltung der m_F -Zustände angegeben.

Daten der Mikrolinsenregister

Zusammenstellung der Parameter der beiden in Abb. A.2 dargestellten und im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Mikrolinsenregister.

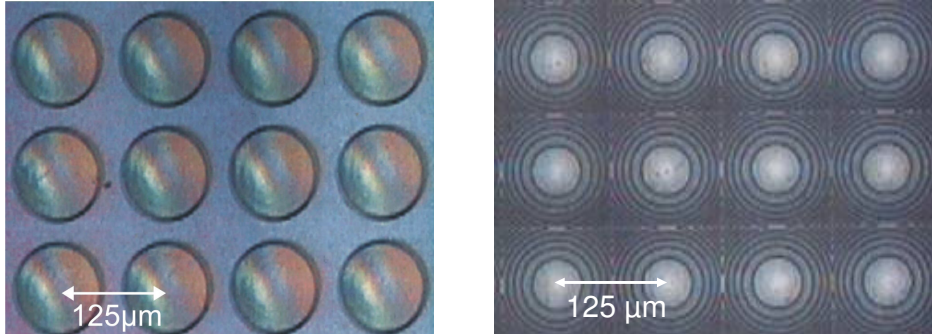


Abbildung A.2.: Bilder eines Ausschnitts von 12 Linsen des refraktiven (links) und diffraktiven (rechts) Mikrolinsenregisters, welche zur Erzeugung von Dipolfallenregistern verwendet werden.

Typ	refraktiv	diffraktiv
Hersteller Bezeichnung	ML0253	ML0254
Linsenabstand	125 μm	125 μm
Lisengröße	50 μm Radius	125 μm Kantenlänge
Brennweite	1 mm	625 μm
NA	0,05	0,1
Theoretischer Fokusradius ($\lambda = 810 \text{ nm}$)	7,29 μm	3,65 μm
Theoretischer Fokusradius nach Abbildung ^(35,5/80)	3,23 μm	1,62 μm
Gemessener Fokusradius nach Abbildung ^(35,5/80)	(3,6 \pm 0,1) μm [65]	(1,7 \pm 0,1) μm [138]
Beugungseffizienz	50 %	(42 \pm 1) %
Rückreflexe bei senkrechtem Einfall	8 % [63]	17 % [63]
Gesamteffizienz nach Abbildung ins Vakuum ^(35,5/80)	44 % Glazelle	33 % [141] Vakuummkammer

Tabelle A.3.: Parameter der beiden Mikrolinsenregister.

Experimentelle Parameter zur Bestimmung der Falltiefe

In diesem Abschnitt werden einige grundlegende, an verschiedene Stellen in der Arbeit verwendete experimentelle Parameter zusammengefasst und ihre Genauigkeit angegeben.

Die **Leistung** des Dipolfallenlasers P_{TiSa} sowie die Leistung des Kompensationslasers P_{komp} werden immer direkt vor Mikrolinsenregister angegeben. Die Messung erfolgt mit einem Leistungsmessgerät (*Newport Optical Powermeter 840*) mit einer Genauigkeit von mindestens $\pm 5\%$.

Die zur Bestimmung der Intensität benötigte **Strahlgröße** w_{TiSa} ($1/e^2$ -Radius) bezieht sich ebenfalls immer auf die Größe auf dem Mikrolinsenregister. Die Bestimmung erfolgt mittels einer Klinge mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$.

Die **Wellenlänge** des Dipolfallenlasers λ_{TiSa} wird mittels eines Wellenlängenmessgerätes (*Advantest Wavelengthmeter TQ8325*) mit einer Auflösung $< \pm 0,01\%$ verifiziert.

Die hier zusammengefassten Fehlergrößen sind in den verschiedenen Kapiteln nicht explizit aufgeführt. Alle in den Kapiteln benannten Fehlergrenzen beziehen sich auf Abweichungen zwischen den jeweils angepassten Funktionen und den aufgenommenen Datenpunkten und werden anhand der Standardabweichung der Residuen zwischen beiden bestimmt.

Bei der Erzeugung und Abbildung der Dipolfallen in das Vakuum ergibt sich für das in den Kapiteln 3-6 verwendete refraktive Mikrolinsenregister eine Gesamteffizienz von 44 %. Unter der Annahme, dass die tiefste Falle symmetrisch im Zentrum des Dipolfallenstrahls liegt ergibt sich mit $w_{\text{TiSa}} = 500 \mu\text{m}$ und $\lambda_{\text{TiSa}} = 810 \text{ nm}$ am Ort der Atome in dieser Falle eine Gesamtleistung von

$$P_0 = 0,018 \cdot P_{\text{TiSa}} \quad (\text{A.1})$$

gegenüber der Gesamtleistung vor dem Mikrolinsenregister.

Das in Kapitel 7 verwendete diffraktive Mikrolinsenregister hat eine Gesamteffizienz von 33 %. Mit $w_{\text{TiSa}} = 400 \mu\text{m}$ und $\lambda_{\text{TiSa}} = 800 \text{ nm}$ ist in der tiefsten Falle am Ort der Atome eine Leistung von

$$P_0 = 0,02 \cdot P_{\text{TiSa}} \quad (\text{A.2})$$

Bestimmung der Magnetfeldverschiebung des Uhrenübergangs

Für die in Kapitel 4 und Kapitel 5 präsentierten kohärenten Manipulation wird immer ein konstantes Magnetfeld der Stärke

$$B_z = (45,2 \pm 0,5) \mu\text{T} \quad (\text{A.3})$$

als Quantisierungsachse angelegt. Nach Gl. 5.22 ergibt sich damit eine Verschiebung des Uhrenübergangs

$$|F = 2, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 3, m_F = 0\rangle \quad \text{von} \quad \delta_B = 2\pi \cdot (264 \pm 6) \text{ Hz} \quad (\text{A.4})$$

Schwankungen des Magnetfeldes sind wie in Abschnitt 5.3.2 erläutert meist Änderung über einen Zeitraum vieler Tage und werden vor allem durch elektrische Geräte und andere magnetische Komponenten (wie z. B. optische Isolatoren) hervorgerufen.

B Simulation der zeitlichen Entwicklung der Atomzahl in einer Dipolfalle

Zur Simulation der zeitlichen Entwicklung der Atomzahl in einer Dipolfalle in Kapitel 7 wird Gl. 7.2

$$\frac{dN}{dt} = R - \gamma N - \beta' N (N - 1) . \quad (\text{B.1})$$

mittels einer Monte-Carlo-Simulation numerisch gelöst. Im Folgenden ist der Quellcode für die in Abb. 7.6 gezeigte Simulation dargestellt. Die Simulation wurde von Jan Schütz angefertigt [139].

```
#include <stdio.h>
#include <math.h>
#include <iostream>
#include <cstdlib>
#include <ctime>

using namespace std;
/*
Solve the differential equation
dN/dt = R - gam N - beta N (N-1)
using Monte Carlo methods. I.e. for each discrete (small) time
step use a random number to decide if an atom is loaded or lost.
*/

int
main (int argc, char *argv[])
{
    // double T_STEP=0.00001; // length of one step
    double T_STEP=0.000001; // length of one step
    int RUNS=15000; // sequences per trap (>1000 for smooth curves)
    double R=1.0; // loading rate
    double gam=1.0; // one-body loss rate
    double beta=1.0; // two-body loss rate

    double T_LOAD=0.03; // loading time
    double T_EXPOSE=0.09; // exposure time

    if (argc>0){beta=atof(argv[1]);} // beta = command line argument
    cout << "# Beta = " << beta << endl;
    cout << "# Columns list the following values: " << endl;
    cout << "# R; N_mean; rel. realizations of N=0...15" << endl;

    int i,j,n,dn;
    double rn,nsum;

    const int nmax=15; // histogram of final n up to nmax atoms
    int atoms[nmax+1];
```

```

int STEPS_LOAD=T_LOAD/T_STEP;
int STEPS_EXPOSE=T_EXPOSE/T_STEP;

srand((unsigned)time(0)); // initialize random number generator

for (R=0.1; R<=3e3; R=R*1.15){
    nsum=0.0;
    for(i=0;i<=nmax;i++){atoms[i]=0;}
    for (j=1; j<=RUNS; j++){
        n=0;
        // load atoms into trap
        for (i=1; i<=STEPS_LOAD; i++){
dn=0;
rn=1.0*rand()/RAND_MAX; // pic random number 0<=rn<=1
if (rn<R*T_STEP) {dn+=1;} // is rn<R*T_STEP? If so one atom is loaded
rn=1.0*rand()/RAND_MAX; // pic another random number
if (rn<gam*T_STEP*n) {dn-=1;} // 1 atom lost?
rn=1.0*rand()/RAND_MAX; // pic another
if (rn<beta*T_STEP*n*(n-1)) {dn-=2;} // 2 atoms lost?
n+=dn;
if (n<0) {n=0;} // prevent negative n
        }

        // "fake exposure", i.e. loading off but light still on
        for (i=1; i<=STEPS_EXPOSE; i++){
dn=0;
rn=1.0*rand()/RAND_MAX; // pic another random number
if (rn<gam*T_STEP*n) {dn-=1;} // 1 atom lost?
rn=1.0*rand()/RAND_MAX; // pic another
if (rn<beta*T_STEP*n*(n-1)) {dn-=2;} // 2 atoms lost?
n+=dn;
if (n<0) {n=0;} // prevent negative n
        }

        nsum+=1.0*n;
        if (n<=nmax) atoms[n]+=1;
    }
    cout << R << " " << nsum/RUNS;
    for(i=0;i<=nmax;i++){cout << " " << atoms[i]*1.0/RUNS;}
    cout << endl; // print result to std out
}
return 0;
}

```

C Nachdruck von im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Veröffentlichungen

J. Kruse, M. Schlosser und G. Birkl,

Observation of magic-wavelength behavior and reduction of dephasing and decoherence in dipole trap arrays, (2010)

to be published

J. Kruse, C. Gierl, M. Schlosser und G. Birkl,

Reconfigurable, site-selective manipulation of atomic quantum systems in two-dimensional arrays of dipole traps,

Physical Review A **81**, 060308 (2010)

Reconfigurable site-selective manipulation of atomic quantum systems in two-dimensional arrays of dipole traps

J. Kruse, C. Gierl, M. Schlosser, and G. Birkl*

Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Darmstadt, Schlossgartenstraße 7, D-64289 Darmstadt, Germany

(Received 19 January 2010; published 28 June 2010)

We trap atoms in versatile two-dimensional (2D) arrays of optical potentials, prepare flexible 2D spin configurations, perform site-selective coherent manipulation, and demonstrate the implementation of simultaneous measurements of different system properties, such as dephasing and decoherence. This approach for the flexible manipulation of atomic quantum systems is based on the combination of 2D arrays of microlenses and 2D arrays of liquid crystal light modulators. This offers extended types of control for the investigation of quantum degenerate gases, quantum information processing, and quantum simulations.

DOI: [10.1103/PhysRevA.81.060308](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.81.060308)

PACS number(s): 03.67.-a, 37.10.Jk, 42.50.Ct

Optical dipole potentials such as optical lattices or arrays of focused laser beams provide flexible geometries for the synchronous investigation of multiple atomic quantum systems, as studied, for example, in the fields of quantum degenerate gases or quantum information processing with atoms [1–6]. In comparison, optical lattices provide a larger number of potential wells (up to 10^6) [1–3], but the required ability of performing flexible site-selective addressing is still a challenge [7–10]. On the other hand, architectures based on two-dimensional arrays of tightly focused laser beams inherently provide the ability to address single sites [4,5,11] at the expense of a smaller number of wells (up to several 10^4) and a larger separation of sites (typically several μm). Significant future progress is expected from complementing the advantages of these configurations, namely, the scalability and the ability to perform quantum operations in parallel, with an additional versatility by achieving reconfigurable, site-selective initialization, manipulation, and detection of individual quantum systems at each site.

In this work, we introduce and experimentally implement an approach toward this goal: we trap and coherently manipulate two-dimensional (2D) sets of atomic quantum systems in flexible and reconfigurable architectures. We combine 2D arrays of microlenses with per-pixel addressable spatial light modulators (SLM) (Fig. 1). This results in reconfigurable, per-site addressable 2D arrays of diffraction-limited laser foci in the focal plane of the microlens array. By reimaging we reduce the structure (separation, $55\ \mu\text{m}$; spot size, $3.7\ \mu\text{m}$) while maintaining diffraction-limited performance. Although our current setup is limited to a minimum structure size of about $1.3\ \mu\text{m}$ by its numerical aperture (NA), with optics of sufficiently high NA [7,9,10], 2D arrays of laser foci with submicron structure size could be achieved. Thus, our approach allows one to create 2D arrays of optical micropotentials for combined trapping and addressing purposes but also for matching submicron-period optical lattices with a flexible system for 2D site-selective addressing.

We present versatile trap configurations produced in a robust fashion and demonstrate the ability to allocate atoms in flexible sets of dipole traps with each trap controlled separately

(Fig. 1). In addition, experimental results on performing site-selective, but also simultaneous, coherent manipulation of a 2D set of atomic quantum systems are presented. This allows us to initialize, manipulate, and readout the quantum state in each trap individually, in subsets, or globally. Central to our approach is the fact that we use the SLM only for addressing individual microlenses, but not as a holographic phase element for creating complex focal spot structures [5,12]. This ensures high stability and a diffraction-limited light field in the focal plane, both given by the advantageous characteristics of the microlenses. For the same reason, we do not use a dynamically reconfigured SLM for the transport of atomic quantum systems (see [12]), but rather have implemented atom

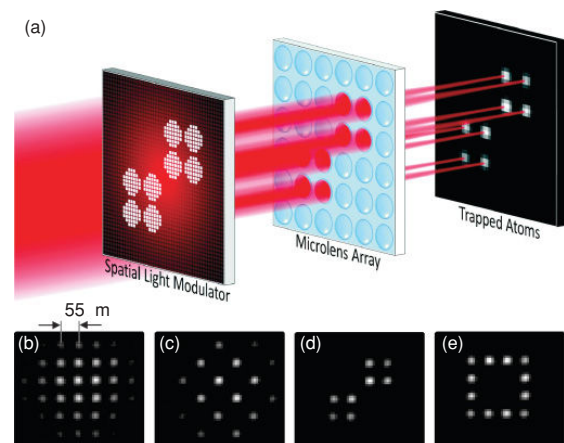


FIG. 1. (Color online) (a) A liquid crystal display is used as an addressable spatial light modulator for illuminating reconfigurable sections of an array of microlenses. This produces versatile 2D arrays of dipole traps. (Bottom) Fluorescence images of small samples of trapped atoms. (b) Fundamental trap configuration with all microlenses illuminated and all traps filled with atoms. (c)–(e) Reconfigured trap patterns with selectively illuminated microlenses for creating (c) “superlattices,” (d) trap structures for quantum error correction or plaquette states, and (e) a ring lattice with periodic boundary conditions. Images are averaged 20 times.

*gerhard.birkl@physik.tu-darmstadt.de

transport in an independent fashion in our previous work using beam-scanning techniques [13].

We demonstrate the key properties of this approach in our experiment on quantum information processing (QIP) [14] with 2D arrays of atomic quantum bits (qubits) [4,15]. For the work in this article, we use small atom samples (10 to 100 atoms per site) with a separation of $55\ \mu\text{m}$ as qubits, although we have achieved freely selectable trap separations down to 0 [13] and single-atom preparation in 2D trap arrays as well [16]. In our previous work [4,13,15,16], we have demonstrated most of the key features necessary for the successful implementation of QIP in our architecture with only the realization of a two-qubit gate remaining to be shown. There is a clear path for achieving this by, for example, using the long-range interactions between well-separated Rydberg atoms, a method which was successfully implemented in pairs of dipole traps recently [17,18]. The necessary trap separation in the range of $5\text{--}10\ \mu\text{m}$ can easily be achieved in our architecture as shown in [13].

A schematic view of our setup is presented in Fig. 1(a). Laser light for atom trapping or manipulation globally illuminates a 2D SLM which is placed in front of an array of 50×50 microfabricated refractive lenses of which a subset of about 50 lenses is used typically. The microlenses have a diameter of $100\ \mu\text{m}$, a pitch of $125\ \mu\text{m}$, and a focal length of 1 mm. Microlenses with a wide range of specification are available from various sources. The SLM allows for the separate control of the light power impinging on each microlens by inscribing a reconfigurable pattern of transmitting or nontransmitting disks on a dark background into the SLM. The disks are imaged on individual microlenses and the illuminated lenses produce a 2D array of diffraction-limited spots in the focal plane. The focal plane is reimaged into a glass-cell-based vacuum system using a telescope consisting of an achromatic lens ($f = 80\ \text{mm}$) and a diffraction limited lens system ($f = 35.5\ \text{mm}$, $\text{NA} = 0.29$). This results in a spot pattern with a pitch of $55\ \mu\text{m}$ and a measured waist of $w_0 = (3.7 \pm 0.1)\ \mu\text{m}$ ($1/e^2$ radius) consistent with the NA used. Fully exploiting our maximum available NA of 0.29, a waist below $1.3\ \mu\text{m}$ could be reached.

Inside the vacuum cell, rubidium (^{85}Rb) atoms are trapped and cooled in a standard magneto-optical trap (MOT). During a sequence of optical molasses the atoms are transferred into the superimposed 2D array of laser foci which act as a 2D array of dipole traps for light red-detuned from the D1 and D2 transitions of Rb. As a trapping laser we use a titanium-sapphire laser at a wavelength of $795.8\ \text{nm}$ for the experiments presented in Fig. 1 and at a wavelength of $815\ \text{nm}$ for the ones presented in Figs. 2–4. Atom detection is achieved by resonant fluorescence imaging using the MOT beams for illumination and collecting the fluorescence light with an intensified CCD camera.

We use a liquid crystal display (LCD) taken from a commercial data projector as the SLM. The LCD is a 2D array of pixels, each acting as an individually tunable retardation wave plate. We use the LCD followed by a polarizing beam splitter as a per-pixel intensity modulator. Our device is a 1024×768 pixel array with a total active area of $20 \times 15\ \text{mm}^2$ ($19 \times 19\ \mu\text{m}^2$ per pixel) operated in transmission. We measured a rise time of 60 ms and a fall time of 10 ms.

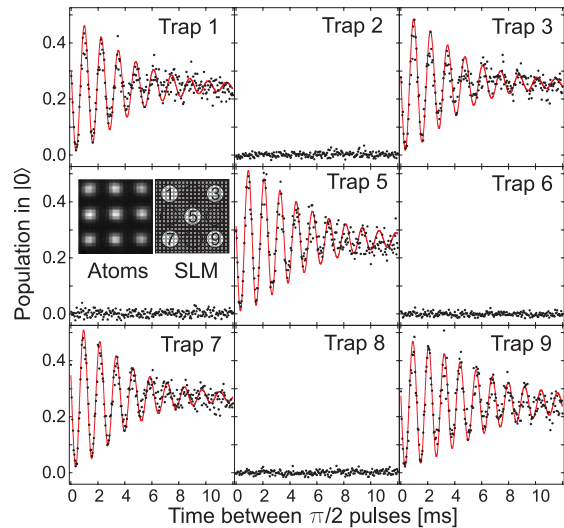


FIG. 2. (Color online) Ramsey oscillations in a site-selectively addressed 2D dipole trap array. The panels show the population in state $|0\rangle$ in nine traps (all loaded with atoms—see left inset) as a function of the free evolution time. The light used for inducing the Ramsey oscillations is controlled by a spatial light modulator and is applied to the traps with odd order number exclusively (right inset). Ramsey oscillations are observed only in the addressed traps. No crosstalk to not addressed traps is visible. Each data point is averaged five times.

For faster switching times, SLMs based on ferroelectric liquid crystals or micromechanical mirrors can be used. The light pattern transmitting the SLM is imaged with a demagnification of a factor of 2 onto the microlens array. An area of 80 pixels corresponds to the area of one single microlens. Due to the small pixel size, light scattering into several diffraction orders occurs. To maintain the maximum spatial resolution, only the lowest diffraction order is utilized; higher orders are blocked by an iris. The contrast between maximum and minimum transmission can be optimized by a $\lambda/2$ wave plate between the LCD and the polarizing beam splitter. For optimized contrast of 270:1 we measure a total transmission efficiency of 5.9% including all losses. It is possible to increase the transmission efficiency at the expense of reduced contrast. Due to the ability to control the transmission in each pixel in 256 steps by the video output of a standard computer, we can control the relative transmitted intensity in the range between 0.4% and 100%.

We use this setup to produce versatile 2D configurations of atom traps. In Fig. 1 (bottom) fluorescence images of small samples of atoms trapped in various configurations are shown. Atoms are only trapped in those dipole traps which correspond to the microlenses illuminated through the SLM. Figure 1(b) shows the fundamental structure of the 2D trap register, created by globally illuminating the microlens array (all pixels of the SLM turned to full transmission). With the SLM, we have the ability to change the pitch and orientation of the grid of the dipole trap array by illuminating only every other microlens [Fig. 1(c)] creating a “superlattice” with a definable structure. Another possibility is to generate subsets of smaller,

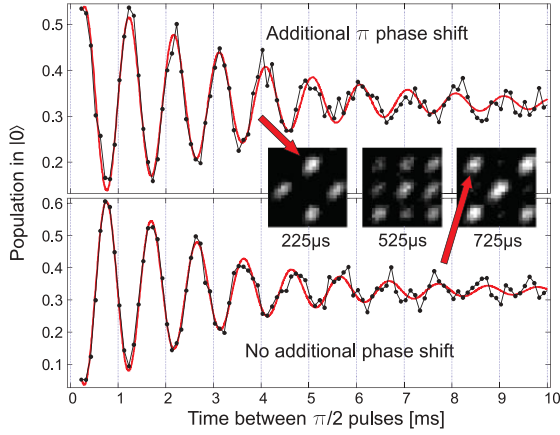


FIG. 3. (Color online) Ramsey oscillations with a phase difference of π at two neighboring sites as expected in a 2D configuration of antiparallel spins. Inset: atoms detected in state $|0\rangle$. The two interleaved subsets of atom samples prepared in a 2D antiparallel spin configuration, oscillate with an expected phase difference of π . Each data point is averaged five times.

separated dipole trap arrays [Fig. 1(d)], which allow one to realize schemes for quantum error correction [14] or plaquette states in 2D lattice spin models [19]. Finally, Fig. 1(e) shows atoms trapped in a 2D configuration comparable to a ring lattice with periodic boundary conditions [20,21]. As can be seen, this scheme of producing arbitrary trap patterns is very flexible on the one hand and very stable and robust on the other hand: due to the fact that we are always using the microlens

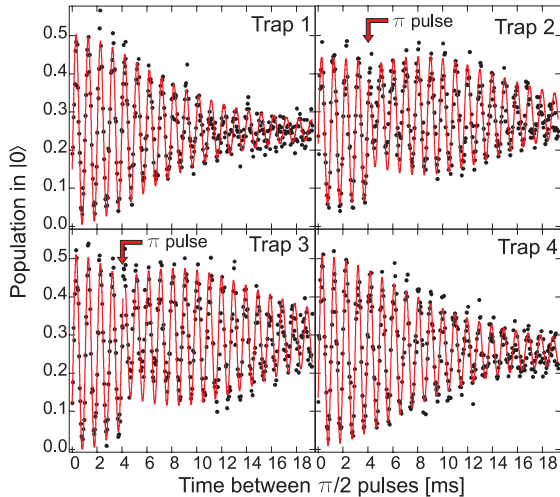


FIG. 4. (Color online) Site-selective coherent manipulation (Ramsey and spin-echo method) in a 2D array of dipole traps. The oscillations in four neighboring traps are shown. During the coherent evolution, an additional π pulse is applied to Traps 2 and 3 after 4 ms, switching the phase by π without influencing Traps 1 and 3. Rephasing of the signal in Traps 2 and 3 due to a spin-echo is clearly visible. Each data point is averaged five times.

array to define the underlying structure in the focal plane, the stability and diffraction-limited performance of the focal structure are not compromised by the added flexibility through the SLM.

In addition to creating flexible trap geometries, we also perform coherent manipulation of 2D sets of atomic quantum systems in parallel as well as site-selectively in a reconfigurable fashion. This capability is essential for scalable approaches toward QIP. In our work, qubit states are represented by hyperfine substates of the $5S_{1/2}$ ground state of ^{85}Rb . To be insensitive to fluctuations of magnetic fields to first order, we use the two clock states ($|0\rangle = |F=2, m_F=0\rangle$, $|1\rangle = |F=3, m_F=0\rangle$) and coherently couple them using the light of two phase-locked diode lasers. The two lasers are about 20 GHz red-detuned with respect to the D2 line at 780 nm. The pulse length of both beams is controlled by an acousto-optical switch. A typical duration of an applied π -pulse is 200 μs . State-selective detection is performed by removing the atoms in $|F=3\rangle$ by a laser pulse which is resonant to the $|F=3\rangle \rightarrow |F'=4\rangle$ transition and subsequently detecting the remaining $|F=2\rangle$ atoms. For site selectivity, we send the coupling laser beams onto the atoms by illuminating a second microlens array through an SLM. Both arrays have identical specifications. Their focal planes are transferred into the vacuum cell after superimposing them with a dichroic mirror. For inscribing freely configurable phase shifts into each trap, we can adjust the control beam intensity through each SLM pixel separately using the 256 steps in transmission.

In the experiments on coherent manipulation (Figs. 2–4) the Gaussian-shaped laser beam illuminating the microlens array used for trapping has a power of (137 ± 2) mW and a $1/e^2$ radius of (700 ± 4) μm . This yields a power of (1.23 ± 0.04) mW and a trap depth of $k_B \times (60 \pm 2)$ μK in the central trap. In Fig. 2 we show a 3×3 section of simultaneous Ramsey experiments [13] with the coherent coupling light field configured in a checkerboard pattern [see Fig. 1(c)]. We observe Ramsey oscillations only in the addressed traps without detecting any measurable oscillations in the ones not addressed, although there are atoms in all traps (see inset of Fig. 2). The Ramsey oscillations show the well-known reduction of contrast with time due to inhomogeneous dephasing [22]. We do not observe any measurable cross talk between neighboring sites. Based on the measured intensity contrast of the SLM (1:270), we infer that a light field giving a π rotation in the addressed traps leads to a $4.2 \times 10^{-3} \times \pi$ rotation in the not addressed traps. The site-selective addressability also allows for the preparation of complex 2D spin configurations. Such systems are of extreme interest for studying complex quantum states and their interactions, such as antiferromagnetic ordering [23] or multipartite entanglement with atom-light interfaces [24]. Here, we use the SLM to prepare a 2D configuration of periodically changing antiparallel spins by applying a π phase shift in the pattern of Fig. 1(c) to atoms initially in state $|1\rangle$ at all sites. To demonstrate the coherent site-selective reversal of spins, a Ramsey experiment is performed in all traps simultaneously after the site-selective spin-flip operation. In Fig. 3, a sequence of three fluorescence images showing atoms in state $|0\rangle$ after different free evolution times is presented for nine traps (inset) and Ramsey oscillations in two neighboring traps (specified by arrows) are given in detail.

All traps show Ramsey oscillations, but due to their different starting spin states, we observe the expected phase difference of π in the Ramsey oscillations between the addressed and the not addressed sites.

Finally, we prove the ability to coherently manipulate quantum superposition states in a site-selective fashion by performing interleaved Ramsey and spin-echo experiments in a checkerboard configuration. The spin-echo method is an extension of the Ramsey method with an additional π pulse between the $\pi/2$ pulses. In Fig. 4 we use global coupling laser beams for applying the two $\pi/2$ pulses to all atom samples in a 2D register simultaneously. The additional π pulse, addressing every other site, is applied after $T_\pi = 4$ ms via an independent pair of coupling laser beams controlled by the SLM. As expected, we observe a π phase shift and the change from a Ramsey to a spin-echo signal with its typical rephasing behavior at 8 ms at the addressed sites. Since the decay of the Ramsey signal with increasing free evolution time gives information on dephasing whereas the decay of the spin-echo signal with increasing T_π gives information on decoherence, we have implemented a method to gain information on both of these important properties simultaneously.

In conclusion, we have presented a versatile, scalable, and reconfigurable architecture for neutral atom trapping and quantum state manipulation. It is based on site-selectively addressable registers of focused laser beams which are created by combining arrays of microlenses with 2D spatial light modulators. In this fashion, we add the flexibility of the SLM to the stability and the diffraction-limited performance of the microlens array. We have implemented atom trapping in reconfigurable 2D trap patterns and the simultaneous as well as site-selective coherent qubit manipulation. Combined with our abilities of reducing the separation of sites down to the single-micron level, of single-atom detection [16], and of coherent quantum state transport [13], this approach lends itself to the further development of successful architectures for quantum information processing, quantum simulation, and investigation of quantum degenerate gases.

This work was supported financially in part by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG), by the Deutscher Akademischer Austausch Dienst (DAAD), by the European Commission (Integrated Project SCALA), and by IARPA and NIST (Award 60NANB5D120).

-
- [1] D. Schrader *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 150501 (2004).
 - [2] I. Bloch, *Nat. Phys.* **1**, 23 (2005).
 - [3] M. Anderlini *et al.*, *Nature (London)* **448**, 452 (2007).
 - [4] R. Dumke *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 097903 (2002).
 - [5] S. Bergamini *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1889 (2004).
 - [6] D. D. Yavuz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 063001 (2006).
 - [7] K. D. Nelson, X. Li, and D. S. Weiss, *Nat. Phys.* **3**, 556 (2007).
 - [8] T. Gericke, P. Wurtz, D. Reitz, T. Langen, and H. Ott, *Nat. Phys.* **4**, 949 (2008).
 - [9] M. Karski *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 053001 (2009).
 - [10] W. S. Bakr, J. I. Gillen, A. Peng, S. Fölling, and M. Greiner, *Nature (London)* **462**, 74 (2009).
 - [11] G. Birkel, F. B. J. Buchkremer, R. Dumke, and W. Ertmer, *Opt. Commun.* **191**, 67 (2001).
 - [12] V. Boyer *et al.*, *Phys. Rev. A* **73**, 031402 (2006).
 - [13] A. Lengwenus, J. Kruse, and G. Birkel, e-print arXiv:0901.1496v2.
 - [14] M. Nielsen and I. Chuang, *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000).
 - [15] F. B. J. Buchkremer *et al.*, *Laser Phys.* **12**, 736 (2002); G. Birkel and J. Fortágh, *Laser Photon. Rev.* **1**, 12 (2007); A. Lengwenus, J. Kruse, M. Volk, W. Ertmer, and G. Birkel, *Appl. Phys. B* **86**, 377 (2007).
 - [16] M. Schlosser *et al.* (unpublished); J. Kruse, Ph.D. thesis, Technische Universität Darmstadt, Darmstadt, Germany, 2010.
 - [17] T. Wilk *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010502 (2010).
 - [18] L. Isenhower *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010503 (2010).
 - [19] A. Micheli, G. K. Brennen, and P. Zoller, *Nat. Phys.* **2**, 341 (2006).
 - [20] L. Amico, A. Osterloh, and F. Cataliotti, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 063201 (2005).
 - [21] B. Olmos, R. González-Férez, and I. Lesanovsky, *Phys. Rev. A* **79**, 043419 (2009).
 - [22] S. Kuhr *et al.*, *Phys. Rev. A* **72**, 023406 (2005).
 - [23] W. Hofstetter, J. I. Cirac, P. Zoller, E. Demler, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 220407 (2002).
 - [24] J. Stasińska, C. Rodo, S. Paganelli, G. Birkel, and A. Sanpera, *Phys. Rev. A* **80**, 062304 (2009).

Observation of magic-wavelength behavior and reduction of dephasing and decoherence for alkali atoms in dipole trap arrays

J. Kruse, M. Schlosser, and G. Birkel*

*Institut für Angewandte Physik,
Technische Universität Darmstadt
Schlossgartenstr. 7, 64289 Darmstadt*

Preliminary version

(Dated: January 26, 2010)

In this letter we present an experimental scheme to compensate for the differential Stark shift induced by optical dipole traps. The compensation results in a strong suppression of dephasing effects and leads to an increase of the observable coherence time. The evoked suppression of dephasing is demonstrated by analyzing the hyperfine state phase evolution of atomic ensembles of ^{85}Rb trapped in a two-dimensional array of dipole traps. As a result the spectral resolution of the clock transition frequency can be improved at least by a factor of 70. This magic-wavelength behavior is achieved by the addition of a second, near resonant light field to the trapping field. The experimental method presented here is expandable to all alkali atoms trapped in various dipole trap configurations of arbitrary wavelength.

In recent years there has been an enormous progress in the field of quantum engineering with ultracold neutral atoms trapped and manipulated by optical means. Applications in quantum metrology and quantum information science, such as all-optical atomic clocks or quantum information processing, benefit from the extraordinary extend of control provided by light fields with respect to the internal and external degrees of freedom of neutral atoms. One main requirement to most of these experiments is the capability to precisely manipulate the electronic states of a atomic system which features long coherence times as well [1]. Unfortunately, in most quantum systems the impact of the optical potentials onto the atoms is not negligible and perturbs a coherent evolution of quantum phases [2–5]. Several approaches to separate internal and external dynamics have been made. Specially the realization of trapped atoms in potentials of a so called "magic wavelength" represents a break through in high precision spectroscopy like optical clocks [6]. A magic wavelength appears in some elements whose complex electronic structure results in the cancellation of differential effects for certain wavelengths, thus yielding a vanishing perturbation of the atomic phase evolution. Nevertheless the alkali atoms still play a crucial role in quantum optics, representing a well determined bosonic test bed. As shown in [7] there are no nondisturbing optical potentials generated by simple magic wavelength for these elements. One option to minimize the spatial dependence of the light field is for example the trapping of an atomic ensemble in a far blue detuned dipole trap, where the atoms spend most of their time in a nondisturbed space [8]. Other possibilities are to use a vector potential of partly circular polarized light to compensate for differential light shifts or to suppress dephasing mechanisms by a sequence of microwave pulses [9].

Here we present the experimental realization of a simple scheme of compensating the differential light shift in-

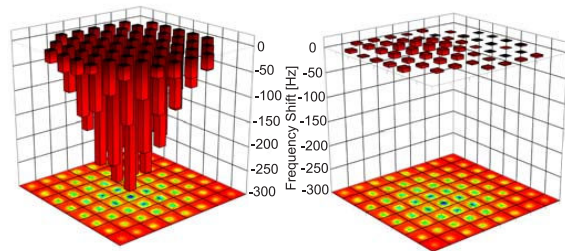


FIG. 1: (Left) Measured differential light shift of the atomic hyperfine splitting of ^{85}Rb in a two-dimensional dipole trap array. (Right) Residual frequency spread with identical trapping parameters, with a weak additional laser field compensating for the differential light shift.

duced by dipole traps. We perform Ramsey spectroscopy on ^{85}Rb trapped in an array of dipole potentials to determine the coherence time. We show that by using a second, near resonant light field to compensate the differential light shift we can strongly suppress atomic dephasing [8]. Due to this we increase the coherence time which is one of the most important key elements in quantum metrology and quantum information systems.

The interaction of a laser field with frequency ω_L and intensity I and an atom with internal states $|g_i\rangle$ and $|e_j\rangle$ can be described by the dipole force. The ground state ac-stark shift a multi-level atom experiences is given by

$$\Delta E_i(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2 \gamma}{2\omega^3} I(\mathbf{r}) \sum \frac{c_{ij}}{\delta_{ij}}. \quad (1)$$

Here γ is the natural linewidth and ω is the atomic transition frequency. The summation takes into account the contributions for the different coupled excited levels $|e_j\rangle$, each with its respective transitions coefficient c_{ij} and

detuning $\delta_{ij} = \omega_L - \omega_{ij}$. Depending on the sign of δ the dipole potential is repulsive (δ positive) or attractive (δ negative). Most atoms like the alkali elements have more than one long living ground state due to their nuclear spin. These hyperfine states, defined as $|0\rangle$ and $|1\rangle$, with their zeeman sublevels are very well determined and represent the work horse used in several application in metrology like frequency standards in atomic clocks or as qubit basis in quantum computing. One major problem of the widely used alkali elements is the nonnegligible impact of the dipole trap on the hyperfine splitting of the ground state. Although the dipole matrix elements for the two ground states are equal for linear polarized light, the difference in detuning caused by their frequency splitting ω_{HFS} yields a differential light shift

$$\hbar\delta_{\text{diff}}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2 \gamma}{2\omega^3} \left(\sum \frac{c_{0j}}{\delta_{0j}} - \sum \frac{c_{1j}}{\delta_{1j}} \right) \cdot I_{\text{trap}}(\mathbf{r}) . \quad (2)$$

This light shift $\delta_{\text{diff}}(\mathbf{r})$ leads to an intensity dependent shift of the hyperfine splitting. A variation in the trap depth modifies the observed frequency shift. Regarding the energy distribution of a thermal atomic ensemble in a dipole trap, described by the three-dimensional Boltzmann distribution with probability density

$$p(E) = \frac{E^2}{2(k_B T)^3} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) , \quad (3)$$

the differential light shift also results in a broadening of the averaged atomic transition. The probability density $p(E)$ can be rewritten as $p(\delta_{\text{diff}})$ converting the energy distribution into a frequency spread. This frequency broadening induces a dephasing of the atomic evolution and limits the spectroscopic resolution. In comparison the differential light shift causes two major problems. First the effective resonance frequency of the clock transition varies from trap to trap depending on the dipole trap depth. Secondary the measurement time and thus the frequency resolution is limited by dephasing mechanisms due to the differential light shift.

To compensate for the differential light shift induced by the dipole potential a second light field is introduced. The compensation field is detuned in between the two hyperfine ground states with $\Delta_c \approx -\omega_{\text{HFS}}/2$ compared to the state $|0\rangle$ and $\Delta_c \approx +\omega_{\text{HFS}}/2$ to the state $|1\rangle$ yielding in a differential shift of

$$\hbar\delta_c(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2 \gamma}{2\omega^3} \left(\sum \frac{2c_{0j}}{\omega_{\text{HFS},j}} + \sum \frac{2c_{1j}}{\omega_{\text{HFS},j}} \right) I_c(\mathbf{r}) . \quad (4)$$

The index j in the detuning accounts for slight modification caused by the hyperfine structure of the excited state. Due to the different sign of the detuning the additional laser field increases the effective hyperfine splitting. This behavior is contrary to the compression of the atomic resonance by a far red or blue detuned dipole

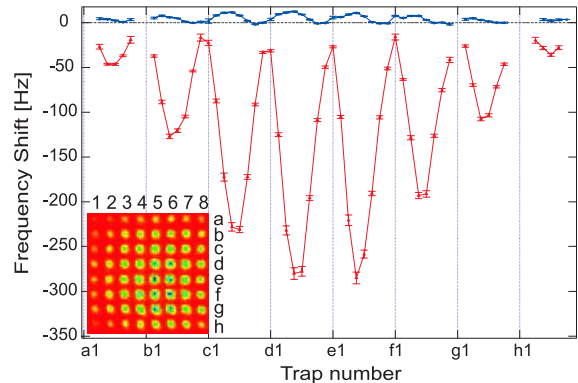


FIG. 2: Triangles: Analysis of Ramsey oscillation to extract the differential light shift in each single dipole trap that is induced by the overall trapping laser. Circles: Compensation of the differential light shift by spatial overlapping an additional laser field frequency stabilized at the D1-line in between the two ground state hyperfine levels.

trap. By simply adding both light fields one can compensate for the differential light shift. For this compensation only a balancing of the differential effect is necessary, which is orders of magnitude smaller than the ac stark shift [10]. As a result the modification of the absolute trap depth is negligible. Nevertheless the ac stark shift of both hyperfine states becomes equal. To cancel the inhomogeneous broadening for all traps simultaneously the two light fields have to be mode matched

$$\delta_{\text{diff}}(\mathbf{r}) + \delta_c(\mathbf{r}) \stackrel{!}{=} 0 \quad \rightarrow \quad I_c(\mathbf{r}) = \eta \times I_{\text{trap}}(\mathbf{r}) \quad (5)$$

where the ratio η approximately scales with $\eta \approx (\omega_{\text{HFS}}/(2\delta))^2$ [11, 12]. Although the detuning Δ_c is in the range of the ground state hyperfine splitting the scattering rate of both laser fields is in the same order of magnitude, due to the very small amount of required compensation power. We point out, that the ratio of the scattering rates $\eta_{sc} \approx 1$ for optimal compensation is always valid and does not depend on the detuning of the dipole laser or the alkali element.

In the experiment described here we work with ultracold ^{85}Rb atoms trapped in an array of well separated dipole traps. Our system represents a scalable architecture for a quantum register using the two hyperfine levels of ^{85}Rb $|F=2, m_F=0\rangle = |0\rangle$ and $|F=3, m_F=0\rangle = |1\rangle$ as the qubit states and considering a single atom in each trap as a qubit. We perform single qubit rotations by coupling the two clock states with a two photon Raman transition.

The dipole trap array is produced by shining a gaussian laser beam onto an array of microlenses. By imaging the foci of the focal plane into our vacuum chamber we superimpose the dipole trap array with the cold atomic cloud of ^{85}Rb cooled in a MOT. In the experiments presented

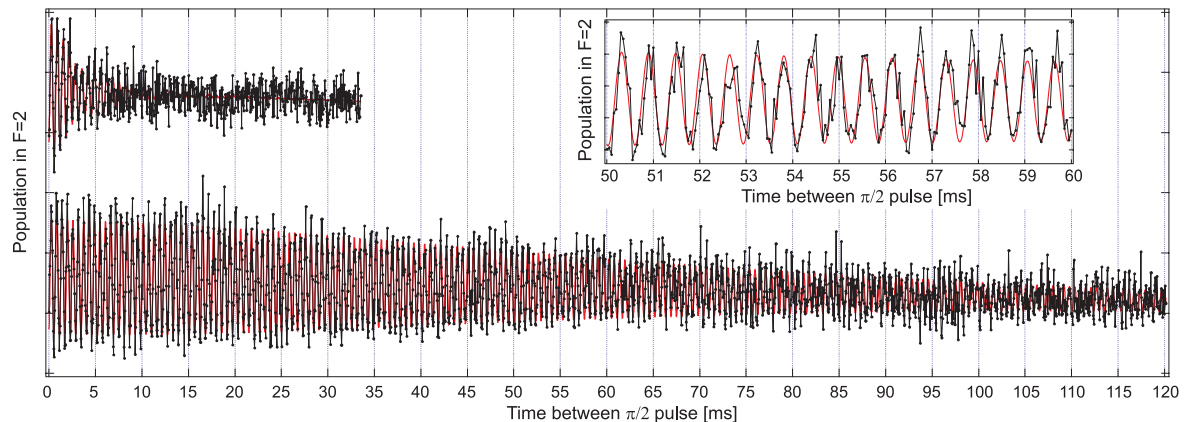


FIG. 3: Ramsey oscillations of a thermal atomic ensemble in a single center trap of the dipole trap array. (top) Decay of the Ramsey amplitude due to the differential light shift induced by the dipole trap. (bottom) Ramsey oscillations with an spatial overlapped additional light field compensating for the differential light shift and suppressing dephasing.

here we load several tens to hundreds of atoms in each of the traps during a sequence of optical molasses. All traps have a waist of $w_{\text{trap}} = 3.7 \pm 0.1 \mu\text{m}$ ($1/e^2$ -radius) and they are symmetric displaced by $55 \mu\text{m}$. As a dipole trap laser we use a Titanium Sapphire laser (TiSa) at a wavelength of $\lambda_{\text{TiSa}} = 810.1 \text{ nm}$. The laser is intensity stabilized at a power of $P_{\text{TiSa}} = 41 \pm 1 \text{ mW}$ with a waist of $w_0 = 500 \pm 3 \mu\text{m}$ at the position of the microlens array. This results in a power of $P_{\text{ct}} = 0.72 \text{ mW}$ in the center trap leading to a trap depth of $U_{\text{ct}} = k_B \cdot 40 \mu\text{K}$. The trapping frequencies are $\Omega_r = 2\pi \cdot 5.5 \text{ kHz}$ in radial direction and $\Omega_a = 2\pi \cdot 270 \text{ Hz}$ in axial direction. We have the ability to easily resolve single traps with a CCD-camera by fluorescence imaging and we showed elsewhere that we can address single traps with a tight focused laser beam [13] or a spatial light modulator [14]. Precision coherent spectroscopy by performing the well known Ramsey spectroscopy and its extension the spin echo technique determines the clock transition frequency and the coherence time of the system [15, 16]. The coupling of the two hyperfine states is realized by a pair of phase locked lasers with detuning δ_{RL} , the Raman lasers. From the measured oscillation frequency of the Ramsey signal we determine a shift of the effective atomic resonance of trapped atoms compared to the unperturbed hyperfine splitting ω_{HFS} [17] $\delta_{\text{shift}} = \omega_{\text{HFS}} - \delta_{\text{RL}}$. One contribution to the observed shift is the second order magnetic field offset $\delta_z = 264 \pm 6 \text{ Hz}$ of the two clock states, that occurs due to the applied magnetic guiding field of $B = 45, 2 \pm 0.5 \mu\text{T}$. The second main contribution of the frequency shift is the differential light shift induced by the dipole trap. By using Ramsey spectroscopy the differential light shift of all traps can be measured in parallel. In Fig. 2 (triangles) the measured transition frequency of 51 separated atomic ensembles trapped in the

dipole trap array is presented. The transition frequencies are shown in comparison to the unperturbed resonance ω_{HFS} , corrected by the magnetic shift δ_z . The observed differential light shift is maximum for deep traps in the center of the dipole trap array. It decreases for shallower traps produced by micro lenses addressed by the tail of the Gaussian dipole beam. The intensity distribution of the TiSa at the micro lens array results in a clock transition frequency spread of 292 Hz comparing all trapped atomic ensembles.

For the compensation of the differential light shift a coupling to the D1- or D2-line of the additional light field are feasible to realize the proposed scheme. However, to minimize variations in the spatial overlap due to chromatic aberrations we choose the D1-line. To implement the scheme we use a second TiSa laser, frequency stabilized at $\lambda_c = 794.978 \text{ nm}$ using offset lock techniques, thus centered in between the ground state hyperfine levels. Both laser fields are spatially mode matched by sending them through one polarization maintaining single mode optical fiber. We verified the suppression of the differential light shift and its effects on the coherent evolution by performing a Ramsey experiment. We optimized the laser power P_c required for optimal compensation by experimentally minimizing the frequency spread between different dipole traps. In Fig.2 (circles) the light shift of 51 analyzed atomic ensembles in the dipole trap array with the additional compensation field is presented. Compared to the shown differential light shift induced by the single dipole beam, the frequency spread in the compensated traps decreases by a factor of 10 with an average value close to the non shifted resonance. We stress the point that both experiments have been carried out under identical parameters, except the application of the compensation laser with a measured power of

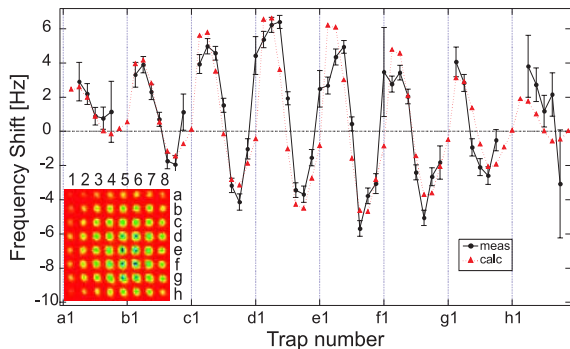


FIG. 4: Residual frequency spread in an 8×8 dipole trap array with an optimal compensation of the differential lightshift (circles). Simulated frequency spread assuming a displacement of the two laser fields of $8 \mu\text{m}$ in front of the microlens array.

$P_c = 4.3 \pm 0.2 \text{ nW}$ in front of the microlens array. The spatial overlap of the dipole laser with the compensation field not only equalizes the observed hyperfine splitting between different dipole traps, it also effects the dephasing of each single atomic ensemble. In Fig. 3 the Ramsey oscillations of a single trap without (top) and with (bottom) the compensation laser are shown. In the latter case the decay of the Ramsey amplitude is strongly suppressed and the inhomogeneous dephasing time T_2^* [18] increases by a factor of 18. After a measurement time of 120 ms there is still some fringe contrast observable.

As seen in Fig.2 the differential light shift is slightly over-compensated and a contrary frequency shift is observable. To analyze the limitation of the compensation of the differential light shift Fig. 4 shows the residual frequency spread after optimizing the compensation power to $P_c = 4.2 \pm 0.2 \text{ nW}$. This results in a ratio between both laser fields of $\eta_{\text{meas}} \approx 1.02 \pm 0.6 \times 10^{-7}$.

The residual structure remaining in the compensated frequency spread arises due to a slight displacement between the two laser fields of 810 nm and 795 nm at the position of the microlens array. By simulating a misalignment between both beams of $8 \mu\text{m}$ the residual frequency structure is fitted quite well. The displacement of the two beams can be explained by a slight decentered ($200 \mu\text{m}$) collimation lens behind the optical fiber. By considering the difference between the two curves the resulting residual frequency spread decreases to $\sigma = 1.7 \text{ Hz}$ between all analyzed dipole traps.

To determine the coherence time of our system we expand the Ramsey measurement to an echo experiment. Due to this technique any symmetric dephasing caused by static inhomogeneities like the differential light shift is reversed by the inverting mirror π pulse. Therefore a spin echo experiment can be used to determine the coherence time limited by irreversible dephasing. In our setup this

type of dephasing is mainly caused by heating, leading to a change in the vibrational state of the atoms in the trap during the measurement time t . Due to the differential light shift this energy change results in a non reversible broadening of the atomic resonance. The decay of the spin-echo amplitude can be described by the irreversible dephasing time T_2' , defined as the $1/e$ decay time [18]. In the uncorrected dipole trap array the T_2' -time evaluates to 60 ms. The dephasing time is caused by heating processes in the traps. On the basis of a life time of $t_l = 1.2 \pm 0.1 \text{ s}$ the calculated heating rate leads to an theoretical dephasing time of $T_2' = 50 \pm 10 \text{ ms}$. The application of the compensation laser results in a vanishing sensitivity to dephasing mechanisms caused by changes in the vibrational state, verified by the extended T_2' -time of 87 ms. Our technique of realizing dipole traps without differential effects by simple means yields an 45%-increase of the coherence time. In the case of an improved compensation with optical components optimized for the two different wavelength an extension of the coherence time up to the limit of spontaneous scattering processes should be possible.

In this article we presented a simple scheme of compensating the differential light shift utilizing a second light field detuned in between the two ground state hyperfine levels. Due to the compensation we equalized the transition frequency in an array of dipole traps varying in depth. Because of the spatial overlap between both light fields dephasing mechanism induced by spatial inhomogeneities of the dipole potential are strongly reduced and an increase of the coherence time of 45% is observed. The presented compensation of differential effects is limited by chromatic aberration, which can be reduced by optimized optical components. The demonstrated simple scheme is expandable to all alkali atoms and beyond and induces the same amount of spontaneous scattering as the dipole beam, independent of the actual detuning of the trap.

* Gerhard.Birk1@Physik.TU-Darmstadt.de

- [1] J. Ye, H. J. Kimble, and H. Katori, *Science* **320**, 1734 (2008), <http://www.sciencemag.org/cgi/reprint/320/5884/1734.pdf>, URL <http://www.sciencemag.org/cgi/content/abstract/320/5884/1734>.
- [2] J. Beugnon, C. Tuchendler, H. Marion, A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, Y. R. P. Sortais, A. M. Lance, M. P. A. Jones, G. Messin, A. Browaeys, et al., *Nature Physics* **3**, 696 (2007), arXiv:0705.0312.
- [3] D. Schrader, I. Dotsenko, M. Khudaverdyan, Y. Miroshnychenko, A. Rauschenbeutel, and D. Meschede, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 150501 (2004).
- [4] N. Lundblad, I. B. Obrecht, J. M. and Spielman, and J. V. Porto, *Nat Phys* **5**, 575 (2009).
- [5] D. D. Yavuz, P. B. Kulatunga, E. Urban, T. A.

-
- Johnson, N. Proite, T. Henage, T. G. Walker, and M. Saffman, *Physical Review Letters* **96**, 063001 (pages 4) (2006), URL <http://link.aps.org/abstract/PRL/v96/e063001>.
- [6] M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi, and H. Katori, *Nature* **435**, 321 (2005).
- [7] K. Beloy, A. Derevianko, V. A. Dzuba, and V. V. Flambaum, *Physical Review Letters* **102**, 120801 (pages 4) (2009), URL <http://link.aps.org/abstract/PRL/v102/e120801>.
- [8] N. Davidson, H. Jin Lee, C. S. Adams, M. Kasevich, and S. Chu, *Physical Review Letters* **74**, 1311 (1995).
- [9] M. F. Andersen, A. Kaplan, T. Grünzweig, and N. Davidson, *Phys. Rev. A* **70**, 013405 (2004).
- [10] With the dipole laser at 810 nm the ratio of the differential δ_0 compared to the absolute light shift Δ is $\delta_0/\Delta \approx 3.42 \times 10^{-4}$.
- [11] A. Kaplan, M. Fredslund Andersen, and N. Davidson, *Phys. Rev. A* **66**, 045401 (2002).
- [12] For the parameter given in the text the ratio yields $\eta = 8.8 \times 10^{-8}$.
- [13] R. Dumke, M. Volk, T. Mütter, F. B. Buchkremer, G. Birkl, and W. Ertmer, *Physical Review Letters* **89**, 097903 (2002), arXiv:quant-ph/0110140.
- [14] J. Kruse, C. Gierl, M. Schlosser, and G. Birkl, *Reconfigurable, site-selective manipulation of atomic quantum systems in two-dimensional arrays of dipole traps* (2010), URL <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:1001.3430>.
- [15] N. Ramsey, *Molecular Beams* (Oxford University Press, London, 1956).
- [16] E. L. Hahn, *Physical Review* **80**, 580 (1950).
- [17] Daniel A. Steck, *Rubidium 85 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata> (revision 0.1.1, 2 May 2008).
- [18] A. Lengwenus, J. Kruse, M. Volk, W. Ertmer, and G. Birkl, *Applied Physics B: Lasers and Optics* **86**, 377 (2007), arXiv:quant-ph/0702085.

Literaturverzeichnis

- [1] Brief an Max Born, datiert auf den 4. Dezember 1926.
- [2] M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw und A. Zeilinger, *Wave-particle duality of C_{60} molecules*, Nature **401**, 680–682 (1999).
- [3] Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle, Carl E. Wieman, *The Nobel Prize in Physics 2005 “for the achievement of Bose-Einstein condensation in dilute gases of alkali atoms, and for early fundamental studies of the properties of the condensates“*, Les Prix Nobel. The Nobel Prizes 2001 (2002).
- [4] C. A. Sackett *et al.*, *Experimental entanglement of four particles*, Nature **404**, 256–259 (2000).
- [5] D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter und A. Zeilinger, *Experimental quantum teleportation*, Nature **390**, 575 (1997).
- [6] R. Feynman, *Simulating Physics with Computers*, International Journal of Theoretical Physics **21**, 467–488 (1982).
- [7] D. Deutsch, *Quantum-Theory, the Church-Turing Principle and the Universal Quantum Computer*, Proc. R. Soc. Lond. A **400**, 97 (1985).
- [8] L. K. Grover, *Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack*, Phys. Rev. Lett. **79**, 325–328 (1997).
- [9] Peter W. Shor, *Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer*, SIAM J.Sci.Statist.Comput. **26**, 1484–1509 (1997).
- [10] D. P. Divincenzo, *The Physical Implementation of Quantum Computation*, Fortschritte der Physik **48**, 771–783 (2000).
- [11] M. Nielsen und C. Isaac, *Quantum Computation and Quantum Information*, 9 ed. (Cambridge University Press, 2000).
- [12] *The Physics of Quantum Information*, D. Bouwmeester, A. Eckert und A. Zeilinger, eds., (Springer Verlag, 2001).
- [13] I. L. Chuang, L. M. K. Vandersypen, X. Zhou, D. W. Leung und S. Lloyd, *Experimental realization of a quantum algorithm*, Nature **393**, 143–146 (1998).
- [14] B. E. Kane, *A silicon-based nuclear spin quantum computer*, Nature **393**, 133–137 (1998).
- [15] S. Foletti, H. Bluhm, D. Mahalu, V. Umansky und A. Yacoby, *Universal quantum control of two-electron spin quantum bits using dynamic nuclear polarization*, Nat Phys **5**, 903–908 (2009).
- [16] Y. Makhlin, G. Schön und A. Shnirman, *Quantum-state engineering with Josephson-junction devices*, Rev. Mod. Phys. **73**, 357–400 (2001).
- [17] Q. A. Turchette, C. S. Wood, B. E. King, C. J. Myatt, D. Leibfried, W. M. Itano, C. Monroe und D. J. Wineland, *Deterministic Entanglement of Two Trapped Ions*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3631–3634 (1998).

-
- [18] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano und D. J. Wineland, *Demonstration of a Fundamental Quantum Logic Gate*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4714–4717 (1995).
- [19] S. Gulde, M. Riebe, G. P. T. Lancaster, C. Becher, J. Eschner, H. Haffner, F. Schmidt-Kaler, I. L. Chuang und R. Blatt, *Implementation of the Deutsch-Jozsa algorithm on an ion-trap quantum computer*, Nature **421**, 48–50 (2003).
- [20] P. Bohi, M. F. Riedel, J. Hoffrogge, J. Reichel, T. W. Hänsch und P. Treutlein, *Coherent manipulation of Bose-Einstein condensates with state-dependent microwave potentials on an atom chip*, Nat Phys **5**, 592–597 (2009).
- [21] S. Whitlock, R. Gerritsma, T. Fernholz und R. J. C. Spreeuw, *Two-dimensional array of microtraps with atomic shift register on a chip*, New Journal of Physics **11**, 023021 (13pp) (2009).
- [22] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch und I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415**, 39–44 (2002).
- [23] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T. W. Hänsch und I. Bloch, *Coherent Transport of Neutral Atoms in Spin-Dependent Optical Lattice Potentials*, Physical Review Letters **91**, 010407–+ (2003).
- [24] M. Anderlini, P. J. Lee, B. L. Brown, J. Sebby-Strabley, W. D. Phillips und J. V. Porto, *Controlled exchange interaction between pairs of neutral atoms in an optical lattice*, Nature **448**, 452–456 (2007).
- [25] S. Bergamini, B. Darquié, M. Jones, L. Jacubowicz, A. Browaeys und P. Grangier, *Holographic generation of microtrap arrays for single atoms by use of a programmable phase modulator*, Journal of the Optical Society of America B Optical Physics **21**, 1889–1894 (2004).
- [26] R. Dumke, M. Volk, T. Mütter, F. B. Buchkremer, G. Birkl und W. Ertmer, *Micro-optical Realization of Arrays of Selectively Addressable Dipole Traps: A Scalable Configuration for Quantum Computation with Atomic Qubits*, Physical Review Letters **89**, 097903–+ (2002).
- [27] N. Schlosser, G. Reymond und P. Grangier, *Collisional Blockade in Microscopic Optical Dipole Traps*, Phys. Rev. Lett. **89**, 023005 (2002).
- [28] D. D. Yavuz, P. B. Kulatunga, E. Urban, T. A. Johnson, N. Proite, T. Henage, T. G. Walker und M. Saffman, *Fast Ground State Manipulation of Neutral Atoms in Microscopic Optical Traps*, Physical Review Letters **96**, 063001 (2006).
- [29] T. Wilk, A. Gaëtan, C. Evellin, J. Wolters, Y. Miroshnychenko, P. Grangier und A. Browaeys, *Entanglement of Two Individual Neutral Atoms Using Rydberg Blockade*, Phys. Rev. Lett. **104**, 010502 (2010).
- [30] L. Isenhower, E. Urban, X. L. Zhang, A. T. Gill, T. Henage, T. A. Johnson, T. G. Walker und M. Saffman, *Demonstration of a Neutral Atom Controlled-NOT Quantum Gate*, Phys. Rev. Lett. **104**, 010503 (2010).
- [31] A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, T. Wilk, A. Chotia, M. Viteau, D. Comparat, P. Pillet, A. Browaeys und P. Grangier, *Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime*, Nat Phys **5**, 115–118 (2009).
- [32] E. Urban, T. A. Johnson, T. Henage, L. Isenhower, D. D. Yavuz, T. G. Walker und M. Saffman, *Observation of Rydberg blockade between two atoms*, Nat Phys **5**, 110–114 (2009).
- [33] G. Birkl, F.B.J. Buchkremer, R. Dumke, W. Ertmer, *Atom optics with microfabricated optical elements*, Optics Communications **191**, 67–81 (2001).

-
- [34] R. Dumke, T. Mütter, M. Volk, W. Ertmer und G. Birkl, *Interferometer-Type Structures for Guided Atoms*, Physical Review Letters **89**, 220402–+ (2002).
- [35] A. Lengwenus, J. Kruse und G. Birkl, *Coherent Transport of Atomic Quantum States in a Scalable Shift Register*, (2009), <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:0901.1496>.
- [36] D. Hayes, P. S. Julienne und I. H. Deutsch, *Quantum Logic via the Exchange Blockade in Ultracold Collisions*, Physical Review Letters **98**, 070501 (2007).
- [37] D. Jaksch, H.-J. Briegel, J. I. Cirac, C. W. Gardiner und P. Zoller, *Entanglement of Atoms via Cold Controlled Collisions*, Physical Review Letters **82**, 1975–1978 (1999).
- [38] T. Calarco, E. A. Hinds, D. Jaksch, J. Schmiedmayer, J. I. Cirac und P. Zoller, *Quantum gates with neutral atoms: Controlling collisional interactions in time-dependent traps*, Phys. Rev. A **61**, 022304 (2000).
- [39] D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Côté und M. D. Lukin, *Fast Quantum Gates for Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2208–2211 (2000).
- [40] N. R. Claussen, S. J. J. M. F. Kokkelmans, S. T. Thompson, E. A. Donley, E. Hodby und C. E. Wieman, *Very-high-precision bound-state spectroscopy near a 85Rb Feshbach resonance*, Phys. Rev. A **67**, 060701 (2003).
- [41] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T. W. Hänsch und I. Bloch, *Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms*, Nature **425**, 937–940 (2003).
- [42] R. Dumke, *Atomoptik und Quanteninformationsverarbeitung mit mikrostrukturierten optischen Elementen*, Dissertation, Universität Hannover, Institut für Quantenoptik, 2003.
- [43] N. Lundblad, J. M. Obrecht, I. B. Spielman und J. V. Porto, *Field-sensitive addressing and control of field-insensitive neutral-atom qubits*, Nat Phys **5**, 575–580 (2009).
- [44] K. Eckert, J. Mompart, X. X. Yi, J. Schliemann, D. Bruß, G. Birkl und M. Lewenstein, *Quantum computing in optical microtraps based on the motional states of neutral atoms*, Phys. Rev. A **66**, 042317 (2002).
- [45] J. Mompart, K. Eckert, W. Ertmer, G. Birkl und M. Lewenstein, *Quantum Computing with Spatially Delocalized Qubits*, Phys. Rev. Lett. **90**, 147901 (2003).
- [46] M. Saffman, T. G. Walker und K. Molmer, *Quantum information with Rydberg atoms*, (2009), <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:0909.4777>.
- [47] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote, L. M. Duan, D. Jaksch, J. I. Cirac und P. Zoller, *Dipole Blockade and Quantum Information Processing in Mesoscopic Atomic Ensembles*, Phys. Rev. Lett. **87**, 037901 (2001).
- [48] S. E. Hamann, D. L. Haycock, G. Klose, P. H. Pax, I. H. Deutsch und P. S. Jessen, *Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice*, Physical Review Letters **80**, 4149–4152 (1998).
- [49] H. Perrin, A. Kuhn, I. Bouchoule und C. Salomon, *Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice*, Europhysics Letters **42**, 395–400 (1998).
- [50] V. Vuletić, C. Chin, A. J. Kerman und S. Chu, *Degenerate Raman Sideband Cooling of Trapped Cesium Atoms at Very High Atomic Densities*, Physical Review Letters **81**, 5768–5771 (1998).
- [51] V. S. Letokhov, *Narrowing of the doppler width in a standing Light wave*, Pis. Zh. Eksp. Teor. Fiz, engl. translation JTEP Lett. **7**, 272 (1968).

-
- [52] T.W. Hänsch, and A.L. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Optics Communications **13**, 68–70 (1975).
- [53] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable und A. Ashkin, *Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*, Physical Review Letters **55**, 48–51 (1985).
- [54] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard, *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*, Physical Review Letters **59**, 2631–2634 (1987).
- [55] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin und A. Cable, *Experimental observation of optically trapped atoms*, Physical Review Letters **57**, 314–317 (1986).
- [56] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light - The dipole force revisited*, Journal of the Optical Society of America B Optical Physics **2**, 1707–1720 (1985).
- [57] Daniel A. Steck, *Quantum and Atom Optics*, (2006), <http://steck.us/teaching>.
- [58] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc und G. Grynberg, *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications* (Wiley, New York, 1992).
- [59] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Molecular and Optical Physics **42**, 95 (2000).
- [60] M. Schlosser, *Kohärente Präzisionsspektroskopie an Rubidium in einem Register optischer Dipolfallen*, Master-Thesis, TU Darmstadt, 2008.
- [61] Harold J. Metcalf, Peter van der Straten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer, 1999).
- [62] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Molecular and Optical Physics **42**, 95 (2000).
- [63] Stephan Teichmann, *Characterizing Microlenses for Optical Dipole Trap Arrays*, Bachelorarbeit, TU Darmstadt, 2008.
- [64] M. Born und E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, 1965).
- [65] A. Lengwenus, *Manipulation der internen und externen Freiheitsgrade neutraler Atome in optischen Mikropotentialen*, Dissertation, TU Darmstadt, 2008.
- [66] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould und H. J. Metcalf, *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit*, Phys. Rev. Lett. **61**, 169–172 (1988).
- [67] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023–2045 (1989).
- [68] 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*, Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **73**, 013410 (2006).
- [69] X. Baillard, A. Gauguier, S. Bize, P. Lemonde, P. Laurent, A. Clairon und P. Rosenbusch, *Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers*, Optics Communications **266**, 609 – 613 (2006).
- [70] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T.W. Hänsch, *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*, Optics Communications **117**, 541 – 549 (1995).

-
- [71] Michael Fraczek, *Aufbau und Stabilisierung eines MOPA-Systems zur Laserkühlung von Rubidium*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2007.
- [72] Felix Steinebach, *Interferenzfilterstabilisierte Diodenlaser für Licht bei 780 nm*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2007.
- [73] Mussie Beian, *Aufbau und vergleichende Charakterisierung von interferenzfilterstabilisierten Diodenlasern bei 780nm*, Bachelorarbeit, TU Darmstadt, 2009.
- [74] Oliver Wille, *Aufbau eines 3D-optischen Gitters für quantenentartete Fermi-Bose-Mischungen aus ^{40}K und ^{87}Rb* , Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2005.
- [75] W. Alt, *An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms*, *Optik* **113**, 142–144 (2002).
- [76] M. S. Robbins und B. J. Hadwen, *The Noise Performance of Electron Multiplying Charge-Coupled Devices*, *IEEE Trans. Electron. Dev.* **50**, 1127 (2003).
- [77] David P. DiVincenzo, *The Physical Implementation of Quantum Computation*, *Fortschritte der Physik* **48**, 771–783 (2000).
- [78] R. G. Brewer und E. L. Hahn, *Coherent two-photon processes: Transient and steady-state cases*, *Phys. Rev. A* **11**, 1641–1649 (1975).
- [79] K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich und S. Chu, *Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions*, *Physical Review A* **45**, 342–348 (1992).
- [80] L. H. P. E. Brion und K. Mølmer, *Adiabatic elimination in a lambda system*, *Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical* **40**, 1033–1043 (2007).
- [81] F. Bloch, *Nuclear Induction*, *Physical Review* **70**, 460–474 (1946).
- [82] L. Allen und J. Eberly, *Optical resonance and two-level atoms* (Wiley, New York, 1975).
- [83] Scherer, M., *Aufbau eines Ramanlasersystems zur kohärenten Manipulation von ^{85}Rb für die Quanteninformation*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2007.
- [84] Egan, W. F., *Phase-Lock Basics* (Wiley Interscience, 1998).
- [85] G. Santarelli, A. Clairon, S. N. Lea und G. M. Tino, *Heterodyne optical phase-locking of extended-cavity semiconductor lasers at 9 GHz*, *Optics Communications* **104**, 339–344 (1994).
- [86] Benedikt Baumgarten, *Aufbau und Test eines rauscharmen Stromtreibers für Diodenlasern*, Bachelorarbeit, TU Darmstadt, 2007.
- [87] Daniel A. Steck, *Rubidium 85 D Line Data*, (2008), <http://steck.us/alkalidata>.
- [88] Theo Mayer-Kuckuk, *Atomphysik*, 5 ed. (Teubner, 1997).
- [89] Norman F. Ramsey, *Experiments with Separated Oscillatory Fields and Hydrogen Masers*, *Nobel Lectures in Physics 1981-1990* (1993).
- [90] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, I. Dotsenko, Y. Miroshnychenko, A. Rauschenbeutel und D. Meschede, *Analysis of dephasing mechanisms in a standing-wave dipole trap*, *Physical Review A* **72**, 023406–+ (2005).
- [91] H. Katori, M. Takamoto, V. G. Pal'chikov und V. D. Ovsiannikov, *Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 173005 (2003).

-
- [92] M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi und H. Katori, *An optical lattice clock*, Nature **435**, 321–324 (2005).
- [93] M. M. Boyd, T. Zelevinsky, A. D. Ludlow, S. M. Foreman, S. Blatt, T. Ido und J. Ye, *Optical Atomic Coherence at the 1-Second Time Scale*, Science **314**, 1430–1433 (2006).
- [94] K. Beloy, A. Derevianko, V. A. Dzuba und V. V. Flambaum, *Micromagic Clock: Microwave Clock Based on Atoms in an Engineered Optical Lattice*, Physical Review Letters **102**, 120801 (2009).
- [95] V. V. Flambaum, V. A. Dzuba und A. Derevianko, *Magic Frequencies for Cesium Primary-Frequency Standard*, Physical Review Letters **101**, 220801 (2008).
- [96] N. Lundblad, M. Schlosser und J. V. Porto, *Experimental observation of magic-wavelength behavior of ^{87}Rb atoms in an optical lattice*, Phys. Rev. A **81**, 031611 (2010).
- [97] N. Davidson, H. Jin Lee, C. S. Adams, M. Kasevich und S. Chu, *Long Atomic Coherence Times in an Optical Dipole Trap*, Physical Review Letters **74**, 1311–1314 (1995).
- [98] A. Kaplan, M. Fredslund Andersen und N. Davidson, *Suppression of inhomogeneous broadening in rf spectroscopy of optically trapped atoms*, Phys. Rev. A **66**, 045401 (2002).
- [99] E. L. Hahn, *Spin Echoes*, Physical Review **80**, 580–594 (1950).
- [100] M. F. Andersen, A. Kaplan und N. Davidson, *Echo Spectroscopy and Quantum Stability of Trapped Atoms*, Physical Review Letters **90**, 023001–+ (2003).
- [101] R. A. Cline, J. D. Miller, M. R. Matthews und D. J. Heinzen, *Spin relaxation of optically trapped atoms by light scattering*, Optics Letters **19**, 207–209 (1994).
- [102] P. Schauß, *Lasersysteme für die Quanteninformationsverarbeitung*, Masterproposal, TU Darmstadt, 2009.
- [103] F. Schmidt-Kaler *et al.*, *How to realize a universal quantum gate with trapped ions*, Applied Physics B: Lasers and Optics **77**, 789–796 (2003).
- [104] H. C. Nägerl, D. Leibfried, H. Rohde, G. Thalhammer, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler und R. Blatt, *Laser addressing of individual ions in a linear ion trap*, Phys. Rev. A **60**, 145–148 (1999).
- [105] M. Karski, L. Förster, J. M. Choi, W. Alt, A. Widera und D. Meschede, *Nearest-Neighbor Detection of Atoms in a 1D Optical Lattice by Fluorescence Imaging*, Physical Review Letters **102**, 053001 (2009).
- [106] Nelson, Karl D. and Li, Xiao and Weiss, David S., *Imaging single atoms in a three-dimensional array*, Nat Phys **3**, 556–560 (2007).
- [107] W. S. Bakr, J. I. Gillen, A. Peng, S. Fölling und M. Greiner, *A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice*, Nature **462**, 74–77 (2009).
- [108] D. Schrader, I. Dotsenko, M. Khudaverdyan, Y. Miroshnychenko, A. Rauschenbeutel und D. Meschede, *Neutral Atom Quantum Register*, Phys. Rev. Lett. **93**, 150501 (2004).
- [109] DLP Discovery 4100, Texas Instruments.
- [110] D. G. Grier, *A revolution in optical manipulation*, Nature **424**, 810–816 (2003).
- [111] D. McGloin, G. Spalding, H. Melville, W. Sibbett und K. Dholakia, *Applications of spatial light modulators in atom optics*, Opt. Express **11**, 158–166 (2003).

-
- [112] D. P. Rhodes, D. M. Gherardi, D. Livesey, J. and McGloin, H. Melville, T. Freearge und K. Dholakia, *Atom guiding along high order Laguerre-Gaussian light beams formed by spatial light modulators*, Journal of Modern Optics **53**, 547–556 (2006).
- [113] V. Boyer, R. M. Godun, G. Smirne, D. Cassettari, C. M. Chandrashekar, A. B. Deb, Z. J. Laczik und C. J. Foot, *Dynamic manipulation of Bose-Einstein condensates with a spatial light modulator*, Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **73**, 031402 (2006).
- [114] C. Gierl, *Kontrollierte Adressierbarkeit eines optischen Dipolfallenregistern*, Master-Thesis, TU Darmstadt, 2008.
- [115] L. Amico, A. Osterloh und F. Cataliotti, *Quantum Many Particle Systems in Ring-Shaped Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **95**, 063201 (2005).
- [116] B. Olmos, R. González-Férez und I. Lesanovsky, *Collective Rydberg excitations of an atomic gas confined in a ring lattice*, Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics) **79**, 043419 (2009).
- [117] J. Stasińska, C. Rodó, S. Paganelli, G. Birkl und A. Sanpera, *Manipulating mesoscopic multipartite entanglement with atom-light interfaces*, Phys. Rev. A **80**, 062304 (2009).
- [118] Boulder Nonlinear Systems BNS, Spatial Light Modulator, xy-Series.
- [119] W. Hossack, E. Theofanidou, J. Crain, K. Heggarty und M. Birch, *High-speed holographic optical tweezers using a ferroelectric liquid crystal microdisplay*, Opt. Express **11**, 2053–2059 (2003).
- [120] F. Fatemi und M. Bashkansky, *Cold atom guidance using a binary spatial light modulator*, Opt. Express **14**, 1368–1375 (2006).
- [121] J. I. Cirac und P. Zoller, *A scalable quantum computer with ions in an array of microtraps*, Nature **404**, 579–581 (2000).
- [122] I. B. Spielman, W. D. Phillips und J. V. Porto, *Mott-Insulator Transition in a Two-Dimensional Atomic Bose Gas*, Physical Review Letters **98**, 080404 (2007).
- [123] T. Stöferle, H. Moritz, C. Schori, M. Köhl und T. Esslinger, *Transition from a Strongly Interacting 1D Superfluid to a Mott Insulator*, Phys. Rev. Lett. **92**, 130403 (2004).
- [124] D. Frese, B. Ueberholz, S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, V. Gomer und D. Meschede, *Single Atoms in an Optical Dipole Trap: Towards a Deterministic Source of Cold Atoms*, Physical Review Letters **85**, 3777–3780 (2000).
- [125] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, M. Müller, V. Gomer und D. Meschede, *Deterministic Delivery of a Single Atom*, Science **293**, 278–281 (2001).
- [126] Y. Miroshnychenko, D. Schrader, S. Kuhr, W. Alt, I. Dotsenko, M. Khudaverdyan, A. Rauschenbeutel und D. Meschede, *Continued imaging of the transport of a single neutral atom*, Optics Express **11**, 3498–+ (2003).
- [127] Y. Miroshnychenko, W. Alt, I. Dotsenko, L. Förster, M. Khudaverdyan, D. Meschede, D. Schrader und A. Rauschenbeutel, *Quantum engineering: An atom-sorting machine*, Nature **442**, 151–151 (2006).
- [128] N. Schlosser, G. Reymond, I. Protsenko und P. Grangier, *Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap*, Nature **411**, 1024–1027 (2001).
- [129] J. Sattler, *Planung und Aufbau eines Experiments zur Manipulation einzelner neutraler Atome*, Master-Thesis, TU Darmstadt, 2008.

-
- [130] C. Ewen, *Detektion von Einzelatomen in Dipolfallenregistern*, Master-Thesis, TU Darmstadt, 2009.
- [131] Holger Frydrych, *Computergestützte Steuerung und Auswertung von Experimenten mit lasergekühlten Atomen*, Bachelorarbeit, TU Darmstadt, 2008.
- [132] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol und H. Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik* (Verlag Harri Deutsch, 1993).
- [133] D. Haubrich, H. Schadwinkel, F. Strauch, B. Ueberholz, R. Wynands und D. Meschede, *Observation of individual neutral atoms in magnetic and magneto-optical traps*, *Europhysics Letters* **34**, 663–668 (1996).
- [134] F. Ruschewitz, D. Bettermann, J. L. Peng und W. Ertmer, *Statistical investigations on single trapped neutral atoms*, *Europhysics Letters* **34**, 651–656 (1996).
- [135] Z. Hu und H. J. Kimble, *Observation of a single atom in a magneto-optical trap*, *Optics Letters* **19**, 1888–1890 (1994).
- [136] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp und C. E. Wieman, *Loading an optical dipole trap*, *Physical Review A* **62**, 013406–+ (2000).
- [137] N. Schlosser, G. Reymond und P. Grangier, *Collisional Blockade in Microscopic Optical Dipole Traps*, *Physical Review Letters* **89**, 023005–+ (2002).
- [138] M. Volk, *Kalte Atome für die Quanteninformationsverarbeitung*, Dissertation, Universität Hannover, 2005.
- [139] J. Schütz, Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt, persönliche Mitteilungen.
- [140] M. P. A. Jones, J. Beugnon, A. Gaëtan, J. Zhang, G. Messin, A. Browaeys und P. Grangier, *Fast quantum state control of a single trapped neutral atom*, *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **75**, 040301 (2007).
- [141] P. Schauß, *Charakterisierung von Dipolfallenregistern für die Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen*, Master-Thesis, TU Darmstadt, 2009.

Publikationsliste

- J. Kruse, M. Schlosser und G. Birkel,
Observation of magic-wavelength behavior and reduction of dephasing and decoherence in dipole trap arrays, (2010)
to be published
- J. Kruse, C. Gierl, M. Schlosser und G. Birkel,
Reconfigurable, site-selective manipulation of atomic quantum systems in two-dimensional arrays of dipole traps,
Physical Review A **81**, 060308 (2010)
- A. Lengwenus, J. Kruse und G. Birkel,
Coherent Transport of Atomic Quantum States in a Scalable Shift Register,
arXiv:0901.1496v2, (2009)
- A. Lengwenus, J. Kruse, M. Volk, W. Ertmer und G. Birkel,
Coherent manipulation of atomic qubits in optical micropotentials,
Applied Physics B: Lasers and Optics **86**, 377-383 (2007)
- M. Anderlini, J. Sebby-Strabley, J. Kruse, J. V. Porto und W. D. Phillips,
Controlled atom dynamics in a double-well optical lattice¹,
Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **39**, 199-210 (2006)
- T. Schulte, S. Drenkelforth, J. Kruse, R. Tiemeyer, K. Sacha, J. Zakrzewski, M. Lewenstein, W. Ertmer und J. J. Arlt,
Analysis of localization phenomena in weakly interacting disordered lattice gases²,
New Journal of Physics **8**, 230 (2006)
- T. Schulte, S. Drenkelforth, J. Kruse, W. Ertmer, J. Arlt, K. Sacha, J. Zakrzewski, J. und M. Lewenstein,
Routes Towards Anderson-Like Localization of Bose-Einstein Condensates in Disordered Optical Lattices²,
Physical Review Letters **95**, 170411 (2005)

¹ Veröffentlichung ist im Rahmen eines 6 Monatigen Aufenthalts am National Institute of Standards and Technology (Gaithersburg, USA) entstanden.

² Veröffentlichung ist im Rahmen der Diplomarbeit entstanden

Betreute Diplom- und Masterarbeiten

Manuel Scherer,

Aufbau eines Ramanlasersystems zur kohärenten Manipulation von ^{85}Rb für die Quanteninformation,
Diplomarbeit, Oktober 2007

Markus Wagner,

Vorexperimente zur Einzelatomdetektion in Dipolfallenregistern,
Diplomarbeit, Oktober 2007

Malte Schlosser,

Kohärente Präzisionsspektroskopie an Rubidium in einem Register optischer Dipolfallen,
Masterarbeit, August 2008

Christian Gierl,

Kontrollierte Adressierbarkeit eines optischen Dipolfallenregistern,
Masterarbeit, September 2008

Joost Sattler,

Planung und Aufbau eines Experiments zur Manipulation einzelner neutraler Atome,
Masterarbeit, September 2008

Christoph Ewen,

Detektion von Einzelatomen in Dipolfallenregistern,
Masterarbeit, Februar 2009

Peter Schauß,

Charakterisierung von Dipolfallenregistern für die Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen,
Masterarbeit, September 2009

Sascha Tichelmann,

Kohärenter Transport von neutralen Atomen in Dipolfallenregistern,
Masterarbeit, März 2010

Benedikt Baumgarten,

Optimierte Detektion einzelner neutraler Atome in Dipolfallenregistern,
Masterarbeit, April 2010

Danksagung

Die vergangenen Jahre im Institut für Angewandte Physik waren für mich eine große Bereicherung. Ich hatte das große Glück während meiner Zeit in Darmstadt mit vielen hilfsbereiten und hoch motivierten Menschen zusammenzuarbeiten. Allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ganz herzlich für ihre Hilfe und Unterstützung danken.

An erster Stelle bedanke ich mich bei meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. Gerhard Birkel für die exzellente Betreuung und die Möglichkeit auf einem hoch aktuellen Forschungsgebiet unter hervorragenden Bedingungen arbeiten zu dürfen. Darüber hinaus danke ich ihm für viele lehrreiche und vor allem motivierende Diskussionen, eine immer freundliche Atmosphäre und für das mir entgegengebrachte Vertrauen.

Herrn Prof. Dr. Thomas Walther danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens und die gute Zusammenarbeit mit ihm und allen Mitarbeitern seiner Gruppe.
Prof. Dr. William B. Phillips und Dr. James V. Porto danke ich für die sehr freundliche Aufnahme in ihrer Arbeitsgruppe am National Institute of Standards and Technology (Gaithersburg) für lehrreiche und motivierende sechs Monate.

Mein besonderer Dank gilt meinem ehemaligen Masterstudenten und jetzigen Kollegen Malte Schlosser für seinen hervorragenden Einsatz und seine tatkräftige Unterstützung beim Gelingen dieser Arbeit. Ich wünsche ihm viele Erfolge und alles Gute für die Zukunft an einem sehr schönen Experiment.

Ich danke allen Masterstudenten die ich betreut habe und mit denen ich im Laufe der Zeit zusammenarbeiten durfte; Manuel Scherer, Markus Wagner, Malte Schlosser, Christian Gierl, Joost Sattler, Christoph Ewen, Peter Schauß, Benedikt Baumgarten und Sascha Tichelmann. Jeder von ihnen war eine große Bereicherung für die Arbeit im Labor sowie für mich persönlich. Ohne ihren Enthusiasmus und Einsatz wäre diese Arbeit kaum möglich gewesen. Danke!

Ich möchte mich bei meinen (ehemaligen) Kollegen Dr. Norbert Herschbach, Dr. Andre Lengwenus, Dr. Johanna Nes, Oliver Wille und Dr. Wouter van Drunen, die mit mir den Umzug von Hannover nach Darmstadt gemacht haben, für eine schöne und gemeinschaftliche Zeit bedanken. Vor allem Andre danke ich für die hervorragende und sehr effektive Zusammenarbeit beim Wiederaufbau.
Vielen Dank auch meinen Kollegen Thomas Lauber und Jan Schütz sowie den neuen Kollegen Sebastian Albrecht und Johannes Küber für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und gute Atmosphäre in unserer Arbeitsgruppe. Auch Ihnen alles Gute für die zukünftige Arbeit.

Ein besonders herzliches Dankeschön an Frau Gabriele Jenny-Deuser, den guten Geist der Gruppe. Gabi ist immer hilfsbereit und freundlich und hat immer ein offenes Ohr für die großen und kleinen Probleme.

Stellvertretend für die gesamte Feinmechanikwerkstatt möchte ich mich bei Herrn Kalbfleisch für die hervorragende Arbeit und immer freundliche Atmosphäre danken.

Vielen Dank an Herrn Schmutzler, Herrn Röck, Herrn Kringel, Herrn Baumann und Frau Zilch für den EDV-Support, elektronische Hilfestellungen und Geräte sowie die Hilfe bei vielen Verwaltungsfragen.

Zum Schluss möchte ich mich besonders bei meiner Familie für ihre Unterstützung und den großen Rückhalt bedanken.



Lebenslauf

Persönliche Daten:

Jens Kruse
geboren am 20.09.1979
in Nienburg (Weser)

Schulabschluss:

07/1999 Abitur am Albert-Schweitzer-Gymnasium,
Nienburg (Weser)

Zivildienst:

08/1999-06/2000 Deutsches Rotes Kreuz, Betreutes Wohnen,
Nienburg (Weser)

Studium:

10/2000-09/2002 Grundstudium Physik, Universität Hannover

09/2002 Vordiplom in Physik

10/2002-04/2005 Hauptstudium Physik, Universität Hannover

04/2004-04/2005 Diplomarbeit am Institut für Quantenoptik, Universität Hannover,
Gruppe von Prof. Dr. Jan Arlt, Projekt: Rubidium-BEC,
Thema: Manipulation eines Bose-Einstein-Kondensats in einem
eindimensionalen optischen Gitter

04/2005 Diplom in Physik

Auslandsaufenthalt:

08/2005-01/2006 National Institute of Standards and Technology (NIST),
Gaithersburg (USA), Gruppe von Prof. Dr. William D. Phillips,
Projekt: Quantum Computing

Promotion:

02/2006-02/2010 Institut für Angewandte Physik, Technische Universität Darmstadt,
Gruppe von Prof. Dr. Gerhard Birkel,
Projekt: QUIPS (Quantum Information Processing Systems)
Thema: Neutrale Atome in Dipolfallenregistern für die Quanteninfor-
mationsverarbeitung