

Bereitstellung und kohärente Kontrolle von Einzel-Atom-Quantensystemen in zweidimensionalen Quantenregistern

Preparation and coherent control of single-atom quantum systems in two-dimensional quantum processing architectures

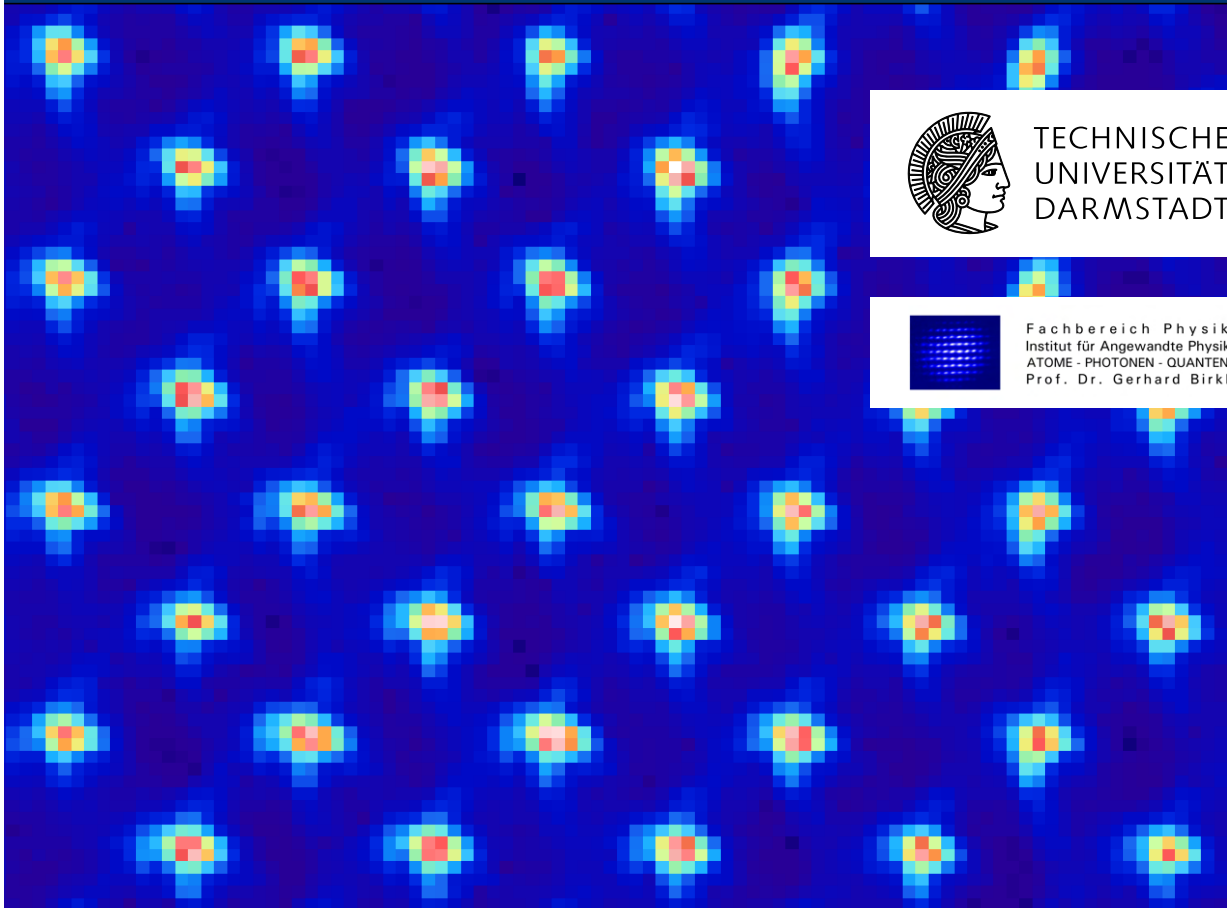
Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Malte Schlosser, M. Sc. aus Linden

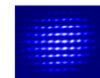
Tag der Einreichung: 11.10.2013, Tag der Prüfung: 30.10.2013

2014 – Darmstadt – D 17

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



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT



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

Bereitstellung und kohärente Kontrolle von Einzel-Atom-Quantensystemen in zweidimensionalen Quantenregistern
Preparation and coherent control of single-atom quantum systems in two-dimensional quantum processing architectures

Genehmigte Dissertation von Malte Schlosser, M. Sc. aus Linden

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

Tag der Einreichung: 11.10.2013

Tag der Prüfung: 30.10.2013

Darmstadt – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-40525

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/4052>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Zusammenfassung

Lasergekühlte und optisch gespeicherte neutrale Alkaliatome stellen ein wohlbeschriebenes und weitgehend von der Umgebung separierbares Quantensystem dar. Ihre internen und externen Freiheitsgrade können experimentell umfassend und in kohärenter Weise durch externe Felder kontrolliert werden. Auch die Wechselwirkung zwischen Atomen kann durch die lasergestützte Anregung in Rydberg-Zustände auf einer interatomaren Längenskala von Mikrometern zwischen der vernachlässigbaren gegenseitigen Beeinflussung im Grundzustand und starker Dipol-Dipol-Kopplung zuverlässig geschaltet werden. Die langlebigen Zustände der Grundzustands-Hyperfeinstruktur bieten die Möglichkeit der Präparation von Quasi-Spin-1/2-Systemen, deren Quantenzustand zur Kodierung von Information genutzt werden kann. Insbesondere die Zustände ohne linearen Zeeman-Effekt bilden eine robuste Qubit-Basis. Einzelne Alkaliatome stellen somit ein ausgezeichnetes System zur physikalischen Realisierung der Quanteninformationsverarbeitung dar.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung einer skalierbaren Architektur zur registerbasierten Quanteninformationsverarbeitung mit einzelnen ^{85}Rb -Atomen. Die zugrunde liegende zweidimensional-periodische Geometrie von Speicherstellen wird aus mikrooptisch erzeugten Dipolfallenregistern gewonnen, wobei in den gezeigten Messreihen typischerweise 25 bis 150 Fallen zum Einsatz kommen. Die Skalierbarkeit der Registergröße wird durch Einsatz von Mikrooptiken mit mehr als 10^4 Linsen sichergestellt.

In dieser Arbeit konnten wesentliche Fortschritte in der parallelisierten Präparation und orts aufgelösten Detektion von Einzelatomen in Dipolfallenregistern erreicht werden. So gelang die Implementierung von Quantenregistern mit einer Einzelatom-Präparationseffizienz größer 50 % an 116 Registerpositionen und im Mittel 75 bereitgestellten Einzelatomen. Die Wahrscheinlichkeit, in einer beliebigen Realisierung mindestens 60 Einzelatome zu erhalten betrug 99 %. Als Folge der zur Präparation genutzten lichtinduzierten Stoßverluste konnten in diesen Fallen mit starker Fokussierung ($w_0 = 1,5 \mu\text{m}$) Ereignisse mit mehr als einem Atom an der gleichen Registerposition aufgrund der auftretenden Kollisionsblockade verhindert werden. Der Präparationsprozess wurde in optimierten Potentialen ($w_0 = 3,6 \mu\text{m}$) detailliert studiert. In Fallen der Tiefe $U_0 = k_B \cdot 0,5 \text{ mK}$ wurden Verlustraten von $\beta_1 = 1,7 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ für Einkörperverluste und $\beta_2 = 2,3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ für Zweikörperverluste bestimmt.

Mit Hilfe erweiterter Techniken in der Fluoreszenzdetektion war erstmals der Mehrfachnachweis individueller Atome des Quantenregisters möglich. In einer Messreihe mit 27 Belichtungszyklen pro Experimentzyklus wurden keine signifikanten zusätzlichen Verluste beobachtet. Dies bildet die Grundlage für weiterführende Experimente mit Auflösung der Zeitentwicklung einzelner Quantensysteme. Insbesondere kann die Position bereitgestellter Einzelatome vor, und deren Zustand im Anschluss der Ausführung von Quantenoperationen detektiert werden.

Erstmals wurde in dieser Arbeit die parallelisierte kohärente Manipulation des Zustandes von Einzelatom-Qubits des Quantenregisters demonstriert. Die Rabi-Frequenz der Kopplung durch einen optischen Zwei-Photonen-Prozess wurde zu $\Omega_R = 2\pi \cdot 100 \text{ kHz}$ bestimmt. Die durch kohärente Spektroskopie von Superpositionszuständen ermittelte Kohärenzzeit liegt mit $T_{\text{Echo}} = 76,7 \text{ ms}$ vier Größenordnungen über der Zeitdauer einzelner Quantenoperationen. In den Messreihen dieser Arbeit konnte die fundamentale Periode der Quantenregister von $55,5 \mu\text{m}$ auf $9,8 \mu\text{m}$ reduziert werden. Darüber hinaus erlaubte die Nutzung von Potentialstrukturen der Talbotebenen des eingesetzten Mikrolinsenregisters die Implementierung von Fallengeometrien aus zwei überlagerten, ineinander verschachtelten Einzelregistern mit frei wählbarem Abstand benachbarter Fallen. Somit konnten wesentliche Voraussetzungen für die Realisierung von Zwei-Qubit-Operationen geschaffen werden. Die hierfür nötige selektive Laser-Adressierung von Qubits wurde für Fallenabstände von $13,3 \mu\text{m}$ und $6,7 \mu\text{m}$ demonstriert.

Abstract

Laser cooling and trapping of neutral alkali atoms provides well-understood quantum systems, which are decoupled from the environment to a high degree. Their internal and external degrees of freedom can be manipulated coherently through external fields. The comprehensive control extends to tuning interactions from negligible to strong by the laser-excitation of ground state atoms to Rydberg states that exhibit intense dipole-dipole coupling for interatomic separations of micrometers. Quasi spin-1/2 Systems formed in the internal ground state hyperfine manifold serve as carriers of quantum information. In particular the clock states with vanishing linear Zeeman effect define a robust qubit basis. Thus, single alkali atoms represent an excellent system for the physical realization of quantum information processing.

This thesis describes significant experimental progress towards the implementation of register-based quantum information processing using single ^{85}Rb -atoms in a scalable architecture. The underlying two-dimensional periodic geometry of register sites is obtained from registers of dipole traps, which are created by micro-optical lens arrays. Typically, sets of 25 to 150 trapping sites are used throughout the experiments of this work, whereas scalability is guaranteed by employing micro-optics that feature more than 10^4 lenslets.

Substantial advances have been achieved in the parallelized preparation and spatially resolved detection of single atoms in dipole trap registers. Specifically, utilizing light assisted collisions for single atom preparation allowed for the creation of single-atom quantum registers where the preparation efficiency in 116 sites was measured to be above 50 % and a mean number of 75 occupied sites was observed. As a result, the probability to obtain at least 60 single atoms in any experimental run evaluates to 99 %. Due to the effect of collisional blockade, which arises for tight focusing of the microtraps ($w_0 = 1,5 \mu\text{m}$), two atom events at a single register site could be eliminated. The characteristics of the preparation process have been studied in detail using ensembles of atoms in optimized potentials of $w_0 = 3,6 \mu\text{m}$ waist. From these experiments it was possible to extract one body loss rates of $\beta_1 = 1,7 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ and two body loss rates of $\beta_2 = 2,3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ for a trap depth of $U_0 = k_B \cdot 0,5 \text{ mK}$.

The implementation of advanced techniques in fluorescence imaging enabled the repeated detection of individual single atoms. During a sequence of 27 detection cycles in a single experimental run no significant additional losses could be observed for optimized traps. This technique allows for the investigation of the time evolution of single quantum systems and thereby forms the basis for further experiments. Notably, it renders possible the detection of occupied register sites before as well as the retrieval of the qubit state after the execution of a quantum gate.

Significant progress has been demonstrated with the parallelized coherent control of single atom quantum states in a microtrap register. The application of laser radiation driving a two-photon transition induced Rabi flopping with a frequency of $\Omega_R = 2\pi \cdot 100 \text{ kHz}$. Furthermore, the coherence of superpositions was examined utilizing coherent spectroscopy. Here, a coherence time of $T_{Echo} = 76,7 \text{ ms}$ was measured. In comparison, this is four orders of magnitude above the amount of time which is necessary to perform single quantum operations.

In course of the work presented in this thesis, the fundamental pitch of the trap registers has been reduced from $55,5 \mu\text{m}$ to $9,8 \mu\text{m}$. In addition, the use of trapping potentials in the Talbot planes generated by the microlens registers facilitated the implementation of quantum registers composed from interleaved trap registers. In these configurations, the separation of neighbouring trapping sites is freely selectable. Therefore, essential requirements for the realization of two-qubit gates have been implemented. The indispensable ability to address selectable qubits with focused laser beams was demonstrated for trap separations of $13,3 \mu\text{m}$ and $6,7 \mu\text{m}$.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen in Mikrofallenregistern - eine Übersicht	5
2.1. Registerbasierte Architektur für einen Quantenprozessor	5
2.2. Präparation, Manipulation und Nachweis von Qubit-Zuständen	10
2.2.1. Speicherung von Quantenzuständen in optischen Potentialen	10
2.2.2. Kohärente Manipulation atomarer Spinzustände	12
2.2.3. Adressierung einzelner Registerplätze	13
2.2.4. Kohärenter Transport von Quantenzuständen	15
2.3. Mögliche Implementierung von Zwei-Qubit-Quantenoperationen	17
2.4. Zusammenfassung und Diskussion	19
3. Realisierung von zweidimensionalen Registern optisch gespeicherter Atome	21
3.1. Optische Speicherung neutraler Atome	21
3.1.1. Licht-Atom Wechselwirkung des atomaren Zweiniveau-Systems	22
3.1.2. Dipolpotentiale für ^{85}Rb -Atome	25
3.1.3. Atomfallen aus fokussierten Laserstrahlen	30
3.2. Erzeugung von Dipolpotentialen mittels zweidimensionaler Mikrolinsenregister . .	32
3.2.1. Talbot-Effekt	33
3.2.2. Experimentelle Implementierung von Dipolfallenregistern	35
3.3. Präparation und Nachweis lasergekühlter Atome in Dipolfallenregistern	37
3.3.1. Vakuumapparatur	38
3.3.2. Magnetooptische Falle und optische Melasse	40
3.3.3. Speicherung und Zustandspräparation von ^{85}Rb -Atomen	41
3.3.4. Fluoreszenzdetektion gespeicherter Atome	44
3.3.5. Experimenteller Ablauf	45
3.4. Zusammenfassung und Diskussion	45
4. Präparation und Nachweis von einzelnen ^{85}Rb-Atomen mit hoher Effizienz	49
4.1. Atomzahlaufgelöste Detektion weniger Atome	50
4.2. Einzelatom-Blockade aufgrund lichtinduzierter Stöße	52
4.2.1. Laden einer Dipolfalle	52
4.2.2. Präparation einzelner Atome ausgehend von Atomensembles	54
4.2.3. Zeitaufgelöste Beobachtung der Atomzahlentwicklung	57
4.3. Ortsaufgelöster Nachweis einzelner Atome mit hoher Zuverlässigkeit	61
4.3.1. Fidelity des Einzelatomnachweises	62
4.3.2. Statistischer Fehler der Atomzahl-Wahrscheinlichkeiten	64
4.4. Vielfachdetektion individueller Atome	65
4.5. Zusammenfassung und Diskussion	68

5. Skalierbare Quantenregister mit variabler Geometrie	71
5.1. Quantenregister mit mehr als 100 Speicherstellen	71
5.2. Quantenregister mit variabler Geometrie	75
5.2.1. Überlagerung von Fallenregistern	75
5.2.2. Einzelatom-Quantenregister mit einstellbarem Fallenabstand unter 10 Mikrometer	77
5.3. Einzeladressierung von Registerplätzen	80
5.3.1. Spin-selektive Adressierung von Einzelregistern	80
5.3.2. Adressierung individueller Registerplätze	82
5.4. Zusammenfassung und Diskussion	85
6. Kohärente Manipulation von Einzelatom-Quantenzuständen	89
6.1. Ein-Qubit-Operationen	89
6.1.1. Blochkugeldarstellung des Quantenzustandes	91
6.1.2. Zeitentwicklung des Quantenzustandes unter Berücksichtigung von Dekohärenz	94
6.2. Kohärente Kopplung der Qubit-Basis mittels Licht	97
6.2.1. Stimulierter Ramanprozess	98
6.2.2. Experimentelle Implementierung am Beispiel von Rabioszillationen	100
6.3. Kohärente Spektroskopie an einem Einzelatom-Quantenregister	108
6.3.1. Ramseyspektroskopie	108
6.3.2. Spin-Echo-Methode	115
6.4. Zusammenfassung und Diskussion	120
7. Diskussion und Ausblick	123
A. Eigenschaften von ^{85}Rb	127
B. Eigenschaften der Mikrolinsenregister	129
B.0.1. Spezifikationen und berechnete Parameter	129
B.0.2. Modifikation der Fokallänge durch eine begrenzte Apertur	130
C. Numerische Berechnung von Wellenfunktionen der ^{85}Rb-Rydberg-Zustände	135
D. Numerische Berechnung der Lichtpropagation durch Mikrolinsenregister	139
E. Monte-Carlo Simulation der Atomzahlentwicklung	145
F. Publikationsliste	147
Literaturverzeichnis	149

1 Einleitung

Die rasante Entwicklung der Atom- und Quantenoptik erlaubt heute die Durchführung von Experimenten mit bisher unerreichter Auflösung. Ausgehend von den Techniken des Kühlens und Fangens von Atomen mit Laserlicht [1–3] konnte die Bose-Einstein-Kondensation ultrakalter Quantengase erreicht und die Eigenschaften dieser makroskopischen Quantenobjekte studiert werden [4, 5]. Der technologische Fortschritt führte des Weiteren zu der Realisierung hochexakter Uhren mit einer Genauigkeit und Stabilität von 10^{-17} oder besser [6, 7]. Eine Präzision dieser Größenordnung ist ohne weitgehende Entkopplung der untersuchten Systeme von externen Störeinflüssen undenkbar. Einhergehend mit der zunehmenden Separation von der Umgebung wurde ein Regime erreicht, in welchem die Messung und die Kontrolle diskreter Quantensysteme realisierbar sind [8, 9]. So wurde es in grundlegenden Experimenten möglich, die Wechselwirkung und die Verschränkung einzelner Mikrowellenphotonen mit einzelnen Rydberg-Atomen zu beobachten und zu manipulieren [8, 10].

Die Leistungsfähigkeit der experimentellen Techniken manifestiert sich in einer neuen Klasse von Computerarchitekturen, welche im Rahmen aktueller Forschung auf dem Gebiet der Quanteninformationsverarbeitung entstehen [11]. Sie basieren auf der Quantennatur der Physik und schöpfen ihr großes Potential aus der Implementierung von Quantenalgorithmen, deren Rechenoperationen der kohärenten Propagation von Quantenzuständen entsprechen und deren Ergebnis aus der Interferenz derselbigen folgt. Im Gegensatz zu der Binärlogik klassischer Computer existieren für den Zustand eines *Qubits*, der kleinsten Informationseinheit eines Quantencomputers, unendlich viele Möglichkeiten. Aus diesem Quanten-Parallelismus begründet sich die theoretische Überlegenheit des quantenmechanischen Konzeptes zur Informationsverarbeitung [12]. Die Nutzung quantenphysikalischer Prinzipien, wie der Superposition von Zuständen und der Verschränkung von Qubits mündet in einer dramatischen Steigerung der Effizienz von Rechenoperationen bezogen auf bestimmte mathematische Fragestellungen. Neben der natürlichen Anwendung in der Simulation von Quantensystemen [13] sind die inverse Datenbanksuche [14] und die Primfaktorzerlegung großer Zahlen [15] prominente Beispiele, wobei letztere die auf den Eigenschaften klassischer Computer basierende Sicherheit gängiger Verschlüsselungsmethoden in Frage stellt. Der Kern der Quanteninformationsverarbeitung sind die fundamentalen Gesetze der Quantenmechanik, woraus sich sowohl eine Vielfalt von Kandidatensystemen, als auch die hohen Anforderungen an diese ergeben [16, 17]. Erste experimentelle Implementierungen gelangen im Rahmen der Kernspinresonanz an Molekülen. So konnte hier erstmals die Ausführung eines rudimentären Quantenalgorithmus [18] und in der weiteren Entwicklung die Faktorisierung der Zahl 15 unter Verwendung von sieben Qubits demonstriert werden [19]. Aus der Reihe verschiedener experimenteller Systeme [20–23], sind besonders Realisierungen der Quanteninformationsverarbeitung mit lasergekühlten Ionen hervorzuheben [9, 24, 25]. In diesen erlaubt die erreichte experimentelle Kontrolle die Verschränkung von bis zu 14 Qubits [26] und die Ausführung von Algorithmen aus bis zu 100 Quantengattern auf einer Rechenbasis aus sechs Qubits [27]. Die notwendige Skalierbarkeit als essentielles Kriterium in der Entwicklung eines realistisch nutzbaren Quantencomputers birgt hier jedoch große Herausforderungen, welche in intrinsischen Merkmalen begründet sind, und bleibt zu demonstrieren.

Neben diesen bieten auch Systeme aus neutralen Atomen vielversprechende Ansätze zur physikalischen Implementierung der Quanteninformationsverarbeitung. Diese zeichnen sich durch

die experimentellen Errungenschaften in der Kontrolle von Einzel- und Vielquantensystemen und deren Wechselwirkungen aus [21, 28–33]. Die vielseitigen experimentellen Techniken besitzen das Potential zur umfassenden Erfüllung der allgemein als Grundanforderung anerkannten Kriterien von DiVincenzo [34]. Optische Methoden erlauben die Speicherung neutraler Atome in lokalisierten, kurzreichweitigen Potentialen mit weitgehender Entkopplung von der Umwelt [35, 36] und stellen damit Quantensysteme bereit, deren interne und externe Zustände als Träger von Quanteninformation genutzt werden können. Aktuelle Fortschritte sind die Präparation von Einzelatom-Qubits mit hoher Effizienz [37, 38], der Transport atomarer Quantenzustände [39–41] und die kohärente Kontrolle individueller Quantensysteme [42–48]. Diese für die Quanteninformationsverarbeitung substanziellen Beiträge und insbesondere die kürzliche Realisierung von Quantengattern zwischen zwei Qubits [49–52] festigen den atomoptischen Ansatz. Mit Blick auf dessen Weiterentwicklung kristallisiert sich die Bedeutung einer skalierbaren Architektur heraus [34], welche die obigen Errungenschaften auf einer modernen technologischen Basis zusammenführt und auf Systeme vieler Qubits überträgt. Die Erfüllung dieser Forderung macht eine Einführung von miniaturisierten, integrierten Komponenten unverzichtbar und wird mit verschiedenen atomoptischen Techniken verfolgt. Ein Beispiel sind mikrostrukturierte Magnetfallen [53] deren Potentiale die Bose-Einstein-Kondensation neutraler Atome erlauben und deren Leiterbahnen zur Erzeugung periodischer Fallenstrukturen, in denen eine Vielzahl von Atomensembles bereitgestellt wird, konfiguriert werden können [54].

Gegenstand dieser Arbeit ist eine Architektur, die auf der Miniaturisierung optischer Atomfallen beruht. Hier ermöglicht der Einsatz von Mikrooptiken die flexible Erzeugung stabiler Potentialgeometrien aus fokussierten Laserstrahlen fernab von Oberflächen. Ein Merkmal dieser Vorgehensweise ist, dass die in atomoptischen Experimenten vielfältig eingesetzten lasergestützten Methoden zur Manipulation der Atome direkt auf die Systeme aus Mikrofallen übertragbar sind. Darüber hinaus wird mit Hilfe des lithografischen Herstellungsprozesses der Mikrooptiken die massive Parallelisierung der experimentellen Implementierungen erreicht. Ein einfaches Beispiel ist das Einbringen eines Mikrolinsenregisters an Stelle der fokussierenden Optik einer Einzelfalle, welches zur Erzeugung eines zweidimensionalen Registers aus Mikrofallen skalierbarer Anzahl führt.

Kapitel 2 gibt eine Einführung in die so realisierte registerbasierte Architektur zur Quanteninformationsverarbeitung mit optischen Methoden. Es werden die einzelnen Bestandteile vorgestellt und neben aktuellen experimentellen Fortschritten die nötigen Ansätze zur Vervollständigung eines Quantenprozessors diskutiert. Dieses Kapitel liefert eine Übersicht der grundlegenden Konzepte, während die folgenden Kapitel eine ausführliche Diskussion einzelner Grundbausteine der vorgestellten Architektur beinhalten.

Kapitel 3 hat die Grundlagen der optischen Speicherung neutraler Atome in Dipolfallenregistern zum Inhalt. Des Weiteren liefert dieses Kapitel eine Beschreibung des für die Untersuchungen dieser Arbeit genutzten experimentellen Aufbaus.

Kapitel 4 zeigt die Präparation und den atomzahl- sowie orts aufgelösten Nachweis lasergekühlter Ensembles weniger Atome bis hin zu einzelnen Atomen in Dipolfallenregistern. Die Dynamik der Atomzahlentwicklung unter Einfluss lichtinduzierter Zweikörperstöße wird detailliert beschrieben und mit Hilfe der numerischen Simulation dieses Prozesses werden die zugehörigen stoßinduzierten Verlustraten aus den Messdaten extrahiert.

Kapitel 5 stellt zweidimensionale Quantenregister einzelner Atome mit vielen Registerplätzen vor. Mit Blick auf die potentielle Implementierung von Quantengattern werden Fallengeometrien durch die Überlagerung mehrerer Register erzeugt, welche die flexible Einstellung des Abstandes benachbarter Registerplätze in der Größenordnung einzelner Mikrometer erlauben. Weiterhin wird die parallelisierte, spinselektive Adressierung der Register und die Einzeladressierung von

Registerplätzen demonstriert.

Kapitel 6 gibt eine Übersicht der parallelisierten kohärenten Manipulation des internen Quantenzustandes der an den Registerplätzen gespeicherten Einzelatom-Qubits. Mit Hilfe kohärenter Spektroskopiemethoden werden die Zeitkonstanten der Dephasierung und Dekohärenz bestimmt.

Kapitel 7 fasst die gewonnenen Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf mögliche Verbesserungen und Weiterentwicklungen des Experimentes.



2 Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen in Mikrofallenregistern - eine Übersicht

Der Einsatz mikrooptischer Komponenten eröffnet neue Wege in der Atomoptik. Aus der Halbleiterfertigung adaptierte lithographische Fertigungsmethoden erlauben die parallelisierte Erzeugung von Mikrooptiken mit Dimensionen im Mikrometerbereich und Strukturgrößen, welche um eine weitere Größenordnung reduziert sind. Die Anzahl der Elemente auf einem Quadratmillimeter eines optischen Substrats kann bis zu 10^4 betragen und jede dieser Optiken definiert Lichtfelder mit beugungslimitierter Auflösung von einzelnen Mikrometern.

Typische Beispiele von mikrooptischen Komponenten und mit diesen generierten Lichtfeldern sowie ein Fluoreszenzbild gefangener Atome sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Zylinderlinsen (a) erlauben beispielsweise das Führen neutraler Atome in Wellenleiter- und Interferometerstrukturen [55, 56]. Weiterhin sind zweidimensionale (2D) Mikrolinsenregister mit refraktiven (b) und diffraktiven (c) Linsen in quadratischem Raster gezeigt. Werden diese großflächig ausgeleuchtet, entsteht in der Fokalebene ein 2D-Register von Laserfoki (d), welche Fallen für neutrale Atome darstellen. Abbildung 2.1 (d) ist eine Aufnahme der Fluoreszenz in der so erzeugten Fallengeometrie gespeicherter ^{85}Rb -Atome. An den Speicherstellen des resultierenden 2D-Quantenregisters stehen intrinsisch identische Quantensysteme in Form neutraler Atome als Träger von Quanteninformation zur Verfügung.

Inhalt dieses Kapitels ist eine auf diesem System aufbauende Architektur für die Quanteninformationsverarbeitung (QIV). Die Darstellung orientiert sich an der in Ref. [57]. Im folgenden Abschnitt 2.1 werden die Anforderungen an eine solche Architektur, der Stand der experimentellen Realisierung sowie Ansätze zur Vervollständigung und Verwirklichung der physikalischen Implementierung der QIV mit neutralen Atomen diskutiert. Abschnitt 2.2 zeigt die Möglichkeiten der Bereitstellung atomarer Qubits, deren Präparation in definierten Zuständen der internen und externen Freiheitsgrade, die kohärente Manipulation des Quantenzustandes und dessen Nachweis. Abschließend liefert Abschnitt 2.3 eine Diskussion der verschiedenen Ansätze zur Implementierung von Quantengattern zwischen zwei Qubits.

2.1 Registerbasierte Architektur für einen Quantenprozessor

Ein generischer Quantenprozessor kann zur Realisierung verschiedener Quantenalgorithmien konfiguriert werden und führt deren Quantenoperationen nach Bedarf sequentiell oder parallelisiert aus. Der Ablauf dieses Prozesses besteht typischerweise aus der Initialisierung der Qubits, der Ausführung von Ein- und Zwei-Qubit-Operationen in der durch den implementierten Algorithmus bestimmten Reihenfolge und dem Auslesen des Ergebnisses mit hoher Zuverlässigkeit. Eine Diskussion der grundlegenden Anforderungen an eine Architektur zur Quanteninformationsverarbeitung findet sich in Ref. [34]. Zusammengefasst sind diese:

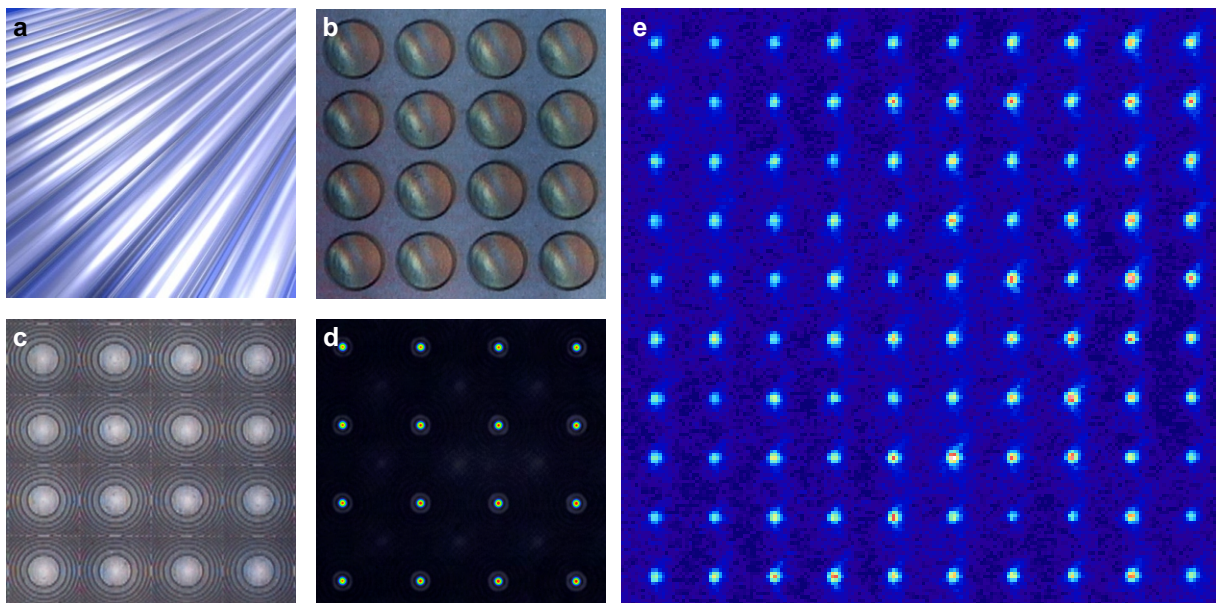


Abbildung 2.1.: Beispiele von Mikrooptiken, den mit Hilfe ihrer generierten Lichtfeldern und eine Fluoreszenzaufnahme in einer durch ein Mikrolinsenregister erzeugten Fallen-geometrie: (a) Mikrooptische Vielfachrealisierung von Zylinderlinsen im Abstand von 400 µm; (b,c) 2D-Register von refraktiven bzw. diffraktiven Mikrolinsen in quadratischem Raster mit einer Kantenlänge von 125 µm; (d) Zweidimensional-periodische Anordnung fokussierter Laserstrahlen in der wiederabgebildeten und verkleinerten Fokalebene eines Mikrolinsenregisters; (e) Gemittelte Aufnahme der Fluoreszenz von ^{85}Rb -Atomen, welche in dem resultierenden Mikrofallenregister mit einer Periode von 13,3 µm gefangen sind.

- *Ein skalierbares System wohldefinierter Qubits*

Ein Qubit wird durch ein quantenmechanisches Zwei-Zustands-System definiert. Der allgemeine Zustand ist

$$|\psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle \quad , \quad |a|^2 + |b|^2 = 1 \quad . \quad (2.1)$$

Es wird die detaillierte Kenntnis des Hamiltonoperators dieses Systems, einschließlich der Kopplung an externe Felder und der Wechselwirkung zwischen Qubits, vorausgesetzt. Es muss eine ausreichende Menge von Qubits bereitgestellt werden, deren Anzahl ohne Auftreten fundamentaler Grenzen skalierbar ist. Eine solche Grenze kann sowohl durch eine direkte Größenlimitierung des gewählten Systems, als auch durch überproportionale Steigerung der mit der Erfüllung der folgenden Anforderungen einhergehenden Komplexität gegeben sein.

- *Die Initialisierung von Qubits in einen definierten Anfangszustand*

Die Ausführung eines Quantenalgorithmus setzt voraus, dass die Eingangszustände aller Qubits bekannt sind. Eine einfache Realisierung ist daher die Präparation in einen der Basiszustände. Im Rahmen der Quantenfehlerkorrektur begründet dieses Kriterium außerdem die Forderung nach der Adressierbarkeit einzelner Registerplätze mit dem Zweck der Initialisierung oder des Transports bereits initialisierter Qubits an die adressierten Registerpositionen.

- *Eine im Vergleich zur Zeitdauer einzelner Operationen lange Dekohärenzzeit*

Das zur Implementierung eines Qubits genutzte Quantensystem besitzt immer eine nichtverschwindende Kopplung an die Umwelt. Der damit einhergehende Verlust von Information entspricht dem Verlust der Kohärenzen des Zustands aus Gleichung 2.1 und überführt diesen in eine statistische Mischung

$$\rho = |\tilde{a}|^2 |0\rangle + |\tilde{b}|^2 |1\rangle \quad , \quad |\tilde{a}|^2 + |\tilde{b}|^2 = 1 \quad . \quad (2.2)$$

Die Zeitkonstante dieses Prozesses wird als Dekohärenzzeit bezeichnet und ist charakteristisch für die gewählte Implementierung. Sie kann nur in Bezug zur Zeitdauer einzelner Quantenoperationen betrachtet werden und muss diese zehntausendfach übertreffen [34], wobei das Verhältnis der Zeitskalen durch schnelle Quantengatter und gute Abschirmung der Qubits maximiert wird.

- *Ein universeller Satz von Quantengattern*

Ein Quantenalgorithmus ist eine Sequenz unitärer Transformationen der Form

$$\hat{U}_i = e^{-i\hat{H}_i t/\hbar} \quad , \quad (2.3)$$

wobei der Hamiltonoperator \hat{H}_i typischerweise auf wenige Qubits wirkt. Ein wichtiges Ergebnis in diesem Zusammenhang ist, dass jede Quantenoperation aus einem Minimalsatz von Quantengattern synthetisiert werden kann [58]. Dieser umfasst die uneingeschränkte Manipulation von Ein-Qubit-Quantenzuständen und eine geeignete Zwei-Qubit-Operation, beispielsweise das *controlled-NOT* Gatter (cNOT-Gatter). Implizit enthält dieses Kriterium wiederum die grundlegende Anforderung der Adressierbarkeit einzelner Registerpositionen.

- *Die Möglichkeit des Auslesens definierter Qubits*

Um das Ergebnis eines Quantenalgorithmus zu erhalten, müssen einzelne Qubits ausgelesen werden. An die auch als Fidelity bezeichnete Zuverlässigkeit des Nachweises sind hohe Anforderungen gestellt. Idealerweise liefert dieser entsprechend der Dichtematrix

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

des gemessenen Qubits das Ergebnis Null oder Eins mit der durch den Koeffizienten p definierten Wahrscheinlichkeit, unabhängig von allen anderen Systemparametern und α, α^* . Mögliche Fehler der Messung erfordern hier die Wiederholung und erneute Messung bis zum Erreichen der gewünschten Sicherheit, was einer Parallelisierung der Operationen entspricht. In einer Einzelrealisierung eines Algorithmus kann die Ausleseeffizienz durch Übertragung des Endzustands auf mehrere Qubits vor dem Auslesen gesteigert werden.

Wesentliche Beiträge auf dem Weg zur experimentellen Erfüllung dieser Kriterien mit optisch gespeicherten neutralen Atomen haben Systeme aus Stehwellen (optische Gitter) [42, 45, 48–50, 59, 60] und Konfigurationen weniger Atomfallen aus fokussierten Laserstrahlen zur Grundlage [37, 40, 43, 51, 52]. Die registerbasierte Architektur zur Quanteninformationsverarbeitung überträgt optische Methoden für die Speicherung und Kontrolle von Qubits auf Basis neutraler Atome auf die oben vorgestellten mikrooptischen Systeme. Es ist daher ein weitgehender Transfer von Techniken, welche bisher an Einzelfällen demonstriert wurden, auf viele Qubits möglich. Eine schematische Darstellung dieses Konzepts ist in Abbildung 2.2 gezeigt:

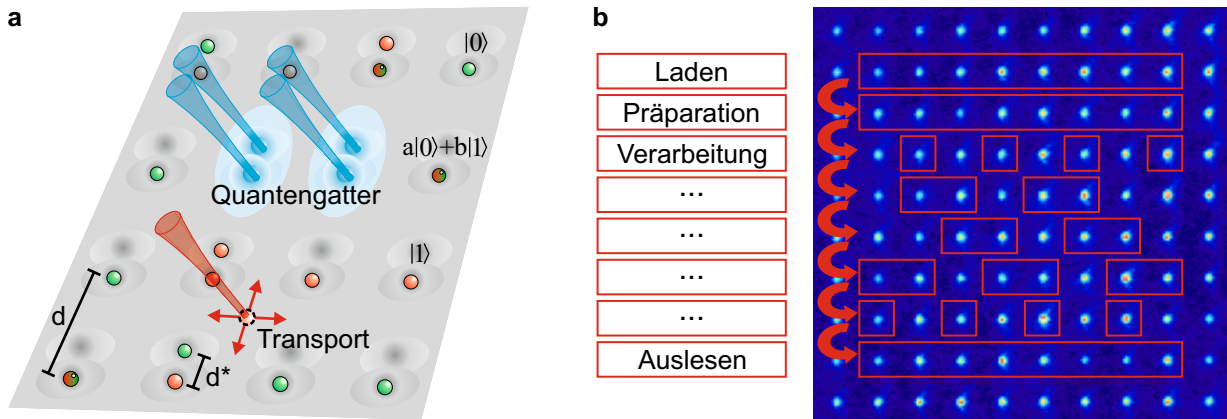


Abbildung 2.2.: Skalierbare Architektur für einen Quantenprozessor aus Qubits auf Basis optisch gespeicherter neutraler Atome: (a) Schematische Darstellung eines mit Mikrooptiken erzeugten 2D-Quantenregisters aus einzeladressierbaren Qubits in Basiszuständen ($|0\rangle, |1\rangle$) und Superpositionszuständen ($a|0\rangle + b|1\rangle$) im Abstand von $d \approx 10 \mu\text{m}$ und $d^* \leq d$. Quantengatter und Transport von Qubits erfolgen durch fokussierte Laserstrahlen. (b) Quantenprozessor mit räumlich getrennten Funktionseinheiten, welche durch ein Quanten-Schieberegister verbunden sind (rote Pfeile). Parallelisierte und konfigurierbare Operationen auf ausgewählten Registerplätzen sind durch rote Kästen symbolisiert (rechts).

- Mikrolinsenregister erzeugen zweidimensionale Dipolfallenregister aus fokussierten Laserstrahlen für die Speicherung von lasergekühlten Atomensembles oder einzelnen neutralen Atomen. Die so realisierten Quantenregister dienen als Grundlage für die registerbasierte Quanteninformationsverarbeitung. Information kann in diesem System sowohl in externen, als auch in den internen quantenmechanischen Zuständen der gespeicherten Atome kodiert werden.
- Der Abstand d benachbarter Registerplätze ist im Bereich von $10 \mu\text{m}$ und frei wählbar. Es können sowohl Register mit quadratischem Raster (siehe Abbildung 2.1), als auch periodische Strukturen mit asymmetrischem Abstand implementiert werden. Ein Beispiel sind die Fallenpaare aus Abbildung 2.2 (a), welche vorteilhaft für die Realisierung von Zwei-Qubit Operationen sind. Es besteht die Möglichkeit, den Abstand $d^* \leq d$ der Fallenpaare einer solchen Implementierung dynamisch anzupassen.
- Jede Registerposition ist über fokussierte Laserstrahlen individuell adressierbar, welche die Initialisierung, die kohärente Manipulation des Quantenzustands und dessen Nachweis erlauben. Diese Operationen können ebenfalls parallelisiert für alle Registerplätze durchgeführt werden.
- Qubits können mit Hilfe eines Quanten-Schieberegisters parallelisiert zwischen Registerplätzen transportiert werden. Der Quantenzustand bleibt während des Transports erhalten. Der Transport individueller Qubits ist mittels steuerbarer Einzelfallen möglich.
- Innerhalb kleiner Teilregister kann ein Algorithmus durch eine sequentielle Folge von Quantenoperationen, welche auf die Qubits des Teilregisters wirken, implementiert werden. Erweiterte Architekturen zur parallelisierten Informationsverarbeitung können aus Funktionsgruppen von Teilregistern, beispielsweise für die Bereitstellung von Atomen, die

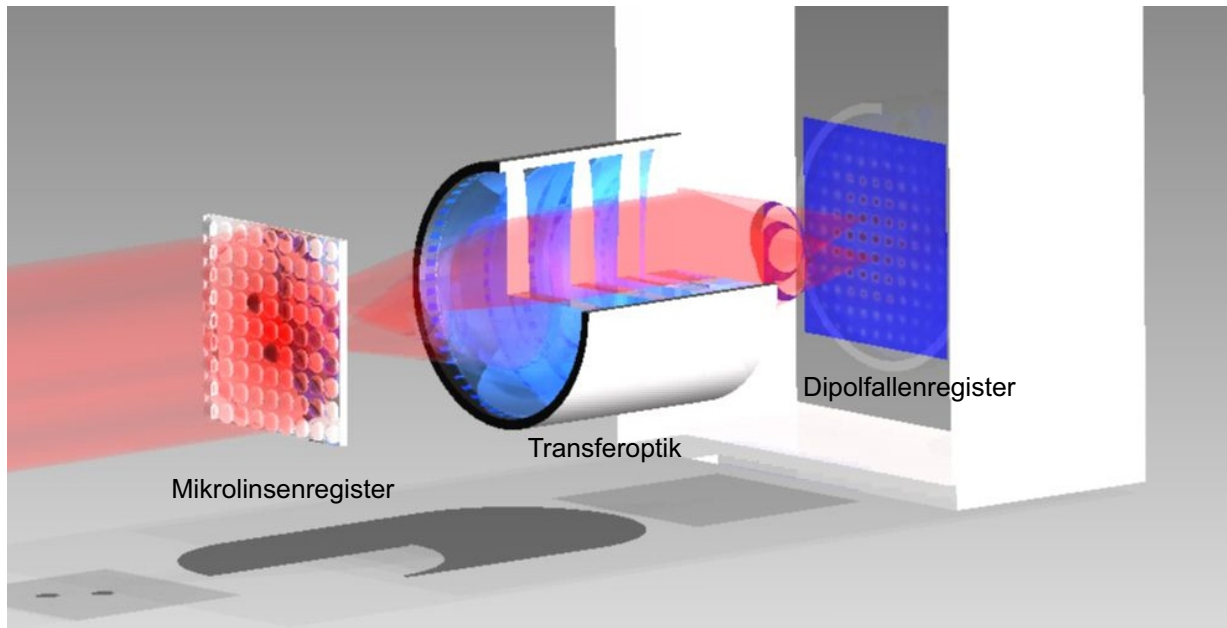


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung der optischen Hauptkomponenten des skalierbaren Quantenprozessors: Licht des Fallenlasers leuchtet ein Mikrolinsenregister großflächig aus, dessen Fokalebene in eine Vakuummehr abgebildet wird. Das resultierende Dipolfallenregister wird mit Rubidiumatomen geladen, so dass ein 2D Quantenregister neutraler Atome entsteht.

Initialisierung der Qubits, deren Verarbeitung und das Auslesen des Quantenzustands gebildet werden. Diese sind über einen mit Hilfe des Qubit-Transports realisierbaren Datenbus verknüpft, wie in Abbildung 2.2 (b) dargestellt.

Inhalt der folgenden Abschnitte ist die Diskussion dieser Architektur mit Blick auf die oben zusammengefassten grundsätzlichen Anforderungen. Des Weiteren wird die experimentelle Implementierung der Basiskomponenten des kohärenten Transports atomarer Quantenzustände und der Einzeladressierbarkeit von Registerplätzen zusammengefasst, welche in den Dissertationen von A. Lengwenus [61] und J. Kruse [62] detailliert beschrieben sind. Die Kernelemente des hierfür genutzten experimentellen Aufbaus sind schematisch in Abbildung 2.3 gezeigt, eine ausführliche Darstellung findet sich in Kapitel 3.

Ein Mikrolinsenregister wird großflächig mit Laserlicht eines Fallenlasers ausgeleuchtet. Das resultierende Dipolfallenregister in der Fokalebene wird in die Vakuummehr abgebildet und mit lasergekühlten ^{85}Rb -Atomen geladen. Die Atomzahl ist durch den Ladeprozess bestimmt und kann, wie in Kapitel 4 beschrieben, auf ein Atom pro Falle limitiert werden, so dass ein Quantenregister von Einzelatom-Qubits entsteht. Im Fall atomzahlunabhängiger Messungen, wie denen dieses Kapitels, ist aufgrund des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses die Arbeit mit Atomensembles vorteilhaft. Die Spezifikationen der Mikrolinsen und der Abbildungsmaßstab der Transferoptik sind flexibel wählbar, so dass die Größe der Fallen und die Gitterperiode angepasst werden können. Die untere Grenze ist hierbei durch die aus der numerischen Apertur der Transferoptik resultierende minimale Strukturgröße von $1,25\ \mu\text{m}$ gegeben, so dass Quantenregister mit einem Abstand benachbarter Fallen von einzelnen Mikrometern möglich sind (siehe Kapitel 5). Die Anzahl der Registerplätze entspricht der Anzahl der genutzten Mikrolinsen. Da bereits die aktuell eingesetzten Register

mehrere zehntausend Linsen besitzen, steht ein System mit hervorragender Skalierbarkeit zur Verfügung.

2.2 Präparation, Manipulation und Nachweis von Qubit-Zuständen

Die Entwicklung der Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen beruht größtenteils auf der Arbeit mit Alkaliatomen, wie Rubidium oder Cäsium. Sie stellen ein durch viele Experimente der letzten Jahrzehnte gut beschriebenes, wasserstoffähnliches System dar, dessen interne und externe Freiheitsgrade umfassend mit optischen Methoden manipuliert werden können. Die Techniken der Speicherung und des Nachweises von Rubidium in optischen Potentialen, sowie der kohärenten Manipulation interner Zwei-Zustandssysteme werden in diesem Abschnitt zusammengefasst.

2.2.1 Speicherung von Quantenzuständen in optischen Potentialen

Atomare Quantensysteme können mit Hilfe optischer Atomfallen an vorgegebenen Positionen lokalisiert und für weiterführende Aufgaben bereitgestellt werden. Die Strukturgröße der Potentialgeometrien aus fokussierten Laserstrahlen ist durch die Wellenlänge des verwendeten Lichts begrenzt und liegt daher für Alkaliatome im Bereich eines Mikrometers. Die konservativen Potentiale dieser Mikrofallen können innerhalb eines Vakuumsystems und fernab von Oberflächen erzeugt werden. Als Konsequenz sind die gespeicherten, lasergekühlten Atome weitgehend von der Umwelt entkoppelt und qualifizieren sich somit als Träger von Quanteninformation. Die internen und externen Freiheitsgrade der gefangenen Atome bieten vielfältige Möglichkeiten zur Speicherung und Verarbeitung von Information. Insbesondere die Zustände des Uhrenübergangs der $5^2S_{1/2}$ -Grundzustandshyperfeinstruktur bilden ein, gegenüber den Störeinflüssen externer Felder robustes, Quasi-Spin-1/2 System und definieren im Folgenden die Qubit-Basis: $|0\rangle := |F = 2, m_F = 0\rangle$; $|1\rangle |F = 3, m_F = 0\rangle$.

Die optische Speicherung neutraler Atome basiert auf der Modifikation der internen atomaren Energiezustände durch die Wechselwirkung mit weit verstimmt Laserstrahlung (siehe Kapitel 3.1). Die hervorgerufene ortsabhängige Änderung der Grundzustandsenergie ist durch das Dipolpotential $U(\mathbf{r})$ beschrieben. In der semiklassischen Betrachtung eines Zweiniveau-Systems ergibt sich näherungsweise [36]

$$U(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} I(\mathbf{r}) \quad \text{und} \quad \Gamma_{SC}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 I(\mathbf{r}) \quad , \quad (2.5)$$

wobei der Ausdruck $\Gamma_{SC}(\mathbf{r})$ die zugehörige Rate der Streuung von Photonen des Fallenlasers angibt. Die weiteren Parameter sind die Laserintensität $I(\mathbf{r})$, die durch den e^{-2} -Radius der Intensität gegebene Fokusgröße w_0 , sowie die Verstimmung $\Delta = \omega_L - \omega_0$ der Laserstrahlung gegenüber der Resonanzfrequenz des Zweiniveau-Systems mit Linienbreite Γ . Aus den Gleichungen (2.5) sind die wesentlichen Merkmale optischer Atomfallen ersichtlich: Ein fokussierter, rotverstimmt Laser ($\Delta < 0$) erzeugt ein attraktives Potential mit Minimum im Fokus und einer zur Laserintensität proportionalen Falltiefe. Diese ist mit $1/\Delta$ invers proportional zur Verstimmung, während die Streurrate mit $1/\Delta^2$ skaliert. Demzufolge ist es möglich unerwünschte Photonenstreuung durch Wahl großer Verstimnungen zu minimieren. Die Tiefe U_0/k_B der Dipolfallen kann einige Millikelvin betragen, womit sie einige Größenordnungen über der thermischen Energie lasergekühlter Atome liegt [35]. Typische Vibrationsfrequenzen in harmonischer Näherung der Potentiale liegen

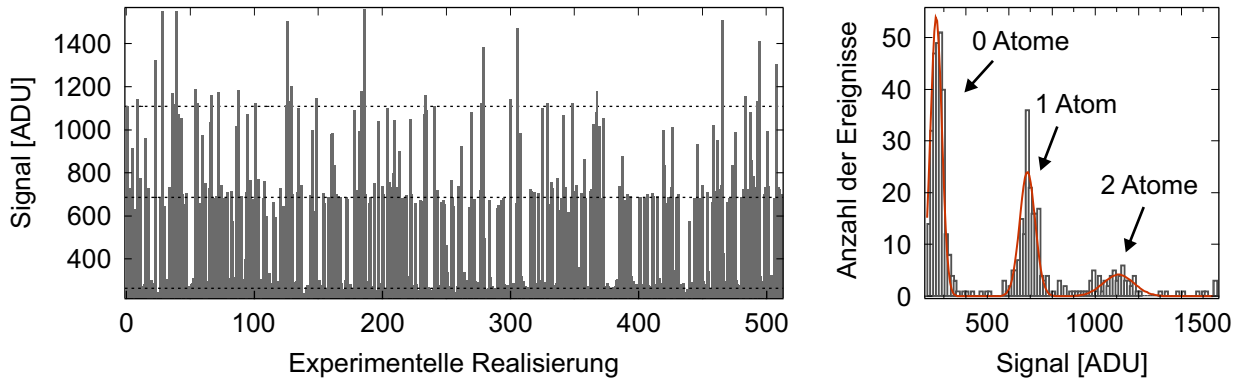


Abbildung 2.4.: Fluoreszenzsignal der Atome eines Registerplatzes in 500 wiederholten experimentellen Realisierungen (links) und das zugehörige Histogramm der detektierten Signalstärken (rechts). Die getrennten Signalstufen entsprechen in aufsteigender Reihenfolge Streulicht, der Fluoreszenz eines Atoms und Ereignissen mit zwei Atomen.

im Bereich von 10 – 100 kHz und im Fall starker Fokussierung sind auch höhere Werte möglich. Atome können mit Hilfe der weiterführenden Technik des Raman-Seitenbandkühlens [63–65] in den Vibrations-Grundzustand des externen Potentials gekühlt werden. Gleiches wird auch durch Ausnutzung des Phasenübergangs zu einem Bose-Einstein-Kondensat (BEC) [4, 5] erreicht. Die Ortsausdehnung der Wellenfunktion eines Atoms ist in diesem Fall in der Größenordnung von 10 nm.

Typische Parameter für die in diesem Kapitel genutzten Dipolfallenregister sind Fallen im Abstand von $55,5 \mu\text{m}$ mit einer Größe von $w_0 = 3,6 \mu\text{m}$ und einer Tiefe von $U_0 = k_B \cdot 0,1 \text{ mK}$. Die zugehörige Leistung des Dipolfallenlasers liegt im Bereich von 2 mW pro Registerplatz. Für die in dieser Arbeit genutzten ^{85}Rb -Atome resultiert die Streurrate aus der Kopplung des Fallenlasers an die Rubidium D-Linien bei 780 nm und 795 nm. Mit einer Wellenlänge des Laserlichts der Dipolfallen von 815 nm (Ti:Saphir-Laser) ergibt sich eine Streurrate in der Fallenmitte von $\Gamma_{SC} = 6 \text{ s}^{-1}$, wobei kohärenzerstörende, zustandsändernde Streuprozesse durch Quanteninterferenzeffekte [66] auf $\Gamma_{SC} = 0,5 \text{ s}^{-1}$ unterdrückt sind. Die Streurrate kann durch den potentiellen Einsatz eines Nd-YAG-Lasers der Wellenlänge 1064 nm weiter reduziert werden. Eine vergleichbare Fallentiefe erfordert hier eine Leistung von 14 mW und die induzierte Gesamtstreurrate ist $\Gamma_{SC} = 0,3 \text{ s}^{-1}$ mit $3 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ zustandsändernden Streuprozessen. Aufgrund der verfügbaren Laserleistung besteht die Möglichkeit ein Quantenregister mit hunderten Registerplätzen und einer Limitierung der Kohärenzzeit aufgrund von Streuprozessen im Minutenbereich zu realisieren.

Die Detektion der gespeicherten Atome kann, wie in Abbildung 2.1 (e) dargestellt, mit Hilfe von Fluoreszenzdetektion mit einer CCD-Kamera orts aufgelöst und parallelisiert durchgeführt werden. Diese Art des Nachweises erlaubt auch die Unterscheidung von Atomzahlen an den Speicherstellen des Registers, da jedes Atom im Mittel den gleichen Beitrag zur detektierten Fluoreszenz liefert. Abbildung 2.4 zeigt einen typischen Signalverlauf bei Messung der Fluoreszenz an einer Registerposition in 500 wiederholten Realisierungen. Es treten diskrete Signalstärken auf, welche den Atomzahlen $0, 1, 2, \dots$ zugeordnet werden können (links). Dies wird anhand der getrennten Maxima in der Histogrammdarstellung der detektierten Fluoreszenz offensichtlich (rechts). In der in Abbildung 2.4 vorliegenden Situation eines statistischen Ladeprozesses ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Atomzahl durch eine Poissonstatistik beschrieben und Ein-Atom-Ereignisse treten maximal mit 37 % auf. Die Effizienz der Präparation von Einzelatom-Qubits kann durch eine

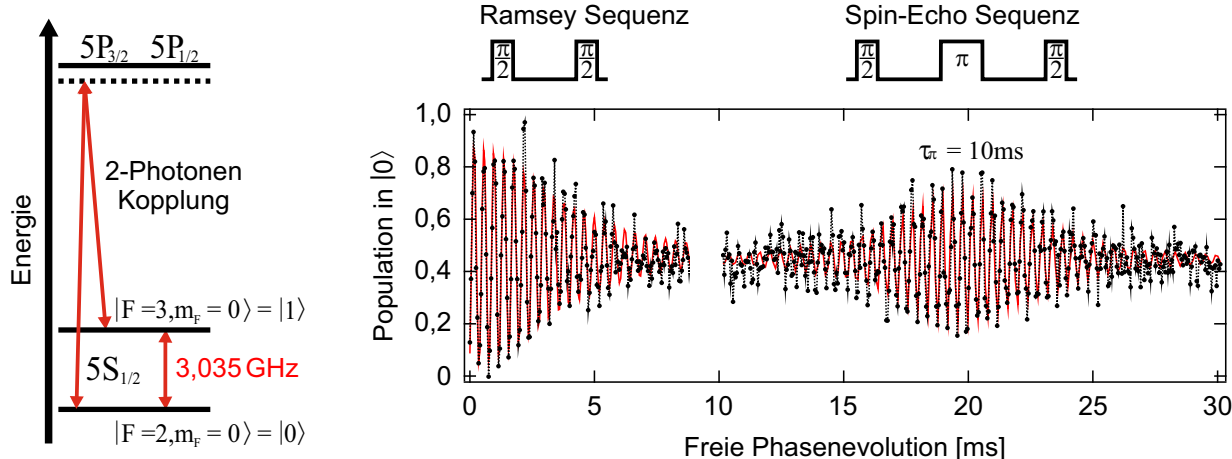


Abbildung 2.5.: (links) Ausschnitt der internen atomaren Energieniveaustuktur von ^{85}Rb mit den Qubit-Basiszuständen. Ebenfalls eingezeichnet ist die kohärente Kopplung durch einen Zwei-Photonen Übergang. (rechts) Pulssequenzen und Signale der Ramsey- und Spin-Echo-Spektroskopie. Die Abnahme der Signalamplitude im Zeitverlauf ist durch inhomogene Dephasierung (Ramseysignal) und homogene Dephasierung (Spin-Echo-Signal) verursacht.

optimierte Ladephase und unter Ausnutzung lichtinduzierter Zweikörperstöße weiter gesteigert werden [37] (siehe Kapitel 4). Experimentell wurden in Einzelfällen Effizienzen von über 80 % [38] realisiert und es besteht darüber hinaus die Möglichkeit zur Eliminierung von Zwei-Atom Ereignissen. Mit dieser Technik können an den Plätzen eines Dipolfallenregisters intrinsisch identische Quantensysteme in Form einzelner, lasergekühlter neutraler Atome in einer zweidimensionalen Vielfachrealisierung bereitgestellt werden (siehe Kapitel 5).

2.2.2 Kohärente Manipulation atomarer Spinzustände

Optisches Pumpen [67] als Folge wiederholter Streuprozesse von resonantem Laserlicht definierter Polarisation ermöglicht die Präparation der Rubidiumatome im gewünschten magnetischen Zustand der Grundzustands-Hyperfeinstruktur. Diese Technik kann auf individuelle Fallen oder parallelisiert auf alle Fallen eines Registers angewandt werden. Das Einstrahlen linear polarisierter Laserstrahlung auf dem Übergang $|5^2S_{1/2}, F = 3, m_F\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F' = 3, m'_F\rangle$ der ^{85}Rb D2-Linie führt zur Besetzung des Zustands $|5^2S_{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$, womit die definierte Präparation in einen Qubit-Basiszustand erreicht wird. Der Quantenzustand eines in der Grundzustandshyperfeinstruktur definierten Qubits kann mit Hilfe von Mikrowellenstrahlung oder optisch, wie in Abbildung 2.5 dargestellt, durch einen Zwei-Photonen-Übergang mit virtuellem Zwischenniveau kontrolliert werden. Letztere Methode kann durch Einsatz fokussierter Laserstrahlen orts aufgelöst nach Registerplatz ausgeführt werden. Die erreichbare Kopplungsstärke entspricht Rabi-Frequenzen im Megahertzbereich, woraus die Zeitskala einer Mikrosekunde für die Manipulation des Quantenzustands einzelner Qubits folgt [43].

Der Nachweis des Quantenzustandes gespeicherter Qubits erfolgt im Rahmen dieser Arbeit durch die standardmäßig eingesetzte Technik der Projektion auf die Besetzung der Qubit-Basiszustände durch das zustandselektive Entfernen von Qubits und anschließende Fluoreszenzdetektion [39, 43, 68]. Ein Beispiel der kohärenten Kontrolle des Quantenzustands der Ensembleatome eines Registerplatzes ist in Abbildung 2.5 (rechts) gezeigt [68]. Die eingesetzten Methoden

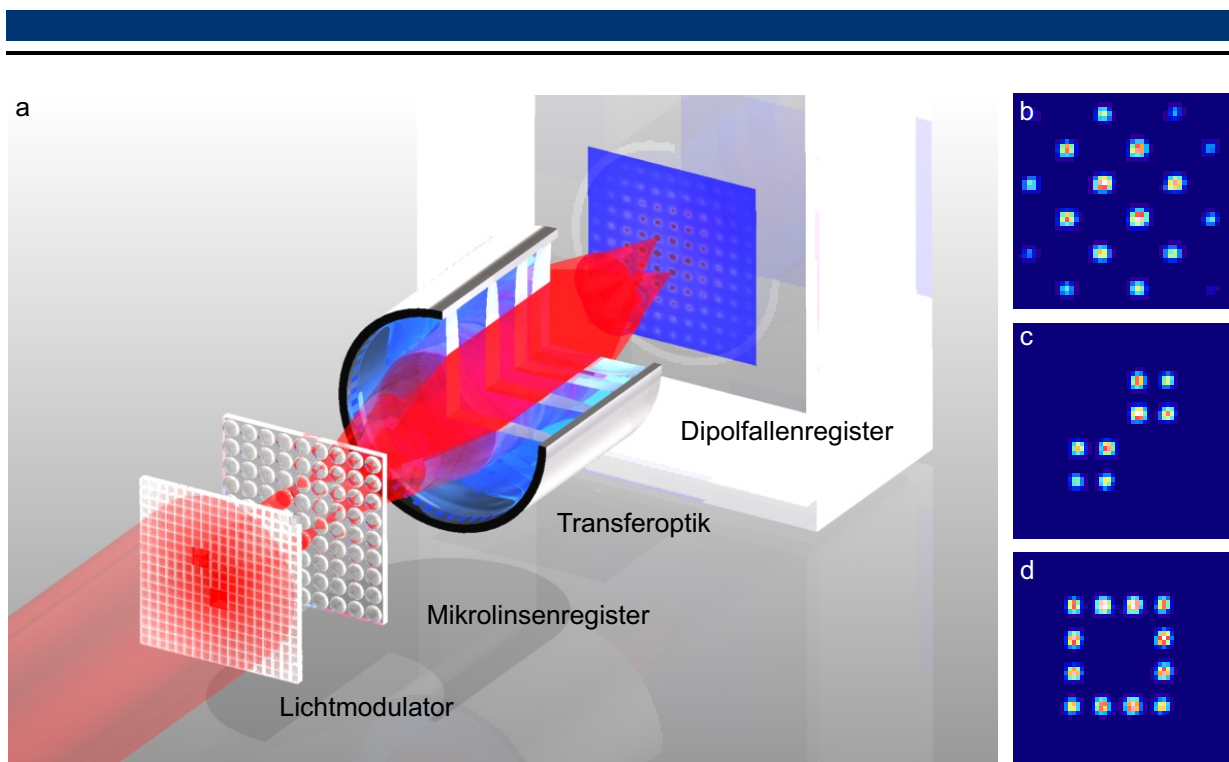


Abbildung 2.6.: (a) Schematische Darstellung der zur Einzeladressierung von Registerplätzen genutzten optischen Hauptkomponenten. Der räumliche Lichtmodulator erlaubt das parallelisierte Adressieren frei wählbarer Mikrolinsen. (b-d) Gemittelte Fluoreszenzbilder von Atomen in variablen Fallengeometrien.

der Ramsey- und Spin-Echo-Spektroskopie dienen zur Charakterisierung der Dephasierungs- und Dekohärenzzeiten der experimentellen Implementierung und basieren auf der Untersuchung der Zeitentwicklung des durch den ersten $\pi/2$ -Puls präparierten Superspositionszustandes nach vorhergehender Bereitstellung der Qubits im Basiszustand $|0\rangle$. Die Abnahme der Signalamplitude des Ramseysignals ist durch reversible Dephasierung aufgrund inhomogener Effekte begründet und stellt daher keinen Informationsverlust dar. In der Erweiterung der Spin-Echo-Spektroskopie wird der Einfluss inhomogener Dephasierungsmechanismen kompensiert. Die Zeitkonstante der Signalabnahme des Spin-Echo-Signals wird im Rahmen dieser Arbeit als Dekohärenzzeit definiert. Experimentell wurden Dekohärenzzeiten im Bereich von 100 ms erreicht [62], innerhalb welcher unter optimierten Bedingungen 10^4 Spinrotationen an Einzelatom-Qubits möglich sind (siehe Kapitel 6).

2.2.3 Adressierung einzelner Registerplätze

Die auf mikrooptischen Komponenten basierende zweidimensionale Architektur aus fokussierten Laserstrahlen bietet intrinsisch die Möglichkeit Qubits einzelner Registerplätze anzusprechen, da die fallenerzeugende Optik ebenfalls zum Adressieren der Fallenpositionen genutzt werden kann. Jede Mikrolinse bietet direkten Zugang zu der entsprechenden Registerposition. Diese Eigenschaft wurde in einer Reihe von Experimenten zur flexiblen Erzeugung von Fallengeometrien und für die kohärente Manipulation der Qubits ausgewählter Registerplätze genutzt [47, 62, 69]. Wie in Abbildung 2.6 (a) dargestellt, erlaubt ein vor dem Mikrolinsenregister eingebrachter und großflächig ausgeleuchteter räumlicher Lichtmodulator auf der Basis von Flüssigkristallen die auf jede Mikrolinse auftreffende Laserleistung einzustellen. In Kombination mit Polarisationsfiltern

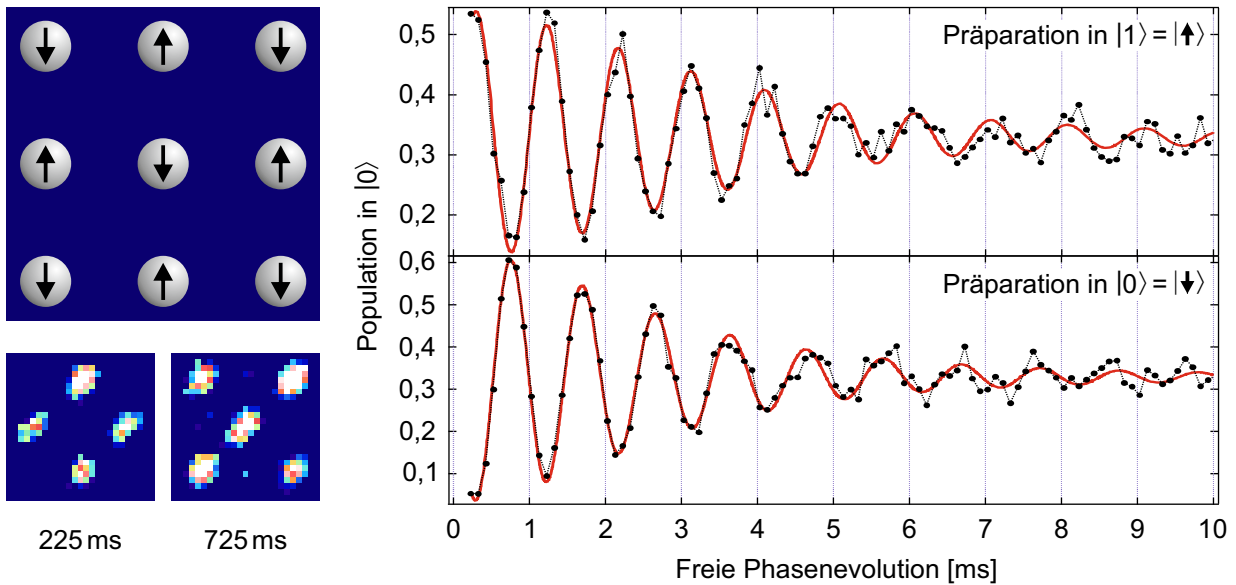


Abbildung 2.7.: Ortsaufgelöste Initialisierung der Qubits eines Quantenregisters in antiparallele Spinzustände entsprechend eines Schachbrettmusters (links, oben) und anschließende Ramsey-Spektroskopie. In den Fluoreszenzbildern (links, unten) werden die Qubits benachbarter Registerplätze, aufgrund der induzierten Phasenverschiebung von π gegenphasig im Zustand $|0\rangle$ detektiert. Der Unterschied der Phase der Quantenzustände wird im Zeitverlauf des Ramseysignals benachbarter Fallen deutlich (rechts).

ist jedes Pixel des zweidimensionalen Lichtmodulators ein individuell einstellbarer Intensitätsmodulator, welcher in der hier gezeigten Realisierung die Abschwächung der Laserleistung mit einem Kontrastverhältnis von 270:1 erlaubt. Die Fläche einer Mikrolinse entspricht ca. 80 Pixeln. Ein Hauptmerkmal der hier diskutierten Vorgehensweise ist, dass die auf die Atome wirkenden Lichtfelder im Gegensatz zu anderen Ansätzen, welche Lichtmodulatoren als holographische Elemente nutzen [70, 71], weiterhin von den Mikrolinsen definiert sind. Auf diese Weise wird die hohe Stabilität und Qualität der beugungslimitierten Lichtfelder auch unter der Erweiterung der Einzeladressierung sichergestellt.

Abbildung 2.6 (b-d) zeigt mit Hilfe der implementierten Einzeladressierung erzeugte Fallengeometrien. Hierzu wird die Leistung des Dipolfallenlasers an ausgewählten Registerplätzen angepasst. Ausgehend von einer Situation, in welcher alle Pixel des Lichtmodulators auf Transmission eingestellt und demnach alle Mikrolinsen ausgeleuchtet sind, werden die dargestellten Fallenmuster durch Ausschalten einzelner Fallen realisiert: Die Nutzung jeder zweiten Linse führt zu einem um 45° gedrehten Register mit modifiziertem Fallenabstand (b), des Weiteren erzeugen Sub-Gruppen von Linsen getrennte Teilregister als Ansatz für die Implementierung von Quantenfehlerkorrektur (c) und es besteht die Möglichkeit geschlossene Ketten von Qubits mit periodischen Randbedingungen zu erzeugen (d) [72, 73].

Die flüssigkristallbasierte Einzeladressierung von Registerplätzen erlaubt neben der Erzeugung angepasster Fallengeometrien auch eine nach Registerplatz aufgelöste kohärente Manipulation der Qubits eines zweidimensionalen Quantenregisters. Hierfür wird der räumliche Lichtmodulator zur Kontrolle des die Qubit-Basiszustände koppelnden Lichts eingesetzt. Dieses wird wiederum in einem zu Abbildung 2.6 (a) vergleichbaren Aufbau über ein Mikrolinsenregister auf die einzelnen Plätze des Quantenregisters fokussiert. Durch die so erreichte ortsaufgelöste Einstellbarkeit der

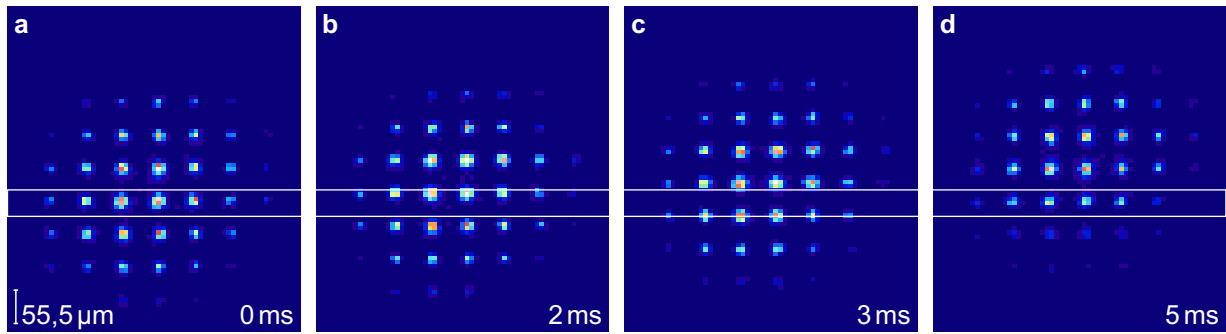


Abbildung 2.8.: Fluoreszenzbilder des Transports von Atomen über eine dem Fallenabstand entsprechende Distanz von $55,5 \mu\text{m}$. (a) Ausgangsposition, (b-c) Position des Registers nach 2 ms und 3 ms, (d) Endposition nach 5 ms.

Intensität der zur Phasenmanipulation des Quantenzustands genutzten Lichtpulse kann ein einzelner Puls definierter Dauer und Intensität, eine großflächige Ausleuchtung des Lichtmodulators vorausgesetzt, in eine für jede Registerposition frei wählbare Phasenmodifikationen konvertiert werden. Unter Beachtung des verfügbaren Kontrasts erlaubt diese Technik die Präparation komplexer, zweidimensionaler Spinkonfigurationen. In den in Abbildung 2.7 dargestellten Messungen ist ein vollständiges Fallenregister vorhanden und die kohärente Einzeladressierung wird für die Präparation eines 2D-Gitters antiparallel ausgerichteter Spins genutzt (links, oben), indem durch einen Lichtpuls mit einem Abbildung 2.6 (b) entsprechenden räumlichen Muster die Phase des Quantenzustands in jeder zweiten Fallen um π modifiziert wird. Anschließend wird an allen Registerpositionen des so präparierten Systems parallelisiert eine Ramsey-Spektroskopie durchgeführt. Abbildung 2.7 (links, unten) zeigt Fluoreszenzbilder von Qubits im Zustand $|0\rangle$ eines Ausschnitts von 3×3 Fallen für zwei unterschiedliche Zeiten der freien Evolution. Rechts ist der detaillierte Zeitverlauf der Ramsey-Oszillationen für zwei benachbarte Registerpositionen dargestellt. Dieser belegt anhand des beobachtbaren Phasenunterschieds von π die anfängliche Präparation mit Hilfe der Einzeladressierung in den unterschiedlichen Basiszuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$.

2.2.4 Kohärenter Transport von Quantenzuständen

Ein Kernelement der registerbasierten Architektur für die Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen ist die Realisierung eines Quanten-Schieberegisters [41, 61, 74]. Der kohärenzerhaltende Transport von Qubits stellt einen Datenbus zur Verfügung, welcher die Verknüpfung von Teilregistern unterschiedlicher Funktionen wie Qubit-Präparation und Verarbeitung, sowie die Parallelisierung der Operationen erlaubt. Gleichzeitig kann das Quanten-Schieberegister zur Speicherung und Transport von Quanteninformation in komplexen Prozessorarchitekturen dienen. Der Transport von Quantenzuständen erfordert die dynamische Kontrolle der Position der speichernden Potentiale. Im Fall eines Dipolfallenregisters ist die Position der Registerplätze direkt durch die Position des Mikrolinsenregisters und den Einfallswinkel des Fallenlasers bestimmt [75]. Letzterer kann beispielsweise durch Einsatz von Galvanometerspiegeln dynamisch angepasst werden. Eine kontinuierliche Variation des Einfallswinkels resultiert in der lateralen Verschiebung des Fallenregisters innerhalb der Fokalebene des Mikrolinsenregisters. Ist die Modifikation des Potentials adiabatisch, führt dies zu einem Transport der gespeicherten Qubits mit verschwindendem Einfluss auf den Quantenzustand. Abbildung 2.8 zeigt einen solchen Transport in einem Dipolfallenregister gespeicherter Atome über die dem Abstand benachbarter Registerplätze entsprechende Distanz von $55,5 \mu\text{m}$. Die Erweiterung zu einem Schieberegister gelingt in einem

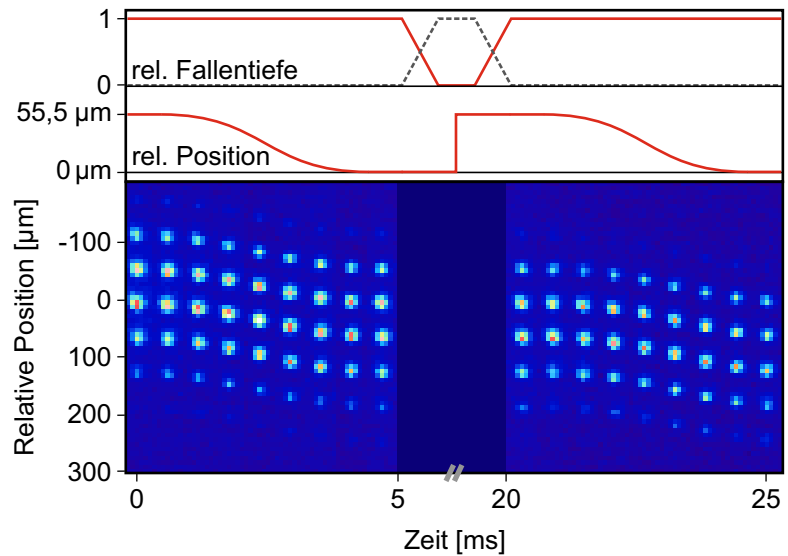
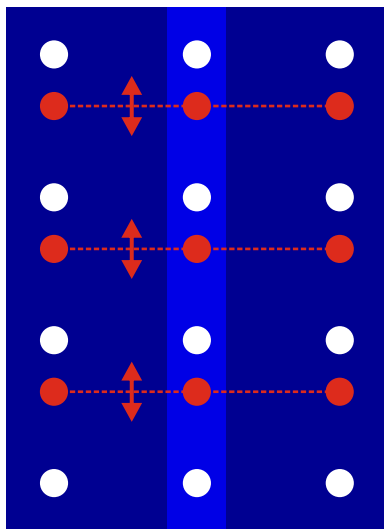


Abbildung 2.9.: Skalierbares Quanten-Schieberegister. (links) Ein System aus zwei überlagerten Dipolfallenregistern (weiß, statisch und rot, beweglich) erlaubt das Einstellen der Fallenabstände und den kohärenten Qubit-Transport. (rechts) Zeitverlauf der Fallentiefen und der Position des beweglichen Registers (oben), sowie Fluoreszenzbilder der Atome der zentralen Spalte (wie links in hellerem Blau hervorgehoben) für den Transport über $111\ \mu\text{m}$ in zwei Schiebezyklen.

System aus zwei in einer Ebene überlagerten, unabhängigen Dipolfallenregistern mit identischen Parametern, wobei mindestens eines der Register bewegt werden kann (siehe Abbildung 2.9, links). In der Ausgangssituation ist ein Register mit Qubits gefüllt, während die Fallen des zweiten Registers leer sind. Ein Schiebezyklus besteht aus dem Transfer der Qubits von Register zu Register, dem Verschieben um eine Fallenperiode und dem erneuten Transfer der Qubits. Abbildung 2.9 (rechts) zeigt den Transport von Atomen in zwei aufeinanderfolgenden Schiebezyklen, oben ist schematisch der Zeitverlauf von Fallentiefe und Registerposition dargestellt und unten ist die Fluoreszenz der Atome einer zentralen Spalte, wie in Abbildung 2.9 (links) hervorgehoben, zu verschiedenen Zeiten des Transportzyklus gezeigt. Experimentell erfolgt der Transfer zwischen identischen Potentialen ohne Atomverlust und der Schiebezyklus induziert keine zusätzliche Heizrate, daher ist die Transportdistanz in wiederholten Schiebezyklen ausschließlich durch die Größe der Dipolfallenregister limitiert.

Der Erhalt des Quantenzustands während des gesamten Transportzyklus inklusive des Transfers der Qubits zwischen den Fallenregistern ist eine wesentliche Anforderung an das Quanten-Schieberegister und erfordert daher eine ausführliche Untersuchung. Zu diesem Zweck wurde ein Schiebezyklus in die Sequenz einer Spin-Echo-Spektroskopie eingebettet [41, 74] und die gemessene Dekohärenzzeit mit der von Qubits in einem stationären Register verglichen. Das Verhältnis der Dekohärenzzeiten zwischen dem Transportzyklus unterworfenen Qubits und nicht transportierten Qubits wurde zu $0,98(4)$ bestimmt, wobei die Zahl in der Klammer die Unsicherheit der letzten Stelle angibt. Innerhalb der Fehlergrenze induziert das Schieberegister folglich keinen zusätzlichen Kohärenzverlust für Superpositionszustände der oben definierten Qubitbasis $|0\rangle$ und $|1\rangle$. Der Transport atomarer Quantenzustände kann demnach in komplexen Architekturen mehrstufig und kohärenzerhaltend skaliert werden. Weiterhin steht mit der Technik der dynamischen Anpassung des Abstands überlagerter Quantenregister ein vielseitiges Werkzeug für

die Implementierung von Quantenoperationen zwischen Qubits benachbarter Registerpositionen bereit.

2.3 Mögliche Implementierung von Zwei-Qubit-Quantenoperationen

Die Implementierung von Zwei-Qubit-Operationen ist Gegenstand aktueller Forschung in vielen Ansätzen der Quanteninformationsverarbeitung. Sie erfordert die präzise Kontrolle der Wechselwirkung von Quantensystemen und stellt damit große Anforderungen an die jeweilige experimentelle Implementierung. Im Fall der Vielfachrealisierung optisch gespeicherter Qubits auf Basis neutraler Atome in periodischen Potentialgeometrien existiert eine Reihe verschiedener Möglichkeiten zur Umsetzung von Quantengattern zwischen Qubits.

Kalte Stöße

Die schnelle Entwicklung der Forschung mit ultrakalten Quantengasen führte zu dem Vorschlag, atomare Qubits mit Hilfe einer durch kontrollierte kalte Stöße induzierten Phasenverschiebung zu verschränken [76]. Die deterministische Realisierung kohärenter kalter Stöße erfordert die Präparation der für die Kodierung der Qubits genutzten Einzelatome in definierten Vibrationszuständen des speichernden Potentials. Eine Möglichkeit hierfür ist der Übergang zu einem Mott-Isolator in einem BEC, welcher die Besetzung des Vibrations-Grundzustandes zur Folge hat. Darauf aufbauend wurden in optischen Gittern mit der parallelisierten Erzeugung verschränkter Zustände [49] und der Implementierung eines \sqrt{SWAP} -Phasengatters [50] bemerkenswerte experimentelle Resultate erzielt. Beide Experimente haben zeitabhängige und zustandsselektive Potentiale zur Grundlage, welche die zustandsabhängige Zusammenführung der Stoßpartner sicherstellen und deren Wellenfunktionen kontrolliert zum Überlapp bringen. In diesem Zusammenhang liefert die Möglichkeit des kohärenten Transports von Qubits in mikrooptisch erzeugten Quantenregistern einen wichtigen Ansatzpunkt zur Anwendung dieser Methode. Darüber hinaus fordert eine potentielle Implementierung Techniken zum zustandsselektiven Trennen von Potentialtöpfen und die Kühlung in den Vibrationsgrundzustand.

Rydberg-Atome

Einen anderen, durch aktuelle Experimente gefestigten Ansatz [51, 52, 77], stellen Zwei-Qubit-Gatter basierend auf der Anregung neutraler Atome in Rydberg-Zustände dar [28, 31, 78, 79]. Alkaliatome in diesen hochangeregten Zuständen mit Quantenzahlen $n \gg 1$ werden auch als Rydberg-Atome bezeichnet und zeigen wasserstoffähnliche Eigenschaften [80]. Ihr Valenzelektron ist weit vom Kern entfernt und bewegt sich in Folge dessen in einem effektiven $1/r$ -Coulombpotential, da die Kernladung von der Elektronenhülle abgeschirmt wird. Die Zustandsenergien und die zugehörigen Wellenfunktionen sind jedoch durch die nichtverschwindende Wahrscheinlichkeit des Eindringens des Valenzelektrons in die Elektronenhülle modifiziert. Abbildung 2.10 zeigt durch numerische Integration der radialen Schrödingergleichung [81, 82] unter Verwendung eines Modellpotentials [83] erhaltene radiale Wellenfunktionen $R(r)$ der Rydberg-Zustände $50^2S_{1/2}$ und $100^2D_{5/2}$ (siehe Anhang C). Aufgetragen sind die normierten radialen Wahrscheinlichkeitsdichten $|rR(r)|^2$ als Funktion des Kernabstands in Einheiten von a_0 , welche die außerordentlich große Ausdehnung dieser Zustände erkennen lassen (es gilt $20000 a_0 \approx 1 \mu\text{m}$). Das Inset zeigt zum Vergleich die numerisch approximierten radialen Wahrscheinlichkeitsdichten des Zustandes $5^2P_{3/2}$. Der Radius der Wellenfunktion sowie das Dipolmoment skalieren mit n^2 , was zu einer langreichweitigen Wechselwirkung zwischen Rydberg-Atomen führt. Diese tritt ohne Einfluss externer Felder auf

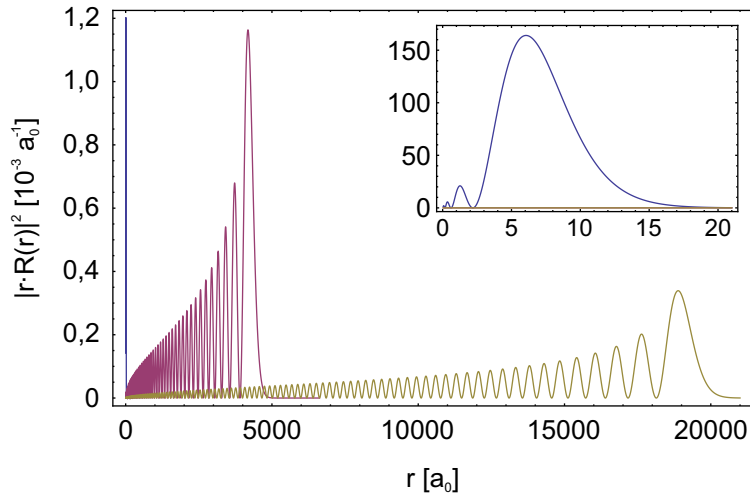


Abbildung 2.10.: Ausdehnung der Wellenfunktionen der Rydberg-Zustände $50^2S_{1/2}$ (lila) und $100^2D_{5/2}$ (braun), sowie des Zustands $5^2P_{3/2}$ (blau, siehe auch Inset). Aufgetragen sind die normierten radialen Wahrscheinlichkeitsdichten $|rR(r)|^2$.

und resultiert aus der energetischen Entartung von Paarzuständen des dipolgekoppelten Systems aus zwei Atomen. Die Skalierungseigenschaften der Wechselwirkungsstärke ergeben sich im Fall resonanter Dipol-Dipol Wechselwirkung zu $c_3 \propto n^4$ und für unvollständige Entartung skaliert die van-der-Waals Wechselwirkung mit $c_6 \propto n^{11}$. Es ergeben sich Kopplungsstärken, welche jene von Grundzustandsatomen um viele Größenordnungen übersteigen und zu Energiemodifikationen der Paarzustände im Megahertzbereich auf Längenskalen von Mikrometern führen [84]. Abbildung 2.11 (a) zeigt diese Situation für $c_3 = 2 \text{ GHz } \mu\text{m}^3$.

Darüber hinaus kann die Wechselwirkung durch den lasergestützten Transfer zwischen der Besetzung der Qubit-Basis im Grundzustand und von Rydberg-Zuständen zuverlässig und zustandsselektiv geschaltet werden, wie in Abbildung 2.11 (b) am Beispiel der Pulssequenz eines Zwei-Qubit-Phasengatters dargestellt. Die Rabi-Frequenz Ω der optischen Kopplung von Grund- und Rydbergzuständen kann hierbei einige Megahertz betragen, wodurch Quantengatter auf der Zeitskala von Mikrosekunden möglich sind. Das zentrale Element der Quantenoperationen mit Rydberg-Atomen ist die induzierte Modifikation der Übergangsfrequenz des Ziel-Qubits, falls ein in der Nähe befindliches Kontroll-Qubit in einen Rydberg-Zustand angeregt wird. Es resultiert ein Blockaderadius innerhalb dessen die Anregung des Ziel-Qubits unterdrückt ist und welcher zur Realisierung von Quantengattern in Fallengeometrien mit einem Qubitabstand im $10 \mu\text{m}$ -Bereich genutzt werden kann. In dem Beispiel aus Abbildung 2.11 (b) erfährt der Zustand des Ziel-Qubits eine kontrollierte Phasenverschiebung als Funktion des Ausgangszustandes des Kontroll-Qubits, da dieser die erfolgreiche Ausführung einer 2π -Rotation zwischen dem Qubit-Basiszustand $|1\rangle$ und dem Rydbergzustand $|r\rangle$ bestimmt. Dieses Phasengatter kann durch Ein-Qubit-Operationen in ein vollständiges cNOT-Gatter überführt werden, womit in Kombination mit den Ein-Qubit-Rotationen aus Abschnitt 2.2 ein vollständiger Satz von Quantengattern zur Verfügung steht. Erste experimentelle Implementierungen haben Systeme aus zwei Dipolfallen mit Abstand von $4,5 \mu\text{m}$ [51] beziehungsweise $8,7 \mu\text{m}$ [52, 77] zur Grundlage. Sie entsprechen damit dem Parameterbereich der in diesem Kapitel diskutierten Architektur eines skalierbaren Quantenprozessors. Dieser Ansatz wird durch die detaillierte Analyse der Fehlerquellen und Limitierungen in [28, 77, 85] gestützt, welche den intrinsischen Fehler der Methode zu $6,5 \cdot 10^{-3}$ bestimmt und eine experimentell erreichbare Fidelity der Quantenoperationen von über 0,99 voraussagt.

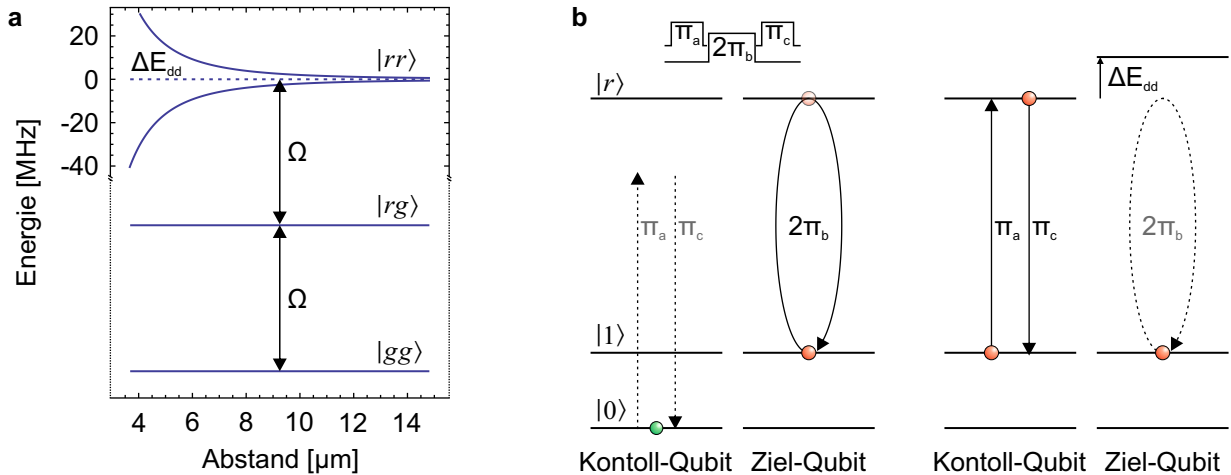


Abbildung 2.11.: (a) Die optische Anregung von zwei Atomen in Rydbergzustände bewirkt die Modifikation der Eigenenergien des dipolgekoppelten Systems auf der Längenskala von Mikrometern. Gezeigt ist die Energieverschiebung ΔE_{dd} von zwei entarteten Paarzuständen im Fall resonanter Dipolkopplung mit $c_3 = 2 \text{ GHz } \mu\text{m}^3$. (b) Schematische Darstellung eines Zwei-Qubit-Phasengatters am Beispiel einer vollständigen Besetzung der beiden Qubitbasiszustände: Befindet sich das Kontroll-Qubit im Zustand $|0\rangle$ erfährt das Ziel-Qubit im Zustand $|1\rangle$ eine Phasenverschiebung durch die eingezeichnete 2π -Rotation mit Kopplung an den Rydbergzustand $|r\rangle$; Befindet sich das Kontroll-Qubit im Zustand $|1\rangle$ wird die Rotation des Ziel-Qubits durch die Energieverschiebung ΔE_{dd} des Rydbergzustands unterdrückt.

2.4 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurden die Grundlagen der Quanteninformationsverarbeitung mit optisch gespeicherten neutralen Atomen vorgestellt. Es wurden die Anforderungen an ein für die QIV genutztes physikalisches System zusammengefasst und eine skalierbare Architektur für einen Quantenprozessor beschrieben. Diese basiert auf zweidimensionalen Quantenregistern einzelner Atome, deren periodische Fallengeometrie durch die parallelisierte Erzeugung von Atomfallen aus fokussierten Laserstrahlen mit Hilfe von Mikrolinsenregistern geschaffen wird. Die Eigenschaften dieser Architektur wurden aufbauend auf den Arbeiten von A. Lengwenus [61] und J. Kruse [62] mit Blick auf die Kriterien der QIV erläutert.

In der Diskussion der Grundbausteine des Quantenprozessors traten keine grundlegenden Limitierungen auf. Die physikalische Implementierung der QIV mit optisch gespeicherten neutralen Atomen in einem vollständigen System erfordert jedoch eine Reihe von Weiterentwicklungen, welche in vielen Punkten Bestandteil der nächsten Kapitel sind. Beispielsweise setzt die Ausführung von Quantengattern die in Kapitel 4 beschriebenen Techniken der zuverlässigen Präparation einzelner Atome und der Mehrfachdetektion der Informationsträger ohne Atomverlust voraus. Eine darüber hinausgehende wünschenswerte Weiterentwicklung wäre die Einführung von Methoden zur verlustfreien Detektion des Quantenzustands einzelner gespeicherter Atome. Neben der in [86] beschriebenen zustandsselektiven Fluoreszenzdetektion liefern hier die Grundlagen des Quanten-Schieberegisters einen Ansatzpunkt: Das in [69, 75] vorgestellte parallelisierte Teilen jeder Registerfalle in zwei unabhängige Potentiale würde, um eine zustandsselektive Komponente erweitert, die Projektion der Besetzung der beiden Qubit-Basiszustände auf die Besetzung eines

Paares von Dipolfallen erlauben. Diese könnten ohne Weiteres nach der Detektion der Atomposition wieder zusammengeführt werden.

Das vorgestellte Konzept der skalierbaren Architektur für die Quanteninformationsverarbeitung basiert auf Dipolfallenregistern mit einem Abstand benachbarter Fallen im Bereich von 10 μm . Es ist demnach die Reduzierung der Fallenperiode der bisherigen, zur Demonstration von Grundprinzipien genutzten, Dipolfallenregister erforderlich. Entsprechende Fallengeometrien werden in Kapitel 5 vorgestellt. Mit Blick auf das Quanten-Schieberegister bewirkt eine Reduzierung der Fallengrößen und die einhergehende Steigerung der Fallenfrequenzen eine mögliche Verkürzung der Zeitkonstante eines adiabatischen Transports von Millisekunden auf eine Mikrosekundenzeitskala [75]. Die technische Implementierung des schnellen Qubit-Transports ist durch den Einsatz akustooptischer Deflektoren mit einer Bandbreite von einigen Megahertz möglich [87–89]. Eine weitere Miniaturisierung ist auch in Bezug auf die ausstehende Implementierung von Zwei-Qubit Operationen anzustreben. Die Fidelity der Quantengatter profitiert von der Stärke der Rydbergwechselwirkung, welche invers und nichtlinear mit der Distanz der Atome skaliert. Darüber hinaus erlauben dicht gepackte Quantenregister mit einem Abstand der Registerpositionen von einzelnen Mikrometern die Verschränkung vieler stationärer Qubits mit Verzicht auf Transport.

Die mit kohärenten Spektroskopiemethoden ermittelte Zeitkonstante der Dekohärenz der aktuellen Implementierung liegt im Bereich von 100 ms. Daraus resultierend sind Quantenoperationen auf der Zeitskala einzelner Mikrosekunden erforderlich, um das Kriterium von 10^4 ausführbaren Quantenoperationen innerhalb der Dekohärenzzeit zu erfüllen. Dies ist mit Hilfe der beschriebenen lasergestützten, kohärenten Kopplung der Quantenzustände möglich und wird in Kapitel 6 an Einzelatom-Quantenregistern demonstriert. Für eine potentielle Erweiterung auf registerplatzspezifische Quantengatter ist die in der ersten Demonstration genutzte Methode der Lichtmodulation mit Hilfe von Flüssigkristallen aufgrund der auf wenige Kilohertz begrenzten Schaltfrequenzen das limitierende Element. Jedoch besteht die Möglichkeit des Einsatzes akustooptischer Techniken, wie sie zur Einzeladressierung in der Realisierung eines cNOT-Gatters genutzt wurden [52, 77]. Diese versprechen auch in zweidimensionalen Fallengeometrien eine wesentliche Steigerung der Geschwindigkeit in der Abfolge registerplatzspezifischer Quantengatter [90].

Neben der im Rahmen dieser Arbeit verfolgten Möglichkeit der Definition der Qubitbasis in internen atomaren Zuständen bestehen theoretische Konzepte zur Nutzung externer Freiheitsgrade zur Kodierung von Information. Werden die zwei niedrigsten Vibrationszustände als Qubit-Basis genutzt, könnten Quantengatter durch die Kombination von adiabatischer Annäherung und Separation von Potentialtöpfen und der Phasenverschiebung durch kalte Stöße, welche in dieser Konfiguration eine Abhängigkeit vom Vibrationszustand aufweist, realisiert werden [91–93]. Ein weiterer Ansatz ist die Quanteninformationsverarbeitung mit räumlich delokalisierten Qubits [94], wobei das nötige Zweiniveausystem durch die Vibrationsgrundzustände von zwei benachbarten Dipolfallen gebildet wird und der Quantenzustand durch die Position eines Atoms in diesem Fallenpaar beschrieben ist. Dieser Ansatz kann auch im Rahmen der Atomtronik (engl.: *atomtronics*) genutzt werden und liefert hier die theoretische Möglichkeit zur Konstruktion von Dioden und Transistoren auf der Basis von zwei Atomen und drei Dipolfallen [95]. Diese könnten als Grundbausteine für die Implementierung von elektronischen Schaltkreisen auf Basis einzelner, kohärent kontrollierbarer Quantenobjekte dienen.

3 Realisierung von zweidimensionalen Registern optisch gespeicherter Atome

Mit der Entwicklung des Lasers wurde eine neue Art von Lichtquellen eingeführt, deren spektrale Eigenschaften, einhergehend mit den erreichbaren hohen Leistungsdichten, eine neue Klasse von atomoptischen Experimenten ermöglichte. Die Stärke der Wechselwirkung zwischen Atomen und monochromatischer Laserstrahlung mit Frequenz im Bereich einer atomaren Resonanz führte, neben einer Vielzahl von Anwendungen, auch zu der Entwicklung von Atomfallen und Kühlmechanismen für neutrale Atome [96, 97]. Für ihren Beitrag zu der experimentellen Realisierung und theoretischen Beschreibung dieser Techniken erhielten S. Chu, C. Cohen-Tannoudji und W. D. Phillips 1997 den Nobelpreis für Physik [1–3]. So stehen mit dem Kühlen und Fangen von Atomen mit Laserlicht Werkzeuge bereit, welche die Entkopplung atomarer Quantensysteme von ihrer Umwelt erlauben und auf diese Weise ihre Quanteneigenschaften zugänglich machen. Die Kontrolle der internen und externen Freiheitsgrade neutraler Atome mit Hilfe optischer Methoden bildet heute die Basis einer Vielzahl moderner Experimente der Atomphysik und Quantenoptik. Sie bereitete nicht zuletzt den Weg zu der experimentellen Realisierung von Bose-Einstein-Kondensaten, für welche E. A. Cornell, W. Ketterle und C. E. Wieman 2001 den Nobelpreis in Physik erhielten [4, 5].

Des Weiteren bietet die Kopplung der atomaren Energieniveaus durch Lichtfelder definierter Polarisation, Frequenz und Amplitude vielfältige Möglichkeiten zur Präparation, kohärenten Manipulation und Detektion von Quantenzuständen. In optischen Dipolfallen gespeicherte kalte Atome sind daher ein vielversprechendes System für die Quanteninformationsverarbeitung. Die Bereitstellung von Qubits in einer skalierbaren Architektur ist ein wesentliches Kriterium für die Implementierung eines Quantenprozessors. Dieser Anforderung kann, wie in Kapitel 2 dargelegt, mit der Erzeugung zweidimensionaler periodischer Fallengeometrien durch die parallelisierte Vielfachrealisierung von Atomfallen aus fokussierten Laserstrahlen mit Hilfe von Mikrolinsenregistern Rechnung getragen werden. Inhalt dieses Kapitels ist die Beschreibung der experimentellen Implementierung dieser Potentialgeometrien und der Bereitstellung kalter Atome in den Atomfallen. Abschnitt 3.1 ist eine Zusammenfassung der theoretischen Grundlagen der Speicherung neutraler Atome in optischen Potentialen. Es werden insbesondere die Eigenschaften von Fallen für ^{85}Rb diskutiert. Die Implementierung von Dipolfallenregistern auf Basis mikrooptischer Komponenten und die Parameter der für die Experimente dieser Arbeit genutzten Mikrolinsenregister werden in Abschnitt 3.2 vorgestellt. Anschließend liefert Abschnitt 3.3 eine Beschreibung des experimentellen Aufbaus und der für die Präparation lasergekühlter Atome in Dipolfallenregistern und deren Nachweis eingesetzten Techniken.

3.1 Optische Speicherung neutraler Atome

Die Wechselwirkung zwischen Lichtfeld und Atom ist in der Literatur [35, 98–100] ausführlich diskutiert. Der folgende Abschnitt stellt daher eine Zusammenfassung der wichtigen Zusammenhänge und Größen dar.

Ein grundlegendes Verständnis des gekoppelten Systems aus Lichtfeld und Atom kann aus dem klassischen Oszillatormodell gewonnen werden [36]. Hier resultiert aus dem elektrischen Wech-

selfeld \mathbf{E} der Frequenz ω ein induziertes Dipolmoment \mathbf{p} des Atoms. Für die Beziehung zwischen dessen Amplitude $\tilde{\mathbf{p}}(\mathbf{r})$ und der Feldamplitude $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r})$ gilt:

$$\tilde{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) = \alpha(\omega)\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) \quad . \quad (3.1)$$

Der komplexwertige, frequenzabhängige Faktor $\alpha(\omega)$ wird als Polarisierbarkeit bezeichnet und charakterisiert die Wechselwirkung des induzierten Dipolmoments mit der elektrischen Komponente des Lichtfeldes.

Der dispersive Anteil dieser Wechselwirkung begründet das Dipolpotential

$$U_{Dip}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \mathbf{Re}(\alpha) I(\mathbf{r}) \quad , \quad (3.2)$$

und die aus dem Gradienten des Potentials resultierende Dipolkraft

$$\mathbf{F}_{Dip}(\mathbf{r}) = -\nabla U_{dip}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \mathbf{Re}(\alpha) \nabla I(\mathbf{r}) \quad , \quad (3.3)$$

mit der Intensität $I(\mathbf{r})$ des Lichtfeldes, der elektrischen Feldkonstanten ϵ_0 und der Lichtgeschwindigkeit c . Die Dipolkraft lässt sich als Konsequenz wiederholter kohärenter Streuprozesse verstehen, wobei absorbierte und emittierte Photonen Wellenvektoren unterschiedlicher Richtung besitzen. Die Differenz geht als Folge der Impulserhaltung auf das Atom über und entspricht \mathbf{F}_{Dip} [98, 101]. Der absorptive Anteil der Wechselwirkung zwischen induziertem Dipol und Lichtfeld kann als Absorption und darauffolgende spontane Emission von Photonen beschrieben werden. Für die Streurrate folgt:

$$\Gamma_{SC}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \mathbf{Im}(\alpha) I(\mathbf{r}) \quad . \quad (3.4)$$

Entsprechend dieser Betrachtung resultiert aus der Wechselwirkung zwischen Lichtfeld und Atom das Dipolpotential, dessen Minima Atomfallen darstellen. Auf Atome in diesen Dipolfallen wirkt die konservative Dipolkraft. Es existiert jedoch auch eine absorptive Komponente in Form der spontanen Streurrate von Photonen des die Fallen erzeugenden Lichtfeldes, welche potentiell den Quantenzustand der gespeicherten Atome stört und damit eine experimentelle Limitierung darstellt.

Im folgenden Abschnitt 3.1.1 werden diese Zusammenhänge am Beispiel eines quantenmechanischen 2-Niveau Systems verdeutlicht. Anschließend liefert Abschnitt 3.1.2 eine Diskussion für ^{85}Rb -Atome unter Berücksichtigung der atomaren Energieniveaustruktur. Abschnitt 3.1.3 gibt eine Übersicht der wichtigen Größen für Atomfallen aus fokussierten Laserstrahlen.

3.1.1 Licht-Atom Wechselwirkung des atomaren Zweiniveau-Systems

Der Hamiltonoperator des gekoppelten Systems aus Atom und Lichtfeld (*Dressed Atom*) ist [101]

$$\hat{H}_{AL} = \hat{H}_{Atom} + \hat{H}_{Licht} + \hat{H}_{WW} \quad . \quad (3.5)$$

Wird das Atom als Zweiniveau-System mit Grundzustand $|g\rangle$, angeregtem Zustand $|e\rangle$ und Übergangsfrequenz ω_0 beschrieben (siehe Abbildung 3.1), so folgt unter Vernachlässigung der

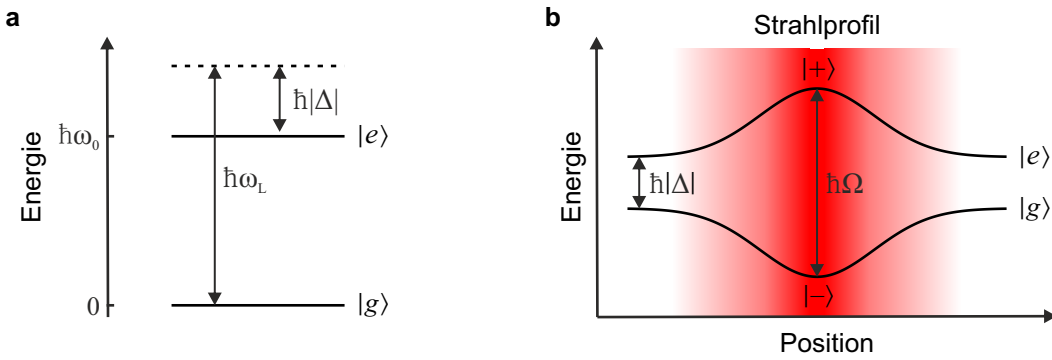


Abbildung 3.1.: (a) Wichtige Größen der Licht-Atom-Wechselwirkung im allgemeinen atomaren Zweiniveausystem. (b) Darstellung der Dressed-States-Eigenenergien in RWA und nach Transformation in das rotierende Koordinatensystem in Abhängigkeit der Laserintensität für eine negative Verstimmung $\Delta = \omega_L - \omega_0 < 0$.

kinetischen Energie $\hat{H}_{Atom} = \hbar\omega_0\hat{\sigma}^\dagger\hat{\sigma}$. Die atomaren Auf- und Absteigeoperatoren sind $\hat{\sigma}^\dagger = |e\rangle\langle g|$ und $\hat{\sigma} = |g\rangle\langle e|$. Entsprechend gilt für das als monochromatisch und als einzelne Mode der Frequenz ω_L angenommene Lichtfeld $\hat{H}_{Licht} = \hbar\omega_L(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2})$. Die Wechselwirkung ist in Dipolnäherung

$$\hat{H}_{WW} = -\hat{d} \cdot \mathbf{E} \quad , \quad (3.6)$$

mit dem Dipoloperator

$$\hat{d} = \langle e|\hat{d}|g\rangle(|g\rangle\langle e| + |e\rangle\langle g|) = \langle e|\hat{d}|g\rangle(\hat{\sigma} + \hat{\sigma}^\dagger) \quad . \quad (3.7)$$

Die Kopplung von Lichtfeld und Atom entspricht Photonenaustausch in Form von Absorption und stimulierter Emission und ermöglicht damit strahlungsinduzierte Übergänge. Spontaner Zerfall der Besetzung des Zustands $|e\rangle$ resultiert aus dem Übergang $|e\rangle \rightarrow |g\rangle$ durch Kopplung an die Moden des Vakuumsfelds. Insbesondere lässt sich das Dipolmatrixelement $\langle e|\hat{d}|g\rangle$ mit der spontanen Zerfallsrate Γ in Beziehung setzen und es folgt nach E. Wigner und V. Weisskopf [102]

$$\Gamma = \frac{\omega_0^3 \langle e|\hat{d}|g\rangle^2}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \quad . \quad (3.8)$$

Die Betrachtung von Dipolfällen für lasergekühlte Atome erlaubt eine Reihe von Näherungen. So wurde die Wechselwirkung oben in Dipolnäherung eingeführt. Diese setzt voraus, dass die Wellenlänge des Lichtfeldes sehr viel größer als die Ausdehnung des Atoms ist und kann daher für optische Übergänge angewendet werden. Eine unter der Bedingung $|\omega_L - \omega_0| \ll \omega_L + \omega_0$ gültige Näherung ist die Vernachlässigung von Termen in \hat{H}_{WW} , welche nahe Resonanz die Energieerhaltung verletzen (*Rotating Wave Approximation, RWA*). Damit gilt $\hat{H}_{WW} \propto (\hat{\sigma}\hat{a}^\dagger + \hat{a}\hat{\sigma}^\dagger)$. Des Weiteren wird eine explizite Zeitabhängigkeit durch Transformation in ein mit ω_L rotierendes Koordinatensystem eliminiert und das elektrische Feld kann für die in der Speicherung neutraler Atome relevanten Intensitäten im klassischen Grenzfall angenommen werden. Es folgt

$$\hat{H}_{WW} = \frac{1}{2}\hbar\Omega_0(\hat{\sigma} + \hat{\sigma}^\dagger) \quad , \quad (3.9)$$

mit der als Rabifrequenz bezeichneten Kopplungsstärke

$$\Omega_0(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\hbar} \langle e | \hat{d} \cdot \hat{\varepsilon} | g \rangle \cdot \tilde{E}(\mathbf{r}) \quad , \quad (3.10)$$

welche proportional zur Feldamplitude $\tilde{E}(\mathbf{r})$ ist. Die Polarisationsabhängigkeit wird hier durch den Einheits-Polarisationsvektor $\hat{\varepsilon}$ offensichtlich.

Die ungekoppelten Produktzustände aus Laserfeld und Atom sind aufgrund der Kopplung keine Eigenzustände des Gesamtsystems. Die Eigenzustände werden als *Dressed States* bezeichnet und folgen aus der Diagonalisierung von \hat{H}_{AL} . Sie entsprechen Linearkombinationen der atomaren Eigenzustände

$$\begin{aligned} |+\rangle &= \cos \theta(\mathbf{r}) |e\rangle + \sin \theta(\mathbf{r}) |g\rangle \\ |-\rangle &= \cos \theta(\mathbf{r}) |g\rangle - \sin \theta(\mathbf{r}) |e\rangle \end{aligned} \quad (3.11)$$

mit dem Mischungswinkel θ , welcher entsprechend den Beziehungen $\cos(2\theta(\mathbf{r})) = -\Delta/\Omega(\mathbf{r})$ und $\sin(2\theta(\mathbf{r})) = \Omega_0(\mathbf{r})/\Omega(\mathbf{r})$ definiert ist. Die zugehörigen Eigenenergien sind

$$\begin{aligned} E_+(\mathbf{r}) &= -\frac{\hbar\Delta}{2} + \frac{\hbar\Omega(\mathbf{r})}{2} \\ E_-(\mathbf{r}) &= -\frac{\hbar\Delta}{2} - \frac{\hbar\Omega(\mathbf{r})}{2} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Der Ausdruck

$$\Omega = \sqrt{\Omega_0^2(\mathbf{r}) + \Delta^2} \quad (3.13)$$

ist die verallgemeinerte Rabifrequenz und $\Delta = \omega_L - \omega_0$ ist die Frequenzdifferenz zwischen treibendem Feld und atomarer Resonanz.

Die Modifikation der Eigenzustände des gekoppelten Systems nach Gleichung (3.12) wird als *dynamischer- oder ac-Starkeffekt* bezeichnet und ist in Abbildung 3.1 (b) dargestellt. Aufgrund der zur Feldstärke proportionalen Kopplung erfahren die Dressed-States-Eigenenergien E_{\pm} die größte Änderung am Ort höchster Laserintensität. Der Anteil der atomaren Eigenzustände in den Linearkombinationen $|\pm\rangle$ ist nach Gleichung 3.11 eine Funktion der Verstimmung Δ des Laserfeldes. Im Fall positiver Verstimmung mit $\Delta > 0$ (blau verstimmt), entspricht der Zustand $|+\rangle$ bei verschwindender Kopplung dem atomaren Grundzustand, während dies für negative Verstimmung ($\Delta < 0$, rot verstimmt) für den Zustand $|-\rangle$ gilt. Da das Atom im hier diskutierten Fall großer Verstimmung $|\Delta| \gg \Gamma, \Omega_0$ und vernachlässigbarer Sättigung vornehmlich den Grundzustand besetzt, stellt ein rot verstimmtes, inhomogenes Laserfeld ein speicherndes Potential für neutrale Atome dar. Unter diesen Bedingungen lässt sich die Energiemodifikation aus Gleichung (3.12) nach Termen von $\Omega_0(\mathbf{r})/\Delta$ entwickeln und man erhält für das Dipolpotential

$$U_{Dip}(\mathbf{r}) \approx \frac{\hbar\Omega_0^2(\mathbf{r})}{4\Delta} = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\Delta} \cdot I(\mathbf{r}) \quad . \quad (3.14)$$

Eine Beschreibung der Zeitentwicklung der Zustände unter Berücksichtigung von spontanem Zerfall gelingt im Dichtematrixformalismus. Hier ist die Entwicklung des Dichteoperators ρ durch

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \quad (3.15)$$

gegeben, wobei der Faktor $\frac{\partial \hat{p}}{\partial t}$ der Dämpfung entsprechend der Zerfallsrate Γ Rechnung trägt [35]. Diese Beziehung entspricht, bis auf ein Vorzeichen, der Heisenbergschen Bewegungsgleichung und liefert ein System gekoppelter Differentialgleichungen, welche als *Optische Blochgleichungen (OBE)* bezeichnet werden. Aus den Lösungen für den Gleichgewichtszustand erhält man, unter der Annahme großer Verstimmung des Lichtfeldes und mit Vernachlässigung von Sättigung, für die auch als Resonanzfluoreszenz bezeichneten inkohärenten Streuprozesse

$$\Gamma_{sc}(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^2 \cdot I(\mathbf{r}) \quad . \quad (3.16)$$

Aus den Ergebnissen für Dipolpotential und Streurrate (Gleichungen 3.14 und 3.16) wird ein wichtiger Unterschied in der Skalierung mit der Verstimmung Δ deutlich. Während die Streurrate für größere Verstimmung quadratisch abnimmt, skaliert die Fallentiefe linear mit Δ . Es ist also zur Reduktion der Streurrate von Vorteil, Dipolfallen mit hoher Verstimmung und hoher Leistung zu betreiben.

3.1.2 Dipolpotentiale für ^{85}Rb -Atome

Die elektronische Struktur realer Atome ist im Allgemeinen wesentlich komplexer als das bisher behandelte Zweiniveausystem. Die mathematische Beschreibung erfordert demnach die Erweiterung des Anteils H_{Atom} im Dressed-Atom-Hamiltonoperator (3.5), entsprechend der Anzahl N_ψ der atomaren Zustände

$$\hat{H}_{Atom} = \hbar \sum_i^{N_\psi} \omega_i |\psi_i\rangle \langle \psi_i| \quad . \quad (3.17)$$

Mögliche Kopplungen dieser Zustände werden, unter Beachtung der Auswahlregeln für Dipolübergänge, weiterhin durch \hat{H}_{WW} repräsentiert.

Berücksichtigung der atomaren Energieniveaustuktur

Alkaliatome wie ^{85}Rb weisen eine wasserstoffähnliche Energieniveaustuktur auf (siehe Anhang A). Die Anregungszustände des Valenzelektrons entsprechen den Hauptniveaus n , welche aufgrund der Kopplung von Bahndrehimpuls \mathbf{L} und Spin \mathbf{S} eine Feinstruktur \mathbf{J} aufweisen ($|L - S| \leq J \leq L + S$). Diese unterteilt sich als Folge der Kopplung an den Kernspin \mathbf{I} in die Hyperfeinstruktur mit Quantenzahl \mathbf{F} ($|I - J| \leq F \leq I + J$), deren Niveaus $2F + 1$ -fach magnetisch entartet sind. Die Zustände $|\psi\rangle$ sind demnach durch $|n, L, J, F, m_F\rangle$ definiert, beispielsweise gilt für den Zustand $|0\rangle$ der in Kapitel 2 definierten Qubitbasis der Zustände des Uhrenübergangs der ^{85}Rb -Grundzustandshyperfeinstruktur $|0\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle = |5, 0, 1/2, 2, 0\rangle$.

Unter der Annahme schwacher Felder ergibt sich der ac-Starkeffekt für ein Energieniveau E_k in zeitunabhängiger Störungstheorie zweiter Ordnung zu

$$\delta E_k = \sum_{i \neq k}^{N_\psi} \frac{|\langle \psi_i | \hat{H}_{WW} | \psi_k \rangle|^2}{E_k - E_i} \quad . \quad (3.18)$$

Für Alkaliatome folgt mit Beachtung der Dressed States Energien und $\hbar|\Delta| \ll |E_k - E_i|$

$$\delta E_k = \delta E_{n,L,J,F,m_F} = I(\mathbf{r}) \cdot \sum_{n',L',J',F',m'_F} \frac{\langle n',L',J',F',m'_F | \hat{d} | n,L,J,F,m_F \rangle^2}{\hbar(\omega_L - \omega' + \omega_k)} \quad , \quad (3.19)$$

mit den ungestörten Zustandsenergien $E_k = \hbar\omega_k$ und $E' = \hbar\omega'$.

Auswertung des Dipolmatrixelements

Die Berechnung von Übergangsamplituden zwischen magnetischen Zuständen der Hyperfeinstruktur von Alkaliatomen, wie in Gleichung 3.19 benötigt, erfordert die Auswertung des Ausdrucks $\langle n', L', J', F', m'_F | \hat{d} | n, L, J, F, m_F \rangle$. Eine detaillierte Darstellung der Vorgehensweise findet sich in [103–105].

Das Dipolmatrixelement beinhaltet sowohl die Überlappintegrale der Wellenfunktionen von Anfangs- und Endzustand, als auch die polarisationsabhängige Drehimpulskopplung der beteiligten Zustände und des Photons. Die Anwendung des Wigner-Eckart-Theorems erlaubt die Separation dieser beiden Anteile [106], so dass

$$\langle n', L', J', F', m'_F | \hat{d} | n, L, J, F, m_F \rangle = (-1)^{F'-m'_F} \langle \alpha', F' || \hat{d} || \alpha, F \rangle \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m'_F & q & m_F \end{pmatrix} . \quad (3.20)$$

Hier beinhaltet α die nicht aufgeführten Quantenzahlen der Zustände, der Ausdruck in den großen runden Klammern stellt ein Wigner-3J-Symbol dar, $q \in \{-1, 0, 1\}$ ist die Polarisation des Photons und die doppelten Balken symbolisieren ein reduziertes Matrixelement. Unter Ausnutzung von Symmetrieeigenschaften des Dipoloperators und der Tatsache, dass dieser mit dem Kern- und Elektronenspin kommutiert, kann das reduzierte Matrixelement bis auf eine reine Abhängigkeit vom Bahndrehimpuls entwickelt werden

$$\langle \alpha', F', m'_F | \hat{d} | \alpha, F, m_F \rangle = (-1)^{2F'-m'_F+I+J+1} \sqrt{(2F'+1)(2F+1)} \cdot \begin{Bmatrix} J' & 1 & J \\ F & I & F' \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m'_F & q & m_F \end{pmatrix} \langle \alpha', J' || \hat{d} || \alpha, J \rangle , \quad (3.21)$$

mit

$$\langle \alpha', J' || \hat{d} || \alpha, J \rangle = (-1)^{L'+S+J+1} \sqrt{(2J'+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} L' & 1 & L \\ J & S & J' \end{Bmatrix} \langle \alpha', L' || \hat{d} || \alpha, L \rangle . \quad (3.22)$$

Hier bezeichnen die geschweiften Klammern ein Wigner-6J-Symbol. Die Übergangsstärken zwischen den magnetischen Zuständen der Hyperfeinstruktur ergeben sich nach Gleichungen (3.20 - 3.22) aus der durch die Wigner-Symbole repräsentierten Drehimpulsgeometrie und einem reduzierten Matrixelement. Dieses wird in der Regel in der Feinstrukturdarstellung angegeben und für die Kopplung des Zustandspaares $\{|n_i, L_i, J_i, F_i, m_{F_i}\rangle, |n_f, L_f, J_f, F_f, m_{F_f}\rangle\} := \{|i\rangle, |f\rangle\}$ gilt

$$\langle f | \hat{d} | i \rangle = c_{|i\rangle \rightarrow |f\rangle}^q \cdot \langle \alpha_f, J_f || \hat{d} || \alpha_i, J_i \rangle , \quad (3.23)$$

wobei der Koeffizient $c_{|i\rangle \rightarrow |f\rangle}^q$ die Drehimpulskopplung nach Gleichung 3.21 zusammenfasst. Das reduzierte Matrixelement ist über die Beziehung (vgl. Gleichung 3.8)

$$\Gamma_{J'J} = \frac{1}{(2J'+1)} \frac{\omega_{J'J}^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \langle \alpha', J' || \hat{d} || \alpha, J \rangle^2 \quad (3.24)$$

mit der Zerfallsrate und der Frequenz des Übergangs verknüpft. Diese Größen sind spektroskopisch zugänglich [107, 108] und in Datenbanken dokumentiert [109]. Die resultierenden reduzierten Dipolmatrixelemente für die D-Linien von ^{85}Rb finden sich in [110], numerisch berechnete reduzierte Matrixelemente finden sich beispielsweise in [111].

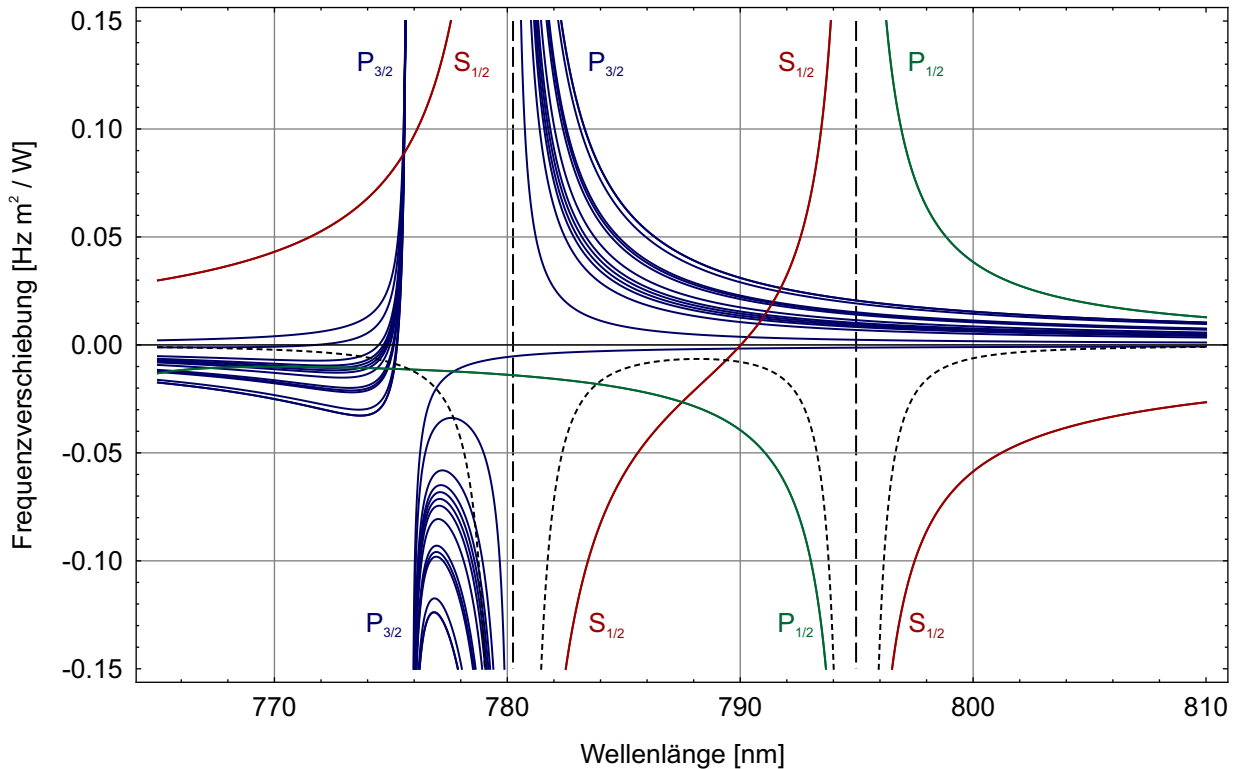


Abbildung 3.2.: Darstellung des ac-Starkeffekts der $5S_{1/2}$ (rot), $5P_{1/2}$ (grün) und $5P_{3/2}$ (blau) Zustandsmännigfaltigkeiten von ^{85}Rb für lineare Polarisation des Lichtfeldes im Wellenlängenbereich der Rubidium D-Linien (vertikale Strichlinien bei $\lambda_{D1} = 794,98 \text{ nm}$ und $\lambda_{D2} = 780,24 \text{ nm}$). Die Hyperfeinstruktur-Resonanzen bei $\lambda_{D1}, \lambda_{D2}$ sind nicht gezeigt. Die Werte der Ordinate geben die Frequenzverschiebung für eine Intensität von $I = 1 \text{ W m}^{-2}$ an. Der differentielle Starkeffekt des Uhrenübergangs ist um den Faktor 1000 vergrößert dargestellt (schwarze Strichlinie).

ac-Starkeffekt

Abbildungen 3.2 und 3.3 zeigen den nach den Gleichungen (3.19 - 3.22) berechneten ac-Starkeffekt für ^{85}Rb im für diese Arbeit relevanten Wellenlängenbereich. Die Resonanzen des Grundzustands $5^2S_{1/2}$ entsprechen den Rubidium D-Linien, welche die Übergänge $|5^2P_{1/2}, F, m_F\rangle \leftrightarrow |5^2S_{1/2}, F, m_F\rangle$ bei 795 nm (D1) und $|5^2P_{3/2}, F, m_F\rangle \leftrightarrow |5^2S_{1/2}, F, m_F\rangle$ bei 780 nm (D2) bezeichnen. Die Energiemodifikation der ersten angeregten Zustände $5^2P_{1/2}$ und $5^2P_{3/2}$ weist Resonanzen durch Kopplung an die Zustände $5^2D_{3/2}$ und $5^2D_{5/2}$ auf, wovon die Übergänge $|5^2P_{3/2}, F, m_F\rangle \leftrightarrow |5^2D_{3/2}, F, m_F\rangle$ und $|5^2P_{3/2}, F, m_F\rangle \leftrightarrow |5^2D_{5/2}, F, m_F\rangle$ bei 776 nm sichtbar sind. Rot verstimimte Laserstrahlung jenseits 795 nm induziert einen negativen ac-Starkeffekt des $5^2S_{1/2}$ -Grundzustands und entspricht damit einem attraktiven Potential.

Differentieller ac-Starkeffekt

Wie in den Abbildungen 3.2 und 3.3 ersichtlich, kommt es zu Unterschieden im ac-Starkeffekt für verschiedene Hyperfeinstrukturzustände $|F, m_F\rangle$ der Männigfaltigkeiten der Feinstruktur. Für lineare Polarisation spaltet der angeregte $P_{3/2}$ -Zustand auf, im Fall zirkularer Polarisation ist dies für alle Männigfaltigkeiten, inklusive des $S_{1/2}$ -Grundzustands, der D-Linien beobachtbar. Es

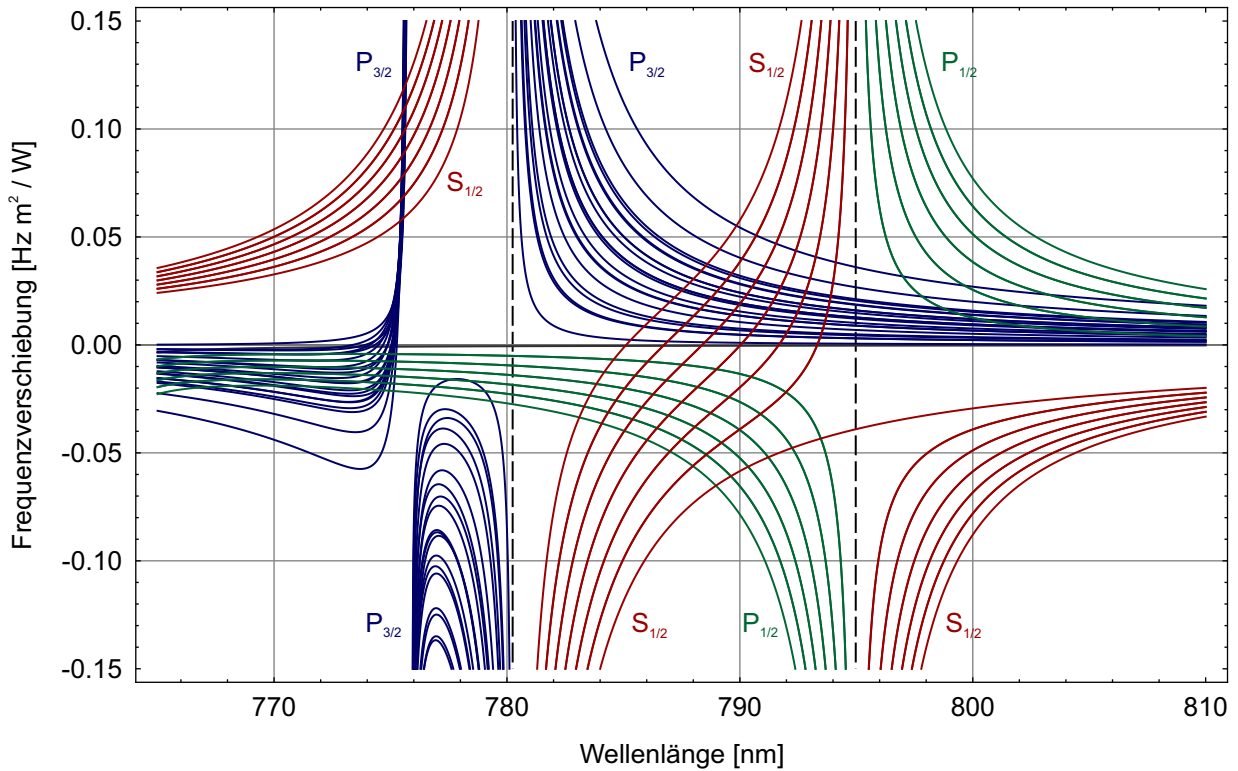


Abbildung 3.3.: Darstellung des ac-Starkeffekts der $5S_{1/2}$ (rot), $5P_{1/2}$ (grün) und $5P_{3/2}$ (blau) Zustandsmannigfaltigkeiten von ^{85}Rb für zirkulare Polarisation des Lichtfeldes im Wellenlängenbereich der Rubidium D-Linien (vertikale Strichlinien bei $\lambda_{D1} = 794,98 \text{ nm}$ und $\lambda_{D2} = 780,24 \text{ nm}$). Die Hyperfeinstruktur-Resonanzen bei $\lambda_{D1}, \lambda_{D2}$ sind nicht gezeigt. Die Werte der Ordinate geben die Frequenzverschiebung für eine Intensität von $I = 1 \text{ W m}^{-2}$ an.

resultiert folglich eine, von Intensität, Polarisation und Wellenlänge des Laserfeldes abhängige, Modifikation des Energieunterschiedes der magnetischen Unterzustände der Hyperfeinstruktur eines Feinstrukturniveaus. Der differentielle Starkeffekt wird in der Regel als Modifikation der Übergangsfrequenz der betrachteten Zustände ausgedrückt

$$\delta \nu_{Difff} = \delta_{Difff} / (2\pi) = \frac{1}{h} \left[\delta E_{F', m'_F}(I, q, \omega_L) - \delta E_{F, m_F}(I, q, \omega_L) \right] . \quad (3.25)$$

Ein weiterer Beitrag, welcher auch für identische Drehimpulskopplungen vorhanden ist, resultiert aus der Abhängigkeit des ac-Starkeffekts δE von der ungestörten, durch H_{Atom} gegebenen, Zustandsenergie. Betrachtet man die Energien von Zuständen mit einem Unterschied in F , so ist die Verstimmung Δ durch die Hyperfeinstrukturaufspaltung modifiziert und folglich auch der ac-Starkeffekt. Dies ist beispielsweise für die im Rahmen dieser Arbeit als Qubitbasis genutzten Zustände des Uhrenübergangs von ^{85}Rb , $\{|F' = 3, m'_F = 0\rangle, |F = 2, m_F = 0\rangle\}$ der Fall und in Abbildung 3.2 gezeigt. Mit der nach Linienstärke gewichteten effektiven Verstimmung Δ_{eff} und der Frequenzaufspaltung der Grundzustandshyperfeinstruktur $\Delta_{Hfs} = 2\pi \cdot 3035,732439 \text{ MHz}$ gilt für große Verstimmung $|\Delta_{eff}| \gg \Delta_{Hfs}$ näherungsweise

$$\delta \nu_{Difff} = \delta_{Difff} / (2\pi) \approx \frac{1}{2h} \left[\delta E_{3,0}(I, \omega_L) + \delta E_{2,0}(I, \omega_L) \right] \cdot \frac{\Delta_{Hfs}}{\Delta_{eff}} . \quad (3.26)$$

Es folgt also eine lineare Skalierung mit der Verstimmung. Wird ausschließlich die Kopplung der Rubidium D-Linien betrachtet, gilt

$$\frac{1}{\Delta_{eff}} = \frac{1}{3} \left(\frac{2}{\Delta_{D2}} + \frac{1}{\Delta_{D1}} \right) . \quad (3.27)$$

Der differentielle Starkeffekt stellt einen inhomogenen Verbreiterungsmechanismus für den Übergang zwischen den Grundzustands-Hyperfeinstrukturmannigfaltigkeiten dar und hat damit wesentlichen Einfluss auf die kohärente Manipulation von Qubits auf Basis optisch gespeicherter Atome (siehe Kapitel 6). Sowohl für Implementierungen auf Basis optischer Gitter, als auch für Dipolfallen aus fokussierten Laserstrahlen wurden experimentelle Methoden zur Eliminierung dieses Effekts entwickelt. So konnte der differentielle Starkeffekt für die Zustandspaare $\{|F' = 2, m'_F = 1\rangle, |F = 1, m_F = -1\rangle\}$, sowie $\{|F' = 2, m'_F = 0\rangle, |F = 1, m_F = 0\rangle\}$ der ^{87}Rb Grundzustandshyperfeinstruktur durch Beimischung von zirkularen Polarisationsanteilen kompensiert werden, jedoch erfordert diese Technik nichtverschwindende Magnetfelder, deren Fluktuationen wiederum eine Limitierung darstellen [45, 112, 113]. Eine für allgemeine Zustandspaare $\{|F', m'_F\rangle, |F = F' - 1, m_F\rangle\}$ anwendbare, magnetfeldunabhängige Methode ist die Überlagerung des fokussierten Fallenlasers mit einem an die räumliche Mode angepassten zusätzlichen nahresonanten Lichtfeld, welches einen Vorzeichenwechsel in der Verstimmung für das betrachtete Zustandspaar aufweist [62, 105, 114, 115].

Streuprozesse

Die Streuung von Photonen entspricht dem Prozess $|i\rangle \rightarrow |m\rangle \rightarrow |f\rangle$, wobei das Atom initial im Grundzustand $|n_i = 5, L_i = 0, J_i = 1/2, F_i, m_{F_i}\rangle := |i\rangle$ angenommen wird und nach Anregung in einen intermediären Zustand $|n_m, L_m, J_m, F_m, m_{F_m}\rangle := |m\rangle$ durch spontane Emission in einen Grundzustand $|n_f = n_i, L_f = L_i, J_f = J_i, F_f, m_{F_f}\rangle := |f\rangle$ zerfällt. Entsprechend den Auswahlregeln für Dipolstrahlung gilt $L_m = L_i + 1$, $J_m = J_i + \{0, 1\}$, $F_{m,f} = F_{i,m} \pm \{0, 1\}$, und $m_{F_{m,f}} = m_{F_{i,m}} \pm \{0, 1\}$. Es existiert also eine Vielzahl von intermediären und möglichen Endzuständen. Im Fall eines, gegenüber Hyperfein- und Feinstruktur, weit verstimmtten Dipolfallenlasers ist keiner der intermediären Zustände bevorzugt und die Amplituden aller möglichen Pfade müssen, entsprechend der Kramers-Heisenberg Formel, summiert werden [66]

$$\Gamma_{SC} \propto \sum_{F_f, m_{F_f}} \left(\sum_{n_m, L_m, J_m} \frac{\Gamma_{m,i}}{\Delta_{m,i}} \sum_{F_m, m_{F_m}, q} c_{|m\rangle \rightarrow |f\rangle}^q \cdot c_{|i\rangle \rightarrow |m\rangle}^{q_0} \right)^2 = \sum_{F_f, m_{F_f}} \left(\sum_{n_m, L_m, J_m} a_{|i\rangle \rightarrow |f\rangle}^{q_0, J_m} \right)^2 . \quad (3.28)$$

Die Koeffizienten $c_{|i\rangle \rightarrow |m\rangle}^q$, $c_{|m\rangle \rightarrow |f\rangle}^q$ entsprechen Gleichung 3.23, q_0 ist die Polarisation des Fallenlasers und es gilt $\Gamma_{m,i} \approx \Gamma_{f,m}$, sowie $\Delta_{m,i} \approx \Delta_{f,m}$. Die Gesamtstreurate Γ_{SC} kann in verschiedene Prozesse unterteilt werden. Als Ramanstreuung werden zustandsändernde Streuprozesse bezeichnet, es gilt für die erste Summe in Gleichung 3.28 $\{F_f, m_{F_f}\} \neq \{F_i, m_{F_i}\}$. Rayleigh-Streuung bezeichnet Streuprozesse mit identischem Anfangs- und Endzustand $\{F_f, m_{F_f}\} = \{F_i, m_{F_i}\}$.

Aus Gleichung 3.28 wird deutlich, dass es zu Interferenz von Streuamplituden unterschiedlichen Vorzeichens kommen kann, da erst nach Summierung quadriert wird. Dies ist für die Beiträge der beiden Rubidium D-Linien in der Betrachtung von Ramanstreuung in einer linear polarisierten Dipolfalle der Fall. Ohne Berücksichtigung der Verstimmung gilt $a_{|i\rangle \rightarrow |i\rangle}^{1/2,0} = -a_{|i\rangle \rightarrow |i\rangle}^{3/2,0}$. Abbildung 3.4 zeigt die Streurrate (Volllinie), sowie die Komponenten der Ramanstreuung (Strichlinie) und Rayleighstreuung (Strichpunktlinie) im Bereich der Rubidium D-Linien für den Grundzustand $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle$ und lineare Polarisation des Dipolfallenlasers. Erwartungsgemäß treten Resonanzen bei 780 nm und 795 nm auf. Für große Verstimmungen kommt es, entsprechend den obigen Überlegungen, zu einer Unterdrückung der zustandsändernden Streuprozesse und die Rayleighstreuung dominiert.

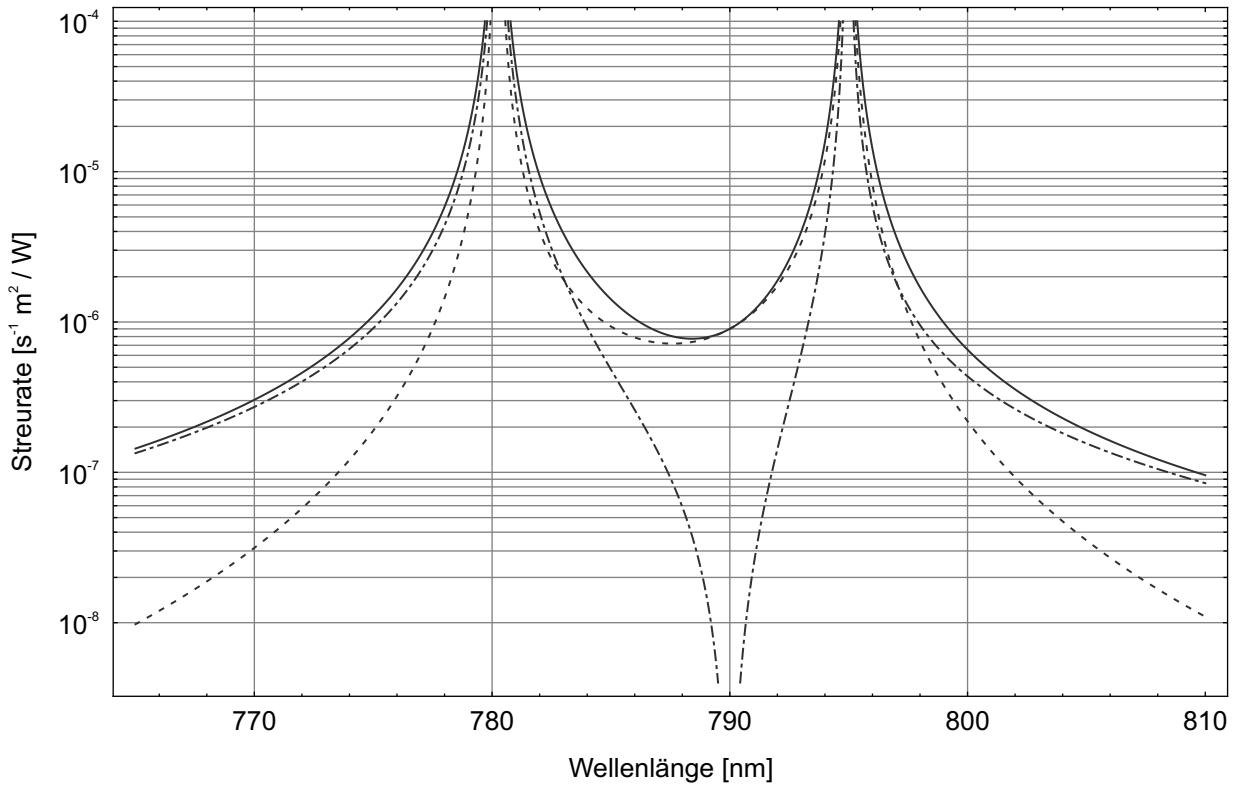


Abbildung 3.4.: Darstellung der laserinduzierten Gesamtstreureate (Volllinie) im Wellenlängenbereich der Rubidium D-Linien. Die Anteile der Raman-Streuung (Strichlinie) und Rayleigh-Streuung (Strichpunktlinie) sind ebenfalls dargestellt.

3.1.3 Atomfallen aus fokussierten Laserstrahlen

Entsprechend den bisherigen Überlegungen dieses Kapitels stellt ein fokussierter Laserstrahl negativer Verstimmung eine Dipolfalle dar. Das Fallenzentrum befindet sich im Fokus als Ort höchster Laserintensität. Die Geometrie der Falle ist demnach durch die dreidimensionale Intensitätsverteilung im Fokus bestimmt.

In der Erzeugung von fokussierten Laserstrahlen mit Hilfe von Mikrooptiken ist die radiale Ausdehnung des Laserstrahls oft sehr viel größer als die Größe des fokussierenden Elements und die Laserstrahlung kann als ebene Welle genähert werden. Unter dieser Bedingung bestimmen zwei Effekte die Fokalstruktur. Die einfallende ebene Welle wird entsprechend der Brechkraft der Linse fokussiert und aufgrund der begrenzten Apertur der Linse gebeugt. Im Fall einer kleinen Fresnel-Zahl der Linse kommt es durch die Beugung zu einer Modifikation der effektiven Brennweite [116]. Für eine Diskussion des Effekts sei auf Anhang B verwiesen. Im Rahmen der Betrachtungen und Experimente dieser Arbeit kann der Einfluss der Beugung auf die Fokallänge vernachlässigt werden. Für die durch eine Linse mit geometrischer Brennweite f und Aperturradius a erzeugte Intensitätsverteilung erhält man [61, 117]

$$I(r,z) = I_0 \left(\frac{2}{u_z} \right)^2 \left[\left(\sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{u_z}{v_r} \right)^{1+2s} J_{1+2s}(v_r) \right)^2 + \left(\sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{u_z}{v_r} \right)^{2+2s} J_{2+2s}(v_r) \right)^2 \right] . \quad (3.29)$$

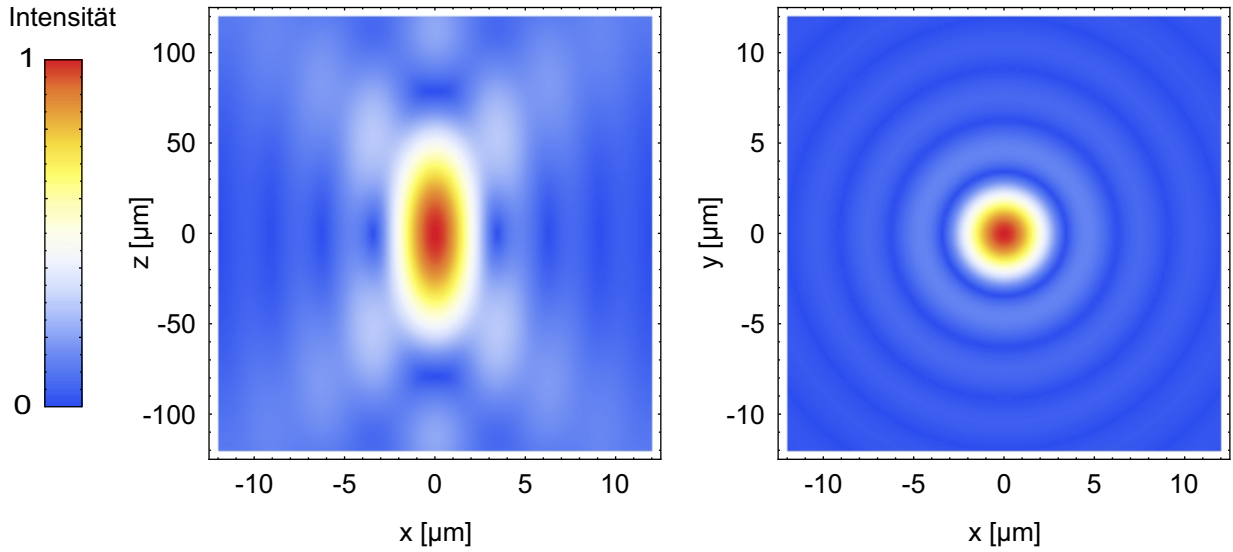


Abbildung 3.5.: Normiertes Intensitätsprofil eines fokussierten Laserstrahls nach Gleichung 3.29 mit den Parametern $\lambda = 805 \text{ nm}$, $a = 13,25 \text{ }\mu\text{m}$ und $f = 93 \text{ }\mu\text{m}$. Die Skalierung der axialen Intensitätsverteilung (z) ist um den Faktor 10 gestaucht. In der Näherung als Gaußstrahl ergibt sich $w_0 = 2,5 \text{ }\mu\text{m}$.

Hier sind $J_n(x)$ Besselfunktionen n -ter Ordnung und $v_r := v(r)$, $u_z := u(z)$ sind entsprechend

$$v(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f} \right) r \quad \text{und} \quad u(z) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{f} \right)^2 z \quad (3.30)$$

über Brennweite und Radius der Linse definiert. Für die Maximalintensität gilt

$$I_0 := I(0,0) = \frac{\pi}{\lambda^2} \left(\frac{a}{f} \right)^2 \cdot P \quad , \quad (3.31)$$

mit der Gesamtleistung P innerhalb der homogen ausgeleuchteten Linsenapertur.

Abbildung 3.5 zeigt ein für typische Parameter dieser Arbeit mit $\lambda = 805 \text{ nm}$, $a = 13,25 \text{ }\mu\text{m}$ und $f = 92 \text{ }\mu\text{m}$ berechnetes Intensitätsprofil. Als Folge der Fokussierung erhält man ein Intensitätsmaximum in allen drei Raumdimensionen. Besonderes Augenmerk ist auf die Beugungsstrukturen zu legen, welche in Folge der endlichen Apertur entstehen. Diese sind bei hohen Laserintensitäten nicht mehr zu vernachlässigen und stellen ebenfalls Fallen für kalte Atome dar [62]. Ist ausschließlich die Präparation von Atomen im tiefen Hauptmaximum gewünscht, können die Atome der flachen Nebenmaxima jedoch unter Ausnutzung des Unterschieds in der Fallentiefe entfernt werden.

Eine oft genutzte Näherung zur Beschreibung von Laserstrahlen ist das Konzept des gaußschen Strahls, welches für die Beschreibung der achsnahen Intensitätsverteilung von Laserfeldern, deren Dimension kleiner als die der fokussierenden Optiken ist, Gültigkeit besitzt. Ist ausschließlich die Beschreibung des zentralen Maximums im Fokus einer vollständig ausgeleuchteten Mikrolinse von Interesse, kann dieses, unter Vernachlässigung von Beugung, ebenfalls durch einen Gaußstrahl angenähert werden [61].

Die dreidimensionale Intensitätsverteilung ist

$$I_G(r,z) = I_G(0,z) e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}} \quad , \quad (3.32)$$

wobei der Nullpunkt des Koordinatensystems im Fokus liegt. Die Parameter des axialen und radialen Intensitätsverlaufs sind über die Beziehungen

$$I_G(0,z) = \frac{2}{\pi w(z)^2} \cdot P \quad , \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad , \quad w_0 = \frac{\lambda f}{\pi w(f)} \quad (3.33)$$

beschrieben. Die Größe $w(z)$ ist ein Maß für den Strahlradius und gibt den Abstand r von der Strahlachse an, nach welchem die Intensität auf ihren $1/e^2$ -Wert abgefallen ist. Der minimale Strahlradius im Fokus w_0 wird als Strahltaile oder *waist* bezeichnet. Der axiale Abstand von der Strahltaile, nach welchem sich der Strahl um den Faktor $\sqrt{2}$ aufgeweitet hat, ist durch die Rayleighlänge $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ gegeben.

Es gilt für das Fallenpotential $U_{Dip} \propto I(z,r)$ und für die maximale Fallentiefe $U_0 \propto I_G(0,0)$. Für kalte Atome mit Masse m , deren Wellenfunktion sehr viel kleiner als die durch z_R und w_0 gegebene Ausdehnung des Potentials ist, kann dieses harmonisch genähert werden. Die zugehörigen Fallenfrequenzen sind

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}} \quad , \quad \omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \quad . \quad (3.34)$$

Wird das Intensitätsprofil einer fokussierten ebenen Welle durch einen Gaußstrahl genähert, so kann die Relation zwischen Aperturradius a und äquivalenter Ausdehnung eines Gaußstrahls auf der Linse aus einem Vergleich der Beziehungen 3.31 und 3.33 gewonnen werden. Es resultiert $w(f) = a/\sqrt{2}$ und für die Berechnung der minimalen Strahltaile folgt

$$w_0 = \frac{\sqrt{2}\lambda f}{\pi a} = \frac{\sqrt{2}\lambda}{\pi NA} \quad , \quad (3.35)$$

mit der numerischen Apertur $NA = a/f$. Für die in Abbildung 3.5 verwendeten Parameter ergibt dies $w_0 = 2,5 \mu\text{m}$. Die Fehler der Näherung als Gaußstrahl sind im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigbar. Eine detaillierte Diskussion der Abweichungen findet sich in [61].

3.2 Erzeugung von Dipolpotentialen mittels zweidimensionaler Mikrolinsenregister

Der Einsatz von Mikrooptiken erlaubt die Parallelisierung von auf quantenoptischen Methoden basierenden experimentellen Techniken, wie den in Abschnitt 3.1 vorgestellten Dipolfallen. So ermöglicht der Einsatz von Mikrolinsenregistern die Erzeugung von zweidimensionalen Registern optischer Mikrofallen.

Abbildung 3.6 zeigt einen 10×10 -Linsen Ausschnitt eines typischen Mikrolinsenregisters und die zugehörige Potentialstruktur aus 100 Dipolfallen in der Fokalebene. Die refraktiven Mikrolinsen haben einen Durchmesser von $2a = 26,5 \mu\text{m}$ und sind in einem quadratischen Raster der Kantenlänge $d = 30 \mu\text{m}$ angeordnet. Aus der Brennweite $f = 93 \mu\text{m}$ und mit der genutzten Laserstrahlung der Wellenlänge $\lambda = 785 \text{ nm}$ ergibt sich nach Formel 3.35 eine minimale Strahltaile von $w_0 = 2,5 \mu\text{m}$ für die Foki in Abbildung 3.6 (rechts).

Aufgrund der periodischen Struktur der Mikrolinsenregister und der hervorgerufenen Feldverteilung der kohärenten Laserstrahlung kommt es zu Beugungseffekten, welche zu periodisch wiederkehrenden Selbstbildern der Fokalebene im axialen Verlauf führen. Abschnitt 3.2.1 liefert eine Diskussion dieser Potentialstruktur. In Abschnitt 3.2.2 wird darauffolgend die experimentelle Implementierung der Mikrofallenregister dieser Arbeit beschrieben.

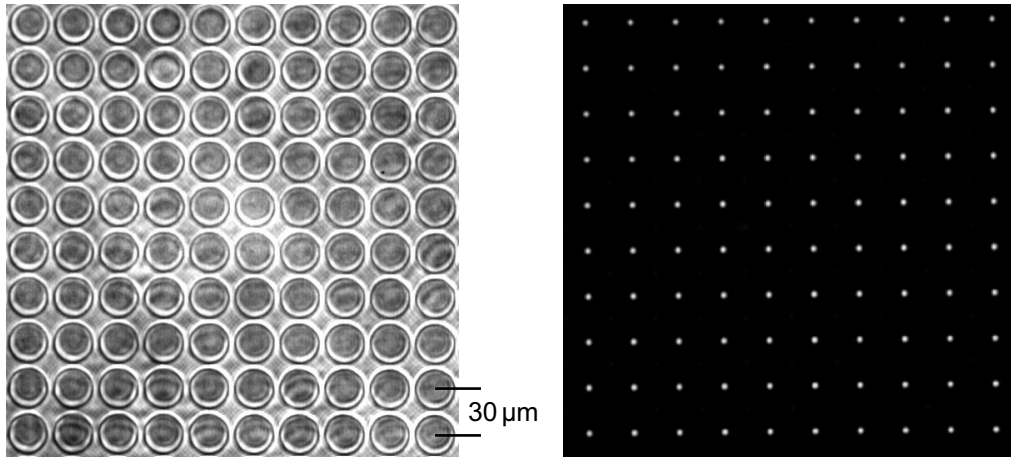


Abbildung 3.6.: Aufnahmen eines 10×10 -Ausschnitts eines Registers refraktiver Mikrolinsen (links) und der zugehörigen Fokalebene mit 100 Laserfoki in zweidimensionaler, periodischer Anordnung (rechts).

3.2.1 Talbot-Effekt

Wird kohärente Laserstrahlung an einem periodischen Objekt gebeugt, entstehen im Nahfeld als Talbotebenen bezeichnete Selbstbilder der beugenden Struktur. Darüber hinaus sind zwischen diesen Hauptebenen weitere Bildebenen zu beobachten, welche periodische Strukturen mit reduziertem Abstand und variierender Intensität zeigen und fraktionale Talbotebenen bilden. Im Fall einer unendlich ausgedehnten periodischen Beugungsstruktur und Ausleuchtung mit ebenen Wellen sind alle Talbotebenen exakte Selbstbilder, deren Zwischenräume mit wiederkehrenden identischen fraktionalen Ebenen gefüllt sind. Die Intensitätsverteilung dieser wiederkehrenden Beugungsbilder im axialen Verlauf ergibt ein als Talbot-Teppich bezeichnetes periodisches Muster. Im Fall der hier betrachteten Mikrolinsenregister geht die Periodizität der in einem zweidimensionalen Raster angeordneten Linsen auf die erzeugte Struktur aus Laserfoki in der Fokalebene über. Aufgrund des Talbot-Effekts wird die Fokalebene in Talbotebenen der hervorgerufenen dreidimensionalen Intensitätsverteilung wiederholt reproduziert. Abbildung 3.7 zeigt Ausschnitte des Talbot-Teppichs eines Registers aus Linsen mit Brennweite 1,9 mm in quadratischem Raster der Kantenlänge $110 \mu\text{m}$. Die dargestellten xz -Schnitte der Intensitätsverteilung wurden durch numerische Simulation des Kirchhoffschen Beugungsintegrals unter der Randbedingung der Ausleuchtung einer, gegenüber dem betrachteten Bereich, großen Zahl von Linsen mit ebenen Wellen gewonnen [118] (siehe Anhang D).

In der Fresnel-Näherung des Beugungsintegrals kann ein analytischer Ausdruck für die axiale Position einzelner Ebenen gefunden werden [119]. Für ein beugendes Objekt mit Periode d , welches sich am Ort $z = 0$ befindet und mit Laserstrahlung der Wellenlänge λ ausgeleuchtet wird, gilt

$$z_{Q,M,N} = \frac{2d^2}{\lambda} \left(Q + \frac{M}{N} \right) = z_T \left(Q + \frac{M}{N} \right) \quad \text{mit} \quad z_T = \frac{2d^2}{\lambda} \quad , \quad (3.36)$$

wobei Q, M, N natürliche Zahlen sind und die Bedingungen $N > 0, M < N$ erfüllen. Der Ausdruck z_T wird als Talbotlänge bezeichnet und gibt den Abstand zweier Talbotebenen an. Deren Position folgt aus Gleichung 3.36 mit $Q = 0, 1, 2, \dots$ und $M = 0$ ($Q = 0$ entspricht im Fall eines Mikrolinsenregisters der Fokalebene). Fraktionale Talbotebenen mit $M \neq 0$ werden

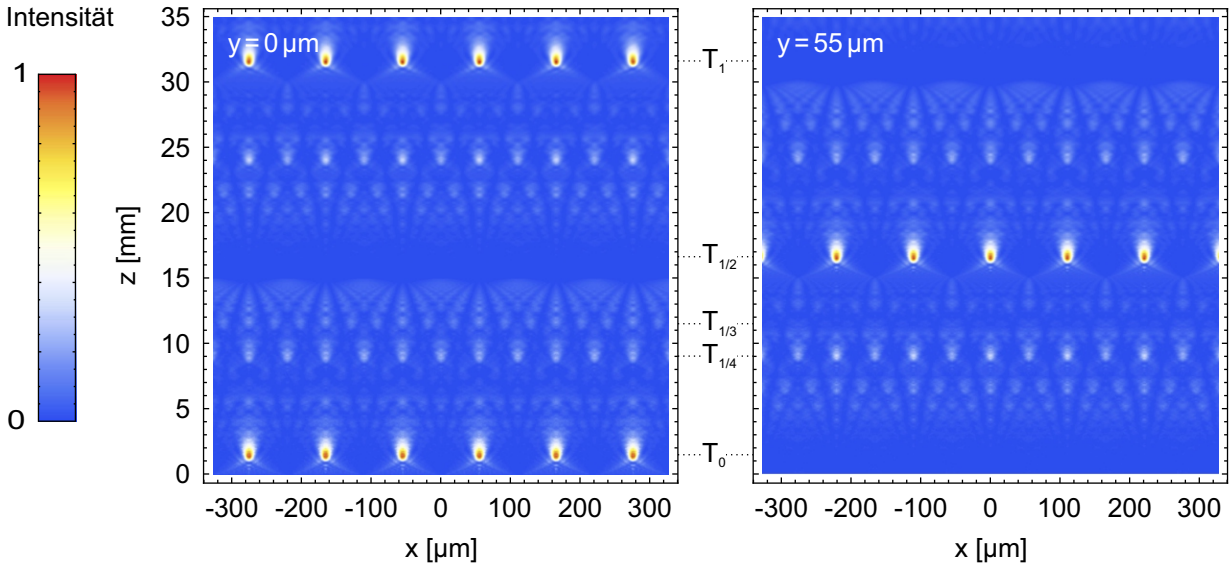


Abbildung 3.7.: Computergenerierter Talbot-Teppich eines Mikrolinsenregisters der Periode $110 \mu\text{m}$ und Brennweite $1,9 \text{ mm}$ für $\lambda = 805 \text{ nm}$, numerische Daten entnommen aus [118]. Die x-Achse schneidet die Mittelpunkte einer Linsereihe und hat ihren Nullpunkt zwischen zwei Linsen. Dargestellt sind xz-Schnitte bei $y = 0 \mu\text{m}$ (links) und $y = 55 \mu\text{m}$ (rechts). Die Fokalebene T_0 wird im axialen Verlauf der Intensitätsverteilung nach der Talbotlänge in der ersten Talbotebene T_1 reproduziert. Von den dazwischen befindlichen fraktionellen Talbotebenen entspricht die Ebene $T_{1/2}$ einem in beiden Dimensionen um eine halbe Periode versetzten Selbstbild der Fokalebene.

entsprechend des Quotienten M/N nummeriert. Im Folgenden gelten die Bezeichnungen T_0 und T_1 für die Fokalebene und die erste Talbotebene, sowie beispielsweise $T_{M/N} = \dots T_{1/4}, T_{1/3}, T_{1/2} \dots$ für dazwischenliegende Ebenen (siehe Abbildung 3.7).

Auch die fraktionellen Talbotebenen weisen eine Struktur aus Intensitätsmaxima auf, deren Anzahl ist jedoch gegenüber den Fokussen der Fokalebenen erhöht [120] und deren gegenüber den Talbotebenen reduzierte Maximalintensität kann zwischen Fokussen einer Ebene variieren [121, 122]. Ist N gerade, so ist die Zahl der Maxima jeder Spalte und Zeile des zweidimensionalen Rasters einer Ebene um den Faktor $N/2$ gesteigert, ist N ungerade, so ist der Steigerungsfaktor N [119]. Abbildung 3.8 zeigt Aufnahmen der Fokalebene eines den Parametern der obigen Simulation entsprechenden Mikrolinsenregisters und Beispiele von im axialen Verlauf folgenden fraktionellen Talbotebenen. Während die Ebenen $T_{1/4}$ und $T_{1/3}$ deutliche Unterschiede zu der Fokalebene aufweisen, zeigt die Ebene $T_{1/2}$ ein Selbstbild der Fokalebene, welches in beiden Dimensionen um eine halbe Periode verschoben ist. Diese Ebene besitzt demnach eine zu jener der Fokalebene äquivalente Struktur aus Atomfallen, so dass der Abstand experimentell relevanter Ebenen von Dipolfallenregistern durch

$$z_T^* = \frac{z_T}{2} = \frac{d^2}{\lambda} \quad (3.37)$$

gegeben ist.

Im Rahmen der Experimente dieser Arbeit werden die Fokalebene sowie die Ebene $T_{1/2}$ im Abstand z_T^* zum Speichern lasergekühlter Atome genutzt. Es ist zu beachten, dass zur Erzeugung der

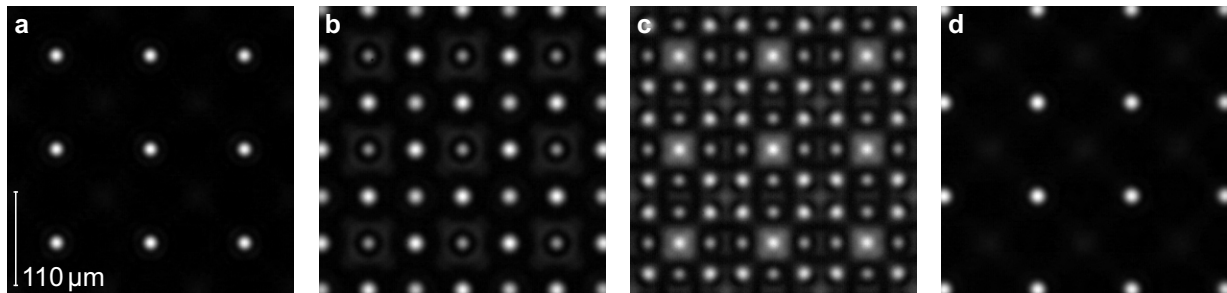


Abbildung 3.8.: Experimentelle Aufnahmen der Intensitätsverteilung in der Fokalebene (a) und in fraktionalen Talbotebenen eines Mikrolinsenregisters mit Periode von $110\ \mu\text{m}$. (b) Die Ebene $T_{1/4}$ zeigt die doppelte Anzahl von Intensitätsmaxima pro Zeile und Spalte. (c) Die Ebene $T_{1/3}$ weist eine dreifache Anzahl von Intensitätsmaxima pro Dimension in periodischer Struktur auf. (d) Ebene $T_{1/2}$ ist ein in beiden Dimensionen um eine halbe Periode verschobenes Selbstbild der Fokalebene.

Dipolfallenregister nur eine begrenzte Anzahl von Mikrolinsen ausgeleuchtet wird. Des Weiteren besitzt der Dipolfallenlaser auf dem Mikrolinsenregister ein gaußförmiges Intensitätsprofil. Im Gegensatz zu der oben diskutierten Situation führt dies zu einer gaußförmigen Verteilung der Maximalintensitäten der einzelnen Foki in der Fokalebene. Eine geringe Variation der Fallentiefen kann mit einer möglichst homogenen Ausleuchtung des Mikrolinsenregisters durch einen großen Strahldurchmesser des Dipolfallenlasers erreicht werden. In den Messreihen der folgenden Kapitel ist jeweils die Falltiefe von zentralen Fallen und Fallen am Rand der betrachteten Register angegeben.

Darüber hinaus führt die begrenzte Linsenanzahl zu einer Abnahme der Maximalintensität aufeinanderfolgender Beugungsebenen. Eine Simulation der aus der homogenen Ausleuchtung eines Registers von 6×6 Linsen folgenden Intensitätsverteilungen verschiedener Ebenen in Ref. [121] liefert eine Maximalintensität von 72 % der Ebene $T_{1/2}$ im Vergleich zur Fokalebene. In den Messreihen dieser Arbeit wird typischerweise eine größere Zahl von Linsen, wenn auch mit einem Gaußstrahl, ausgeleuchtet. Die experimentell bestimmten Werte von 79 % [123] und 78 % [89] liegen daher geringfügig über dem Wert der Simulation und die Variation der Fallentiefen innerhalb der Ebene $T_{1/2}$ kann unter diesen Bedingungen als identisch zu jener der Fokalebene genähert werden.

3.2.2 Experimentelle Implementierung von Dipolfallenregistern

Die Potentialstrukturen der Mikrolinsenregister befinden sich typischerweise einige Mikrometer bis Millimeter hinter deren Oberfläche. Die Erzeugung der Dipolfallenregister für lasergekühlte ^{85}Rb -Atome geschieht durch Wiederabbildung der Fokalebene bzw. der Ebene $T_{1/2}$ in ein Vakuumssystem entsprechend des in Abbildung 3.9 gezeigten optischen Aufbaus. Diese Vorgehensweise bietet verschiedene experimentelle Vorteile. Beispielsweise befinden sich keine optischen Komponenten im Vakuum, so dass ein einfacher Austausch des eingesetzten Mikrolinsenregisters möglich ist. Weiterhin können so verschiedene Strahlengänge, auch unterschiedlicher Mikrolinsenregister, überlagert und auf den gleichen Punkt abgebildet werden. Diese Technik wurde von J. Kruse für die kohärente Adressierung einzelner Registerplätze eingesetzt [62]. Nicht zuletzt bietet die Wiederabbildung die Möglichkeit der Verkleinerung oder Vergrößerung der Potentialgeometrien und Fallendimensionen. Hierfür wird die (achromatische) Linse $L1$ auf die gewünschte Bildebene des Mikrolinsenregisters eingestellt, so dass diese im Abstand der Brennweite f_{L1} zu $L1$ liegt. Für

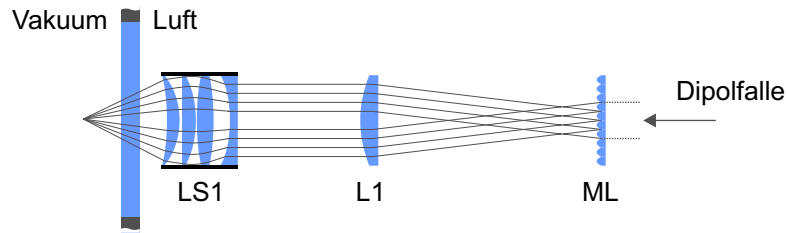


Abbildung 3.9.: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus der Abbildung der Fokal- und Talbotebenen des Mikrolinsenregisters in die Vakuumkammer. Die genutzte Fallebene befindet sich im Abstand der Brennweite zu L1.

diese Situation entsteht das Bild der Wiederabbildung im Fokus des Linsensystems $LS1$ mit der Brennweite $f_{LS1} = 35,5$ mm. Der resultierende Abbildungsmaßstab ergibt sich aus dem Verhältnis der Brennweiten

$$V = \frac{f_{LS1}}{f_{L1}} = \frac{35,5 \text{ mm}}{f_{L1}} \quad (3.38)$$

Es ist zu beachten, dass die mögliche Verkleinerung durch das Beugungslimit begrenzt ist. Aus der numerischen Apertur des Linsensystems von $NA_{LS1} = 0,29$ ergibt sich mit Formel 3.35 eine minimale Fokusgröße von $w_{0,min} = 1,25 \mu\text{m}$ für Laserstrahlung der Wellenlänge 805 nm. Für den Fall, dass die numerische Apertur der Linse $L1$ keine Begrenzung darstellt ($NA_{L1} \geq NA_{ML}$) und die Laserstrahlung als ebene Welle angenommen werden kann, die $LS1$ voll ausleuchtet, ist dies die minimale Strukturgröße. Der optische Aufbau nach Abbildung 3.9 ermöglicht demnach die Erzeugung zweidimensionaler Register von Fallen der Größe $w_{0,min}$ im Abstand $d_{0,min} = 2 \cdot w_{0,min}$ für getrennte Fallen. In der experimentellen Implementierung dieser Arbeit gelten die obigen Voraussetzungen nur näherungsweise und die minimale gemessene Strukturgröße ist $w_{0,min,exp} = 1,4 \pm 0,1 \mu\text{m}$.

Parameter der Mikrolinsenregister und der zugehörigen Potentiale

Bez.	f_{ML}	NA_{ML}	a_{ML}	d	z_T^*	w_0	z_R	$w_{0,exp}$
ML1	1,00 mm	0,05	50 μm	125 μm	19,4 mm	7,2 μm	202 μm	6,9 μm
ML2	625 μm	0,1	62,5 μm	125 μm	19,4 mm	3,6 μm	50,6 μm	2,6 μm
ML3	93 μm	0,143	13,25 μm	30 μm	1,11 mm	2,5 μm	25,1 μm	2,2 μm
ML4	1,90 mm	0,028	53 μm	110 μm	15,0 mm	13,0 μm	657 μm	10,1 μm

Tabelle 3.1.: Parameter der in dieser Arbeit genutzten Mikrolinsenregister und der von diesen generierten Fallenstrukturen ohne Wiederabbildung für eine Wellenlänge von $\lambda = 805$ nm. Bezüglich $w_{0,exp}$ siehe auch [87, 89, 123, 124].

Die Messreihen dieser Arbeit erforderten den Einsatz verschiedener Mikrolinsenregister (siehe Anhang B) und Linsen in der Wiederabbildung. Deren charakteristische Größen sind in Tabelle 3.1 (vor Wiederabbildung) und Tabelle 3.2 (nach Wiederabbildung) zusammengefasst. Eine Besonderheit ist ML2, dessen Linsen durch quadratische diffraktive Elemente realisiert sind. Der angegebene Aperturradius in Tabelle 3.1 entspricht dabei der halben Kantenlänge. Eine detaillierte Diskussion der Fokalstruktur dieses Registers findet sich in Ref. [126].

Bez.	f_{L1}	NA_{L1}	d_0	z_T^*	w_0	z_R	$w_{0,exp}$
ML1	80 mm	0,129	55,5 μm	3,82 mm	3,2 μm	40 μm	3,6 μm
ML2	80 mm	0,129	55,5 μm	3,82 mm	1,6 μm	10 μm	1,7 μm
ML3	80 mm	0,129	13,3 μm	220 μm	1,25 μm	6,6 μm	1,5 μm
ML4	400 mm	0,026	9,8 μm	119 μm	1,25 μm	6,1 μm	1,5 μm

Tabelle 3.2.: Parameter der Linsen der Wiederabbildung und der generierten Fallenstrukturen nach Wiederabbildung für eine Wellenlänge von $\lambda = 805$ nm. Bezüglich $w_{0,exp}$ siehe auch [61, 88, 89, 124, 125].

Die in Tabelle 3.2 angegebene numerische Apertur der Linse der Wiederabbildung ergibt sich unter der Annahme eines kollimierten Strahls zwischen L1 und LS1 aus dem maximalen, eingangsseitigen Strahlradius von LS1 mit $NA_{L1} \approx a_{LS1}/f_{L1}$. Für die Register ML3 und ML4 begrenzt NA_{L1} , wenn auch nur geringfügig, die Strukturgrößen der Wiederabbildung. Insgesamt ist der experimentell bestimmte Strahlradius im Fokus 10 % – 20 % größer als berechnet. Eine Abweichung dieser Größenordnung liegt im Rahmen der zu erwartenden experimentellen Imperfektionen und Linsenfehler für die hier diskutierten Strukturgrößen von wenigen Vielfachen der Wellenlänge des verwendeten Laserlichts.

Parameter der Dipolfallen

Bez.	$w_{0,exp}$	$z_{R,exp}$	P_{1mK}	Ω_r	Ω_z
ML1	3,6 μm	50,6 μm	12 mW	$2\pi \cdot 27,7$ kHz	$2\pi \cdot 1,4$ kHz
ML2	1,7 μm	11,3 μm	2,7 mW	$2\pi \cdot 58,6$ kHz	$2\pi \cdot 6,2$ kHz
ML3	1,5 μm	8,8 μm	2,1 mW	$2\pi \cdot 66,4$ kHz	$2\pi \cdot 8,0$ kHz
ML4	1,5 μm	8,8 μm	2,1 mW	$2\pi \cdot 66,4$ kHz	$2\pi \cdot 8,0$ kHz

Tabelle 3.3.: Parameter der in der Fokalebene der Wiederabbildung erzeugten Dipolfallenregister für eine Falltiefe von $U_0 = k_B \cdot 1$ mK und eine Wellenlänge von $\lambda = 805$ nm.

Aus dem experimentell bestimmten minimalen Strahlradius $w_{0,exp}$ lassen sich wichtige weitere experimentelle Parameter, wie Rayleighlänge, Fallenfrequenzen und benötigte Laserleistung ableiten. Tabelle 3.3 fasst diese Größen für eine Wellenlänge des Fallenlasers von $\lambda = 805$ nm und eine Falltiefe von $U_0 = k_B \cdot 1$ mK zusammen. Weiterhin zeigt Abbildung 3.10 die benötigte Laserleistung, die Streurrate und den differentiellen ac-Starkeffekt im Wellenlängenbereich der Dipolfallen dieser Arbeit, ebenfalls bei $U_0 = k_B \cdot 1$ mK. Entsprechend den Überlegungen in Abschnitt 3.1, erhält man, bei gleichbleibender Falltiefe, eine reduzierte Streurrate und eine reduzierte Frequenzverschiebung des Uhrenübergangs für größere Verstimmung.

3.3 Präparation und Nachweis lasergekühlter Atome in Dipolfallenregistern

Moderne atomoptische Experimente erfordern die Entkopplung des untersuchten Quantensystems von der Umwelt, so dass dessen Zustand ungestört präpariert, manipuliert und detektiert werden kann. Diese Anforderung können lasergekühlte Atome mit Temperaturen von einigen Mikrokkelvin und weniger, welche innerhalb eines Vakuumsystems in dem konservativen Potential von Dipol-

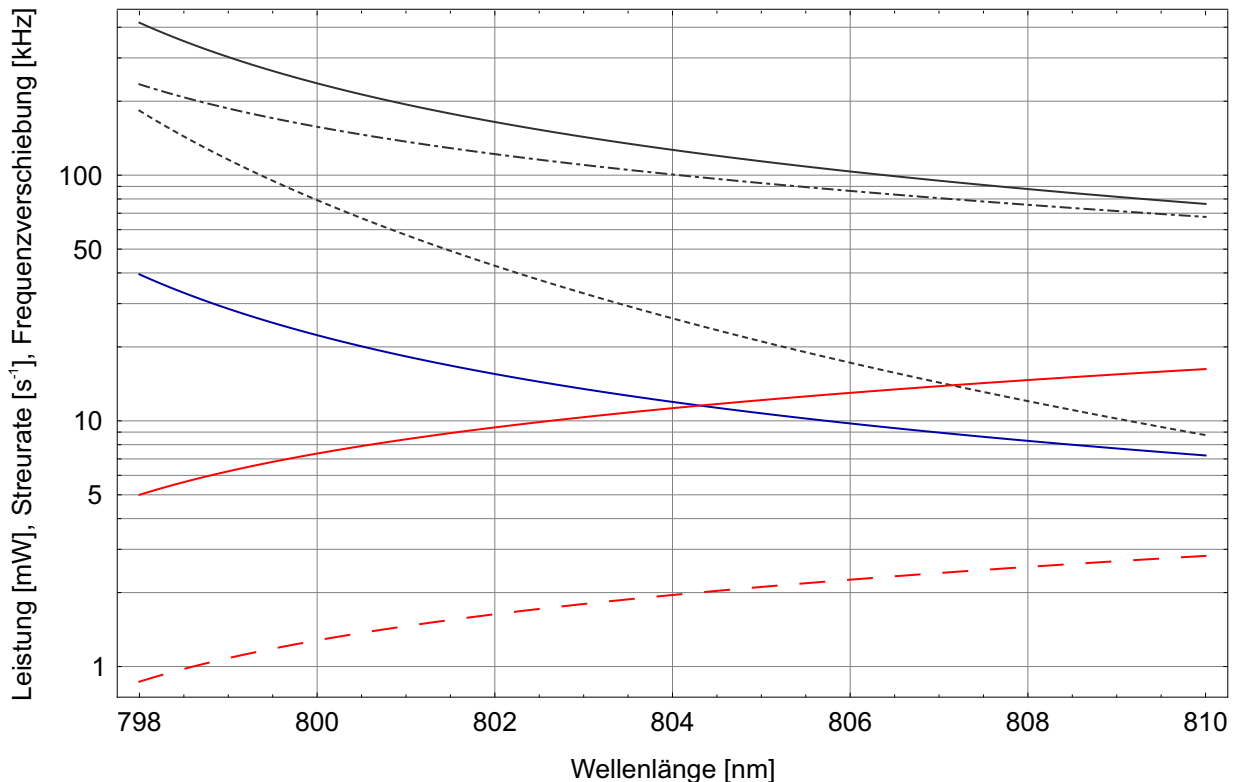


Abbildung 3.10.: Verlauf der Gesamtstreurate (schwarze Volllinie), mit den Anteilen Raman-Streuung (schwarze Strichlinie) und Rayleigh-Streuung (schwarze Strichpunktlinie), der Frequenzverschiebung des differentiellen Starkeffekts (blaue Volllinie), sowie der benötigten Laserleistung für eine Fallentiefe von $U_0 = k_B \cdot 1 \text{ mK}$ bei einer Fallengröße von $w_0 = 3,6 \text{ } \mu\text{m}$ (rote Volllinie) und $w_0 = 1,5 \text{ } \mu\text{m}$ (rote Strichlinie) in Abhängigkeit der Wellenlänge des Fallenlasers.

fallen gespeichert sind, zu einem hohen Maß erfüllen. Innerhalb des Vakuums sind Kohärenz- und Atomverlust verursachende Stöße mit Atomen aus dem Hintergrundgas stark reduziert, so dass standardmäßig Lebensdauern von einigen Sekunden bis Minuten erreicht werden. Weiterhin stehen vielfältige optische Methoden zur Einflussnahme auf den Quantenzustand der in den Dipolfallen lokalisierten Atome und dessen Nachweis bereit.

Die folgenden Abschnitte beschreiben die experimentelle Implementierung zweidimensionaler Register lasergekühlter ^{85}Rb -Atome in Dipolfallen. Zunächst gibt Abschnitt 3.3.1 einen Überblick der Vakuumapparatur. In Abschnitt 3.3.2 werden die Grundlagen der Laserkühlung von neutralen Atomen dargestellt und Abschnitt 3.3.3 liefert eine Beschreibung der experimentellen Bereitstellung kalter Atome in Dipolfallenregistern, sowie der Präparation dieser in Zuständen der Hyperfeinstruktur mit optischen Methoden. Die Fluoreszenzdetektion wird in Abschnitt 3.3.4 vorgestellt und abschließend gibt Abschnitt 3.3.5 eine Übersicht des typischen Experimentablaufs.

3.3.1 Vakuumapparatur

Die Vakuumapparatur ist Grundbaustein und geometrischer Mittelpunkt des Experiments. In ihrem Zentrum werden lasergekühlte Atome bereitgestellt, mit Laserstrahlung adressiert und detektiert. Die Planung und der grundlegende Aufbau der Experimentapparatur wurde im Rahmen der

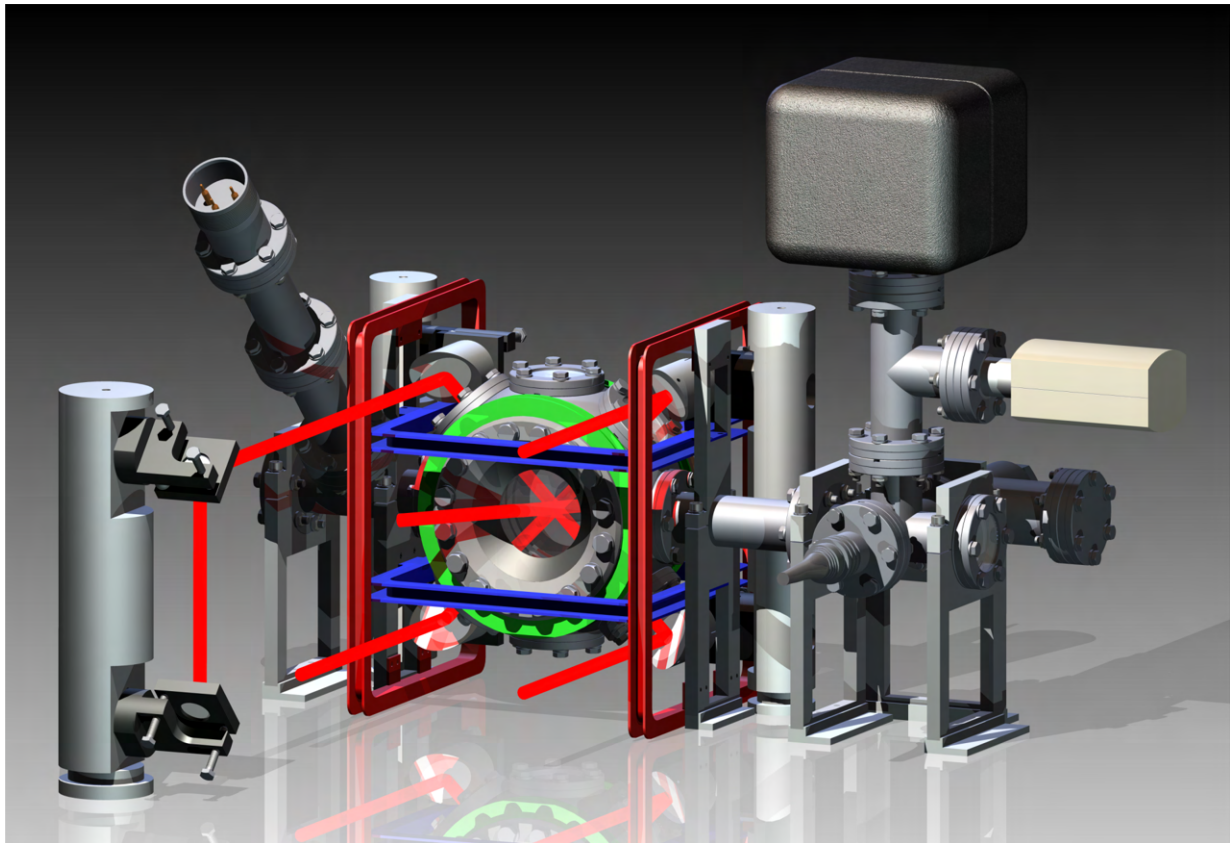


Abbildung 3.11.: Computergenerierte Darstellung des Vakuumsystems und des Verlaufs der MOT-Strahlen durch die zentrale Vakuumkammer.

Promotion von Kruse [62] realisiert. Eine ausführliche Beschreibung findet sich auch in [127]. Neben der Bereitstellung eines Ultrahochvakuums, sind die entscheidenden Anforderungen durch die Detektion weniger Atome mit einer Ortsauflösung der Größenordnung eines Mikrometers gegeben. Diese erfordert die Minimierung von Streulicht und einen optischen Zugang, welcher eine Detektionsoptik mit hoher numerischer Apertur ermöglicht.

Abbildung 3.11 zeigt eine computergenerierte Ansicht der Vakuumapparatur. Die zentrale Kammer ist eine an zwei Seiten abgeflachte Edelstahl-Hohlkugel (*Spherical Octagon*, Kimball Pysics Inc., USA), welche auf der verbleibenden Kugeloberfläche acht kreisförmig auf das Zentrum gerichtete Anschlüsse der Größe DN 40 CF besitzt und an den abgeflachten Seiten jeweils einen DN 100 CF Anschluss aufweist. Die Vakuumkammer ist mit einer zentralen Höhe von 15 cm aufrecht in den Aufbau integriert. In der Horizontalen bieten zwei Spezialfenster aus Quarzglas (UKAEA, UK) großflächigen optischen Zugang mit einem Akzeptanzwinkel von annähernd 45° für auf das Zentrum gerichtete Laserstrahlen. Die 7 mm starken Fenster sind um 8 mm in die DN 100 CF Anschlüsse eingelassen, so dass der Abstand der Fensteroberfläche zu den Atomen im Zentrum der Kammer auf 27,3 mm reduziert wird. Diese Konstruktion ermöglicht den Einsatz von Optik mit einem geringen Arbeitsabstand und hoher NA, wie des in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Linsensystems. Weiterhin bieten sechs an den DN 40 CF Anschlüssen angebrachte Vakuumfenster flexiblen optischen Zugang. Alle Fenster besitzen eine Antireflex-Entspiegelung für Laserstrahlung der Wellenlängen 780 nm bis 1100 nm im Winkelbereich von 0° bis 45° .

Die beiden verbleibenden horizontalen Zugänge dienen als Anschluss für eine Titan-Sublimationspumpe (*SB-1020*, Hositrad) (links) und eine Ionen-Getter-Pumpe (*Starcell*, Varian)

(rechts), welche ein Vakuum im Bereich von $2 \cdot 10^{-9}$ mbar sicherstellen. Die Vakuumpumpen sind über T-Stücke mit dem auf der zum Zentrum führenden Achse angebrachten Rohr verbunden, so dass auch hier der optische Zugang über die das Rohr abschließenden Vakuumfenster gewahrt bleibt. Innerhalb des Rohrs auf der rechten Seite befinden sich Rubidium-Dispenser, welche stromgesteuert Rubidium in Richtung der Atomfalle im Kammermittelpunkt ausdampfen.

Für die Kontrolle des Magnetfeldes steht in jeder Raumdimension ein Spulenpaar in Helmholtzkonfiguration zur Verfügung (siehe Spulenhalter in rot, blau und grün in Abbildung 3.11). Mit diesen Spulen können sowohl das Erdmagnetfeld und Streumagnetfelder kompensiert werden, als auch näherungsweise homogene Magnetfelder am Ort der gefangenen Atome erzeugt werden.

3.3.2 Magnetooptische Falle und optische Melasse

Die Laserkühlung und das Fangen von neutralen Atomen mit Laserlicht in Magnetooptischen Fallen (MOT) entwickelte sich seit den ersten Vorschlägen [97] und experimentellen Realisierungen [128, 129] zu einem unverzichtbaren Instrument in vielen Experimenten der Quantenoptik. Für die Entwicklung und theoretische Beschreibung dieser Methoden erhielten Chu, Cohen-Tannoudji und Phillips 1997 den Nobelpreis für Physik [1–3]. Im Folgenden werden die wichtigen Prinzipien mit Blick auf das vorliegende Experiment zusammengefasst, eine ausführliche Diskussion findet sich in der Literatur [35, 99, 100].

Die spontane Emission eines Photons beim Übergang eines angeregten Atoms in einen Zustand niedrigerer Energie erfolgt isotrop. Aus der Absorption von Photonen eines Laserstrahls mit ausgezeichneter Richtung und anschließender spontaner Emission resultiert folglich eine mittlere Kraft entsprechend des Impulses und der Anzahl der absorbierten Photonen, welche als Spontankraft bezeichnet wird. Diese Kraft wird für ein Atom mit nichtverschwindender Geschwindigkeit aufgrund der Dopplerverschiebung der Resonanzfrequenz des Übergangs geschwindigkeitsabhängig. Für entgegenläufig überlagerte Laserstrahlen weist die Spontankraft einen Vorzeichenwechsel entsprechend der Geschwindigkeitskomponente entlang der Strahlachse auf. Ist die Laserfrequenz kleiner der unverschobenen Resonanzfrequenz, so absorbiert das Atom bevorzugt Photonen des seiner Bewegungsrichtung entgegen gerichteten Laserstrahls, wodurch die atomare Bewegung gedämpft wird. Dieses einfache Modell führt auf die, als Dopplertemperatur bezeichnete, Grenztemperatur im Gleichgewicht der Restbewegung durch Rückstoß aus Photonenstreuung und Dämpfung

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad . \quad (3.39)$$

Mit der natürlichen Linienbreite des $5P_{3/2}$ -Niveaus von $\Gamma = 2\pi \cdot 6,067$ MHz ergibt sich für die ^{85}Rb D2-Linie eine Dopplertemperatur von $T_D = 146 \mu\text{K}$. Die Struktur realer Atome weicht von der des idealisierten Zweiniveausystems ab. Im Fall von ^{85}Rb und zirkularer Polarisation der dämpfenden Laserstrahlung ("Kühlaser") ergibt sich jedoch ein als Kühlübergang bezeichnetes Quasi-Zweiniveausystem für die Zustände extremer Quantenzahl in F und m_F : $|5^2S_{1/2}, F = 3, |m_F| = 3\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 4, |m_F| = 4\rangle$. Die Präparation der Atome in dieses System und die Rückführung derer, die es verlassen, erfordert einen zusätzlichen Laser, welcher als Rückpumpelaser bezeichnet wird. Dieser koppelt die Zustände der Hyperfeinstruktur-niveaus $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F\rangle$ und $|5^2P_{3/2}, F = 3, m_F\rangle$.

Mit Einbeziehung der Polarisation des Laserlichts und der von einem Zweiniveausystem abweichenden Hyperfeinstruktur mit magnetischen Unterzuständen kann die Grenztemperatur der

Laserkühlung weiter herabgesetzt werden. Die Minimaltemperatur der sogenannten Sisyphuskühlung folgt aus dem Rückstoß eines emittierten Photons und wird demnach als Rückstoßtemperatur bezeichnet, es gilt

$$T_R = \frac{(\hbar k)^2}{mk_B} . \quad (3.40)$$

Mit dem Betrag des Wellenvektors $k = |\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ und der atomaren Masse m ergibt sich als theoretische Grenze für die ^{85}Rb D2-Linie $T_R = 370$ nK.

Im Experiment wird die Laserkühlung von Paaren gegenläufiger Laserstrahlen in allen drei Raumdimensionen sichergestellt. Wie in Abbildung 3.11 ersichtlich, werden zwei orthogonale Laserstrahlpaare über die Vakuumbenutzer der DN 40 CF Anschlüsse in die Vakuumkammer geführt, diese enthalten Licht des Kühllasers und Rückpumplicht. Das dritte Paar Laserstrahlen beinhaltet ausschließlich Licht des Kühllasers. Es läuft parallel zur Tischoberfläche und unter einem Winkel von ca. 42° durch die Vakuumkammer, in deren Zentrum der Schnittpunkt aller Strahlen liegt. Aufgrund der Dämpfung der Atombewegung im Überlagerungsbereich der Laserstrahlpaare wird eine solche Konfiguration auch als optische Melasse bezeichnet. Mit der experimentell bestimmten optimalen Verstimmung des Kühllichts von -52 MHz gegenüber dem Kühlübergang beträgt die Melasstemperatur typischerweise 5 μK .

Eine optische Melasse erzeugt kein bindendes Potential, sondern die kalten Atome diffundieren aus dem Kreuzungspunkt der Laserstrahlen heraus. Für einen räumlichen Einfang wird die Laserstrahlkonfiguration um ein inhomogenes Quadrupolmagnetfeld erweitert. Dieses wird von Spulen in Anti-Helmholtzkonfiguration erzeugt, welche innerhalb der Vertiefung platziert sind, die durch die eingelassenen Fenster entsteht und sich daher in der Ebene der in Abbildung 3.11 grün dargestellten Spulenhalter befinden. Die Atome im Fallenzentrum befinden sich im Magnetfeldnullpunkt und der Magnetfeldgradient beträgt $B' = 16$ Gauß $\text{A}^{-1} \text{cm}^{-1}$ entlang der Achse der MOT-Spulen. Bewegt sich ein Atom aus dem Fallenzentrum, wird aufgrund des Zeeman-Effekts die Entartung der magnetischen Unterzustände aufgehoben. Im Zusammenspiel mit der Verstimmung, der entgegengesetzt zirkularen Polarisation der gegenläufigen Laserstrahlen und der Polarisationsabhängigkeit der Kopplungsstärke für strahlungsinduzierte Übergänge zwischen den magnetischen Unterzuständen der Hyperfeinstruktur (vergleiche Abschnitt 3.1.2) entsteht eine rücktreibende Kraft. Diese bewirkt den räumlichen Einschluss der kalten Atome am Ort des Magnetfeldnullpunkts, welcher mit den Laserstrahlen der optischen Melasse überlagert ist. Die Verstimmung des Kühllasers wird zur Erzeugung einer MOT auf -12 MHz angepasst.

Die Potentialtiefe einer Magneto-optischen Falle liegt in der Größenordnung eines Millikelvins und ist ausreichend, um Rubidiumatome aus dem Hintergrundgas einzufangen, welches durch die Dispenser bereitgestellt wird.

3.3.3 Speicherung und Zustandspräparation von ^{85}Rb -Atomen

Die MOT erzeugt eine Wolke kalter Atome, welche in einer Melassenphase in das überlagerte Dipolfallenregister umgeladen werden. Sowohl die Laserkühlung, als auch die weitere Präparation und Detektion von ^{85}Rb -Atomen in Dipolfallenregistern erfordert eine Reihe von schmalbandigen Lasersystemen, welche Licht definierter Frequenzen und Polarisation mit einer Zeitaufösung im Bereich einiger Mikrosekunden bereitstellen.

Lasersysteme

Für die Laserkühlung und Zustandspräparation von ^{85}Rb wird Laserstrahlung im Bereich der D1- und D2-Linie mit Wellenlängen von $\lambda_{D1} = 794,98$ nm und $\lambda_{D2} = 780,24$ nm benötigt. Hier kom-

men Diodenlaser mit externem Resonator und Interferenzfilter als frequenzselektivem Element zum Einsatz [130]. Die Resonanzfrequenz als Funktion der Länge des Resonators und damit die Laserfrequenz kann über ein Piezoelement im Bereich einiger Gigahertz variiert werden. Zusätzlich bietet die Steuerung des Diodenstromes die Möglichkeit für schnelle Frequenzkorrekturen. Die Stabilisierung der Laserfrequenzen erfolgt durch die spektroskopische Anbindung an ^{85}Rb mit Hilfe eines Offset-Stabilisierungsverfahrens. Hierzu wird ein Laser ("Masterlaser") mittels Frequenzmodulation und Lock-In-Technik hochpräzise auf einen Übergang der entsprechenden D-Linie stabilisiert und dient im Folgenden als Referenz für die Stabilisierung weiterer Laser. Der Frequenzabstand dieser wird durch Vergleich der Differenzfrequenz zum Masterlaser mit einem lokalen Oszillator konstant gehalten. Es können so flexibel Differenzfrequenzen von wenigen Megahertz bis zu einigen Gigahertz gewählt werden. Die stabilisierten Laser besitzen typischerweise eine Langzeit-Linienbreite von unter 0,5 MHz und die Ausgangsleistung beträgt bis zu 100 mW. Das Licht der Dipolfallen wird von einem Titan:Saphir-Ringlaser (899-01, Coherent) erzeugt, welcher von einem diodengepumpten und frequenzverdoppelten Neodym:Yttrium-Vanadat Laser (*Verdi V18*, Coherent) bei 532 nm gepumpt wird. In dieser Konfiguration kann Licht im Wellenlängenbereich von 760 nm bis 850 nm mit einer maximalen Ausgangsleistung von 1,5 W erzeugt werden.

Alle Laser werden über Glasfasern zum Experiment geführt. Die Leistung am Ort der Atome wird computergesteuert und kann auf einer Mikrosekundenzeitskala angepasst werden. Hierzu sind akustooptische Modulatoren (AOM) und mechanische Verschlüsse in die Strahlengänge integriert. Mit Hilfe der AOMs kann auch die Laserfrequenz mit einer Bandbreite der Zeitauflösung von typischerweise 10 MHz, je nach Modell und bei einfachem Durchlauf im zweistelligen Megahertzbereich korrigiert werden. Größere Frequenzkorrekturen durch Änderung der Offsetstabilisierung erfordern mit der aktuell implementierten Elektronik eine Zeitdauer von 100 μs .

Optischer Zugang

Eine Adressierung der kalten Atome ist über verschiedene Strahlwege möglich. Abbildung 3.12 zeigt eine Draufsicht mit vereinfacht dargestellter Vakuumkammer und Optik, wobei die Strahlen der optischen Melasse aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht gezeigt sind. Die großen Spezialfenster begrenzen die Vakuumkammer in Abbildung 3.12 links und rechts. Von rechts kommend trifft der Dipolfallenlaser auf das Mikrolinsenregister ML. Dessen Fokal- und Talbotebenen werden, wie bereits in Abschnitt 3.2.2 diskutiert, durch die Linse L1 und das Linsensystem LS1 an den Ort der MOT (roter Punkt im Zentrum der Vakuumkammer) abgebildet. Die lineare Polarisation des Dipolfallenlichts ist so gewählt, dass es den Polarisationsstrahlteiler PBS ungehindert passiert. Das Linsensystem LS1 ist auch Teil der bildgebenden Optik. Ein Teil des unpolarisierten Fluoreszenzlichts gespeicherter Atome wird von LS1 gesammelt und über den Polarisationsstrahlteiler mit einer Effizienz von 50 % durch L2 auf eine Kamera abgebildet (siehe Abschnitt 3.3.4).

Weitere Strahlwege sind in Abbildung 3.12 mit den Großbuchstaben A - D gekennzeichnet. Hervorzuheben ist Zugang A, dieser besitzt aufgrund des zu LS1 identischen Linsensystem LS2 eine optische Auflösung, welche die Adressierung einzelner Fallenplätze des Dipolfallenregisters erlaubt (siehe Kapitel 5). Zugang B wird für die Selektion der Talbotebene genutzt. Die Laserstrahlen zum zustandsselektiven Entfernen von Atomen und für die kohärente Manipulation des Quantenzustands (siehe Kapitel 6) werden über Zugang C geführt. Ein für die Zustandspräparation genutzter Laserstrahl gelangt von unten über Zugang D in die Kammer.

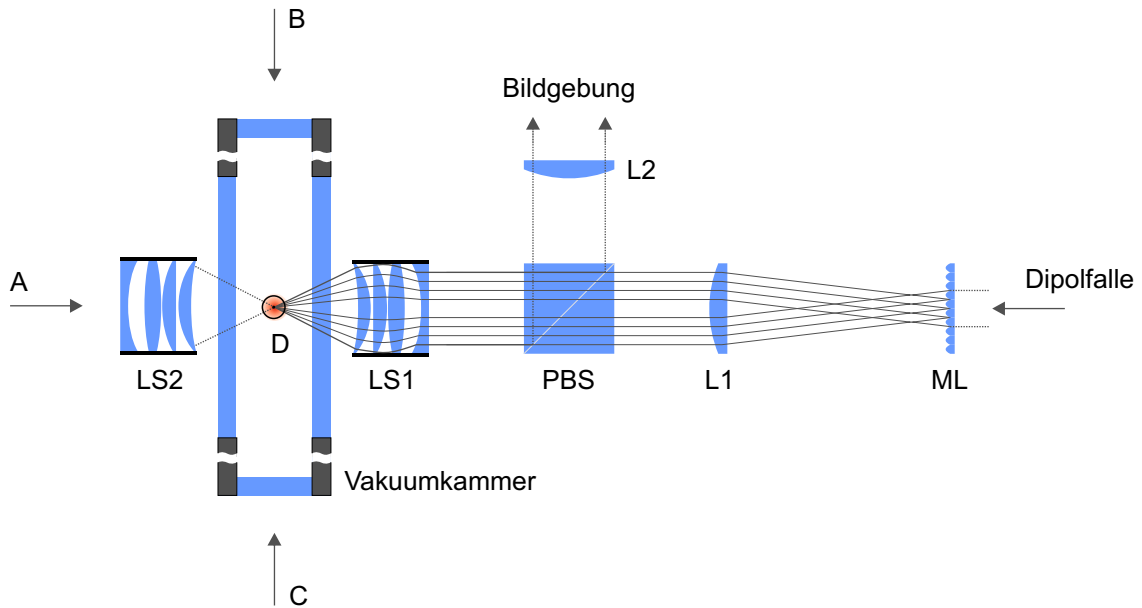


Abbildung 3.12.: Schematische Darstellung der Strahlwege in das Zentrum der Vakuummutter, sowie Optik der Dipolfallen und Bildgebung in Draufsicht (Die Strahlwege der optischen Melasse sind nicht aufgeführt).

Zustandspräparation

Die Ausnutzung der Auswahlregeln für Dipolübergänge ermöglicht die Präparation der gespeicherten Atome in Zustände der Grundzustandshyperfeinstruktur durch optisches Pumpen. Diese Methode wird experimentell sowohl für einfache Charakterisierungsmessungen genutzt, als auch zur Präparation in die Qubit-Basiszustände.

Eine einfache Präparation in den Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$, ohne Auflösung der magnetischen Unterzustände, ist durch Einstrahlen des Kühl lasers möglich. Aus der Kopplung der Hyperfeinstruktur-niveaus des Kühlübergangs $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 4\rangle$ mit rot verstimmttem Licht resultiert eine endliche Wahrscheinlichkeit für eine Anregung in das Niveau $|5^2P_{3/2}, F = 3\rangle$, aus welchem die Atome in den Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ zerfallen und sich dort sammeln. Ein äquivalentes Vorgehen mit dem Rückpump laser führt zu einer Präparation in $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle$.

Eine Präparation in einen magnetischen Unterzustand definierter Quantenzahl m_F gelingt unter gleichzeitiger Verwendung eines Laserstrahls bestimmter Polarisierung und des Rückpump lasers. So bewirkt beispielsweise die Streuung von Photonen eines rechtshändig (linkshändig) zirkular polarisierten Lichtfeldes die Änderung des magnetischen Zustands in Richtung höherer (niedrigerer) m_F -Zahl. Koppelt das Lichtfeld den Kühlübergang und wird gleichzeitig mit Rückpumplicht eingestrahlt, sammeln sich die Atome folglich im Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 3, m_F = 3\rangle$ ($|5^2S_{1/2}, F = 3, m_F = -3\rangle$). Eine weitere Möglichkeit ist ein zum Übergang $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle \leftrightarrow |5^2P_{1/2}, F = 3\rangle$ resonantes, linear polarisiertes Lichtfeld. Aufgrund der verschwindenden Drehimpulskopplung sind keine Übergänge $|5^2S_{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |5^2P_{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$ möglich. Daher sammeln sich die Atome bei gleichzeitiger Einstrahlung des Rückpump lasers im Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$ der Qubitbasis.

Selektion der Talbot-Ebene

Die Talbotlängen der Fokalstruktur der Mikrolinsenregister ML3 und ML4 betragen nach Wiederabbildung $z_T^* = 220 \mu\text{m}$ bzw. $z_T^* = 119 \mu\text{m}$ (vergleiche Tabelle 3.2) und liegen damit in der

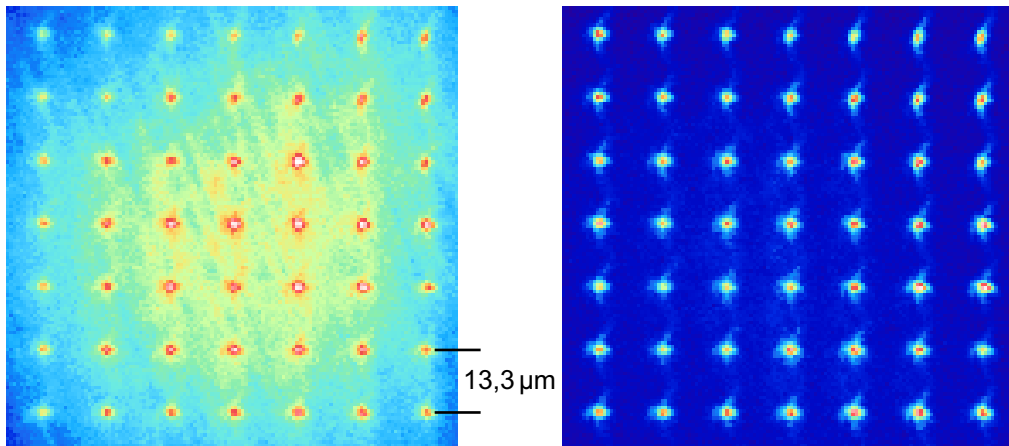


Abbildung 3.13.: Gemittelte Fluoreszenzbilder gespeicherter Atome eines Dipolfallenregisters. Das Licht der Atome in Hintergrundebenen (links) verschwindet nach Selektion der betrachteten Ebene (rechts).

Größenordnung des Durchmessers der Atomwolke der MOT. Daher werden die Atome während des Ladeprozesses in der Melassenphase in mehreren Dipolfallenregistern der verschiedenen Ebenen gebunden.

In den Versuchsreihen dieser Arbeit ist es jedoch nicht beabsichtigt mit Atomen in mehreren Ebenen zu arbeiten. Dies würde darüber hinaus eine modifizierte Bildgebung erfordern, da die Atome der Hintergrundebenen das Signal des untersuchten zweidimensionalen Dipolfallenregisters stören. Es wird daher auf eine einfache Methode zurückgegriffen um die Atome aus unerwünschten Fallenstrukturen zu entfernen: Diese werden mit Hilfe von zum Kühlübergang resonanter und durch den seitlichen Zugang B geführter Laserstrahlung aus den Fallen geheizt. Die Position des gewünschten Dipolfallenregisters wird dabei durch Abbilden eines in den Strahl eingebrachten Drahts entsprechender Dicke im transversalen Intensitätsprofil am Ort der Atome ausgespart. Um auch Atome, die initial den Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ besetzen zu entfernen wird gleichzeitig Rückpumplicht eingestrahlt. Der Effekt dieser Ebenenselektion ist in Abbildung 3.13 dargestellt.

3.3.4 Fluoreszenzdetektion gespeicherter Atome

Für die Detektion der in den Dipolfallen gespeicherten ^{85}Rb -Atome werden diese durch Einstrahlen des Kühl- und Rückpumplichts der Laserstrahlen der optischen Melasse zu Photonenstreuung angeregt. Die Verstimmung des Kühllasers entspricht mit -52 MHz den Melasseparametern. Der parallel zur Tischoberfläche geführte Laserstrahl wird hierbei zur Reduktion von Streulicht durch einen mechanischen Verschluss vor Eintritt in die Vakuumkammer blockiert. Abbildung 3.12 zeigt die bildgebende Optik, welche aus dem Linsensystem LS1 und der Linse L2 besteht. Da LS1 ebenfalls das definierende Element in der Erzeugung des untersuchten Dipolfallenregisters ist, befindet sich dieses im Abstand der Brennweite zu LS1. Entsprechend des von LS1 abgedeckten Raumwinkels werden 2,2 % der durch spontane Emission isotrop abgestrahlten Photonen gesammelt. Die atomare Fluoreszenz ist unpolarisiert und wird zu 50 % am Polarisationsstrahlteiler in Richtung L2 abgelenkt. Diese Linse erzeugt das Bild auf einer Kamera, welche sich in der

Brennweite von L2 befindet. Der Vergrößerungsfaktor der Bildgebung folgt aus dem Verhältnis der Brennweiten

$$V = \frac{f_{L2}}{f_{LS1}} = \frac{f_{L2}}{35,5 \text{ mm}} \quad . \quad (3.41)$$

Für die Versuchsreihen mit den Registern ML1 und ML2 in Kapitel 4 ist $f_{L2} = 200 \text{ mm}$ und für die mit ML3 und ML4 erzeugten Dipolfallenregister in den Kapiteln 5 und 6 ist $f_{L2} = 750 \text{ mm}$. Der Abbildungsmaßstab beträgt demnach $V_{ML1,ML2} = 5,6$ respektive $V_{ML3,ML4} = 21,1$.

Die eingesetzte EMCCD-Kamera (*iXon DV887DCS-BV*, Andor Technology plc., UK) besitzt quadratische Pixel der Kantenlänge $16 \mu\text{m}$, woraus sich mit den obigen Vergrößerungen eine Auflösung von $2,84 \mu\text{m px}^{-1}$ bzw. $0,76 \mu\text{m px}^{-1}$ berechnet. Sie verfügt über eine hohe Quanteneffizienz von 70 % bei 780 nm und einen Verstärkungsmechanismus der Photoelektronen auf dem Kamerasensor, wodurch das Ausleserauschen minimiert wird. Die Integrationszeit liegt im Bereich von 50 ms bis zu einigen 100 Millisekunden. Abbildung 3.13 zeigt zwei Fluoreszenzaufnahmen eines 7×7 -Ausschnitts eines mit ML3 erzeugten Dipolfallenregisters, welche durch Mittelung über ca. 100 Experimentzyklen mit einer Detektionszeit von jeweils 200 ms entstanden sind. Im linken Bild ist das Hintergrundlicht der Atome in Dipolfallen weiterer Ebenen deutlich zu erkennen. Das rechte Bild ist nach Selektion der betrachteten Ebene aufgenommen und zeigt das zweidimensionale Register neutraler Atome ohne störenden Hintergrund.

Zustandsselektiver Nachweis

Die Versuchsreihen in Kapitel 5 und 6 erfordern die Detektion des Quantenzustands. Dies ist durch selektives Entfernen der Population des Qubit-Basiszustands $|5^2S_{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$ mit Hilfe über Zugang C geführter und zum Kühlübergang resonanter Laserstrahlung und anschließender Fluoreszenzdetektion der verbleibenden Atome realisiert. Das resultierende Signal wird auf das vorher ermittelte Signal aller Atome normiert. Eine Messung dieser Art wirkt zerstörend und erfordert die erneute Präparation des Quantenregisters für jede einzelne Messung.

3.3.5 Experimenteller Ablauf

Ein typischer Experimentzyklus dauert 1 s und beginnt mit einer MOT-Phase von 0,5 s, in welcher ^{85}Rb -Atome aus dem Hintergrundgas geladen und gekühlt werden. Nach dieser Zeit wird das MOT-Magnetfeld ausgeschaltet und es folgt eine reine Melassenphase für wenige Millisekunden, um die Temperatur der Atomwolke auf ca. $5 \mu\text{K}$ zu reduzieren. Anschließend werden die Dipolfallen eingeschaltet und in der Ladephase von 100 ms gleichzeitig mit den Lasern der optischen Melasse eingestrahlt. Die Atome werden folglich in die konservativen Dipolpotentiale gekühlt. Es folgt eine 30 ms-Wartezeit, in der nicht gespeicherte Atome den Fallenbereich verlassen sowie die Selektion der gewünschten Ebene, welche 0,5 ms in Anspruch nimmt. Atome in flachen Beugungsstrukturen werden mit Hilfe zum Kühlübergang resonanter Laserstrahlung und Rückpumplicht während weiteren 0,1 ms entfernt. Eine etwaige Zustandspräparation dauert 0,5 ms. Die gespeicherten Atome des Dipolfallenregisters stehen nun als Qubitträger und für weitere Experimente zur Verfügung. Am Ende des Experimentzyklus folgt die Fluoreszenzdetektion.

3.4 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurden die Grundlagen der optischen Speicherung neutraler Atome, sowie die experimentelle Implementierung der Dipolfallenregister dieser Arbeit diskutiert. Der dispersive

Anteil der atomaren Wechselwirkung mit Laserstrahlung führt zu der Modifikation der Eigenenergien im gekoppelten System aus Lichtfeld und Atom. Daraus resultiert die konservative Dipolkraft, welche die Erzeugung von Atomfallen an den Intensitätsmaxima fokussierter Laserstrahlen ermöglicht. Der absorptive Anteil dieser Wechselwirkung entspricht unerwünschter inkohärenter Photonenstreuung und kann durch die experimentelle Realisierung von Fallen großer Verstimmung minimiert werden.

Es wurden die Charakteristika der Potentiale für ^{85}Rb -Atome und die Parameter der in dieser Arbeit implementierten, durch Einsatz von Mikrolinsenregistern parallelisiert generierten, Vielfachrealisierung von speichernden Potentialen in Form von Dipolfallenregistern vorgestellt. Mit dem Einsatz linear polarisierter Laserstrahlung zur Fallenerzeugung wird eine Abhängigkeit der Fallentiefe von den magnetischen Zeemanzuständen aufgrund von Unterschieden in der Drehimpulskopplung vermieden. Es kommt jedoch zu einer, auch die durch die Zustände des Uhrenübergangs repräsentierte Qubitbasis betreffenden, leichten Modifizierung der Fallentiefen für die Niveaus der Grundzustandshyperfeinstruktur als Folge des differentiellen ac-Starkeffekts, welcher mit steigender Verstimmung reduziert wird. Darüber hinaus tritt für ^{85}Rb -Atome bei großen Verstimmungen eine Unterdrückung von zustandsändernden Streuprozessen als Folge von Quanteninterferenzeffekten auf. In zukünftigen Experimenten wäre es demnach von Vorteil, Dipolfallen mit gesteigerter Verstimmung zu implementieren. Hier könnte ein Nd:YAG-Laser der Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ zu Einsatz kommen. Diese Art Laser ist kommerziell verfügbar und bietet hohe Ausgangsleistungen. Im Vergleich zu einer typischen Dipolfalle dieser Arbeit mit der Wellenlänge $\lambda = 805 \text{ nm}$ und Tiefe $U_0 = k_B \cdot 1 \text{ mK}$ wäre so die Reduktion der Streurrate um 97,5 % auf $\Gamma_{SC} = 2,7 \text{ s}^{-1}$ und die Reduktion von zustandsändernden Streuprozessen um 99,9 % auf $\Gamma_{SC} = 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ möglich. Des Weiteren würde der differentielle ac-Starkeffekt der Qubit-Basiszustände um 94,6 % auf $\delta\nu = 570 \text{ Hz}$ sinken. Es ist anzumerken, dass bei einer weiteren Steigerung der Verstimmung die beugungslimitierten Strukturgrößen der Potentiale ebenfalls signifikant steigen. Mit Blick auf die in Kapitel 2 diskutierte Architektur scheint eine Wellenlänge der Dipolfallen im Bereich eines Mikrometers optimal. Unter diesen Bedingungen erlaubt der Einsatz von Mikrooptiken die Erzeugung optischer Mikrofallen skalierbarer Anzahl in periodischen Rastern mit einer Strukturgröße der Einzelfallen im Bereich eines Mikrometers und mit einem Abstand benachbarter Potentiale kleiner 10 Mikrometer.

Die periodische Struktur der Mikrolinsenregister führt zu wiederkehrenden Selbstbildern der Fokalebene und weiteren Beugungsstrukturen im axialen Verlauf der Intensitätsverteilung aufgrund des Talbot-Effekts, welche ebenfalls Atomfallen darstellen. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Fokalebene und eine Talbotebene in separaten Messreihen als Dipolfallenregister genutzt. Es ist jedoch ohne Weiteres möglich, mehrere Dipolfallenregister der verschiedenen Ebenen gleichzeitig mit lasergekühlten Atomen zu beladen. Werden ausschließlich Selbstbilder der Fokalebene genutzt und liegt der Abstand der Fallen eines 2D-Registers im Bereich von $10 \mu\text{m}$ entsteht eine dreidimensionale Struktur aufeinanderfolgender 2D-Register mit einem axialem Abstand, welcher eine Größenordnung über der Periode der Einzelregister liegt. Eine optimierte Bildgebung vorausgesetzt, könnte die parallelisierte Bereitstellung von Dipolfallenregistern als Ansatzpunkt für erweiterte Architekturen für die Quanteninformationsverarbeitung dienen.

Es wurde der für die Messreihen dieser Arbeit genutzte experimentelle Aufbau beschrieben. Das Zentrum dieses Aufbaus ist eine Vakuumkammer, innerhalb welcher lasergekühlte ^{85}Rb -Atome mit Hilfe einer Magnetooptischen Falle bereitgestellt werden. Die durch Ausleuchten von Mikrolinsenregistern erzeugte Fallengeometrie wird mit Hilfe einer Transferoptik verkleinert in die Vakuumkammer abgebildet und dort mit dem Mittelpunkt einer optischen Melasse überlagert. Auf diese Weise werden die Fallen des Dipolfallenregisters mit lasergekühlten Atomen einer Temperatur im Mikrokelvinbereich geladen. Es steht eine Reihe weiterer Laser zur Verfügung, welche die

Selektion der Talbotebene, die Präparation der gespeicherten Atome in definierten Zuständen und den Nachweis der Atome mit Hilfe von Fluoreszenzdetektion erlauben.



4 Präparation und Nachweis von einzelnen ^{85}Rb -Atomen mit hoher Effizienz

Optisch gespeicherte neutrale Atome sind Quantensysteme, deren Eigenschaften und Wechselwirkungen umfassend mit optischen Methoden kontrolliert werden können [57]. Sie sind daher Gegenstand aktueller Forschung auf dem Gebiet der Quantenkommunikation [131, 132], Quantensimulation [133, 134] und Quanteninformationsverarbeitung [31, 32]. Auch die Quanteninformationsverarbeitung in Dipolfallenregistern hat einzelne neutrale Atome als Qubit-Träger zur Basis.

Erste Untersuchungen an wenigen bis einzelnen neutralen Atomen wurden in Magnetooptischen Fallen durchgeführt [135–137]. In einer MOT gefangene Atome werden durch das MOT-Licht kontinuierlich zu Photonenstreuung angeregt, was ein entscheidender Vorteil für den atomzahlaufgelösten Nachweis durch Fluoreszenzdetektion ist. In der Folge gelang es, derart präparierte Atomensembles bekannter Atomzahl in das konservative Potential von Dipolfallen [138] und in die Potentialtöpfe der stehenden Wellen optischer Gitter umzuladen [139]. Hierbei kann der Umladeprozess nach Atomzahl konditioniert erfolgen, auch wenn die Atomzahl der MOT einer Poissonstatistik gehorcht.

Das Laden einzelner Atome aus Magnetooptischen Fallen geringer Dichte kommt heute standardmäßig in vielen Experimenten der Quantenoptik mit einzelnen optischen Atomfallen zum Einsatz. Diese probabilistischen Methoden besitzen jedoch große Einschränkungen in der Skalierbarkeit. Ein Ansatz für die parallelisierte Präparation einzelner Atome ist der Übergang eines Bose-Einstein-Kondensates in den Zustand eines Mott-Isolators in einem optischen Gitter [140]. In diesem hochgeordneten Zustand bilden sich charakteristische Schalen mit fester Atomzahl pro Gitterplatz und für geringe Anfangsdichten erhält man einen zentralen Bereich der Besetzung mit einzelnen Atomen [141, 142].

Werden die Atome eines optischen Gitters zu Fluoreszenz angeregt, kommt es zu lichtinduzierten Zweikörperstößen in mehrfach besetzten Gitterplätzen mit $N_{start} > 1$ [143]. Es wird somit ein Verlustprozess eingeführt, welcher bei einer Atomzahl $N < 2$ stoppt. Daraus resultiert eine Projektion geradzahlgiger Anfangsatomzahlen auf den Endzustand $N_{end} = 0$, während im Fall einer ungeraden Zahl von Atomen $N_{end} = 1$ folgt [59, 60]. Dieser Prozess kann auf Dipolfallen aus fokussierten Laserstrahlen übertragen werden [37] und liefert einen hochinteressanten, auf optischen Methoden basierenden Mechanismus für die Präparation einzelner Atome in den Fallen eines Dipolfallenregisters.

Die Rate lichtinduzierter Stöße ist eine Funktion der Dichte und damit des Fallenvolumens sowie der Verstimmung und Intensität der Laserstrahlung [144–146]. Diese Parameter können für die in Kapitel 3 vorgestellten Dipolfallenregister flexibel gewählt werden, was sowohl die Arbeit mit Ensembles weniger Atome ermöglicht, als auch die strikte Bereitstellung einzelner Atome erlaubt. In diesem Kapitel wird zunächst die atomzahlaufgelöste Detektion von wenigen Atomen in Abschnitt 4.1 vorgestellt. Inhalt des Abschnittes 4.2 ist eine zeitaufgelöste Analyse der lichtinduzierten Stöße, welche die Gewinnung von einzelnen Atomen mit einer Effizienz größer 50 % ermöglichen. Diese können mit hoher Zuverlässigkeit nachgewiesen und wiederholt detektiert werden, wie anschließend in den Abschnitten 4.3 und 4.4 dargestellt.

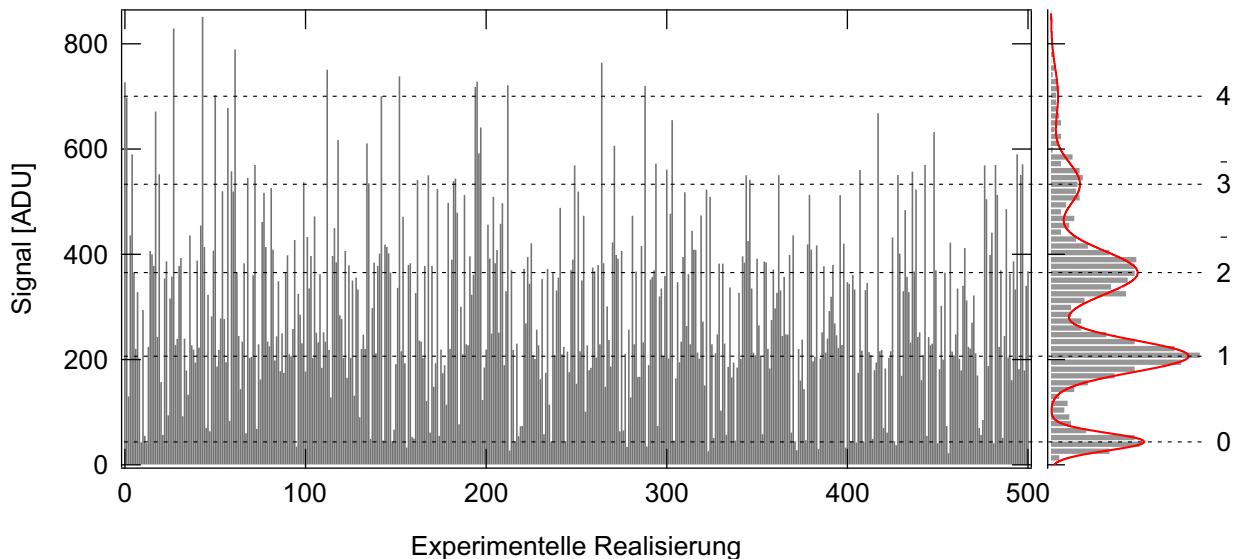
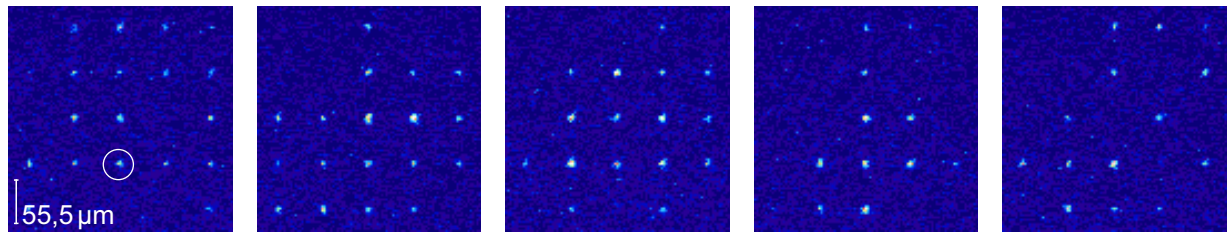


Abbildung 4.1.: Atomzahlaufgelöste Detektion weniger Atome: (oben) Fluoreszenzbilder eines mit kleinen Ensembles kalter Atome geladenen Dipolfallenregisters. Unterschiede in der Signalstärke einzelner Registerpositionen sind durch Variationen der Atomzahl begründet. Registerpositionen ohne erkennbares Signal sind leer. (unten) Signalverlauf einer Registerfalle (weißer Kreis) in 500 aufeinanderfolgenden experimentellen Realisierungen. Die auftretenden Signalstufen können Atomzahlen zugeordnet werden. Dies wird in der Histogrammdarstellung der auftretenden Signalstärken deutlich (rechts).

4.1 Atomzahlaufgelöste Detektion weniger Atome

Der Nachweis der Atomzahl über die detektierte Fluoreszenz hat zur Grundlage, dass jedes Atom näherungsweise zu gleichen Teilen zu der Gesamtfluoreszenz beiträgt. Im zeitlichen Verlauf, beziehungsweise bei wiederholter Präparation und Detektion von Ensembles weniger Atome mit statistisch verteilter Atomzahl, treten demnach Signalamplituden in charakteristischen Stufen auf, wobei der Unterschied der einzelnen Stufen der Fluoreszenz eines einzelnen Atoms entspricht. Ist das Nullsignal bekannt, kann jeder Stufe eine Atomzahl zugeordnet werden. Eine Detektion der Fluoreszenz einzelner Fallen anhand von Einzelphotonenzählwerken [75, 86, 147] erlaubt hierbei eine Diskrimination innerhalb einzelner Millisekunden. Die Integrationszeiten einer parallelisierten, orts aufgelösten Bildgebung des zweidimensionalen Dipolfallenregisters mit Hilfe moderner Kamerasysteme liegen typischerweise um eine Größenordnung höher.

Die Fluoreszenzdetektion weniger Atome stellt hohe experimentelle Anforderungen. So ist die optische Melasse, welche zur Anregung der atomaren Fluoreszenz genutzt wird, auf einen ausgeglichenen Strahlungsdruck und besondere Langlebigkeit optimiert, um Verluste während der

Integrationszeit zu vermeiden. Auch die Unterdrückung von Streulicht ist eine wichtige experimentelle Voraussetzung. Hierzu wird der Laserstrahl der Melasse, welcher unter einem Winkel nahe an der Detektionsoptik vorbei geführt ist, durch Licht im Bereich der ^{85}Rb D1-Linie mit einer Verstimmung von 71 MHz gegenüber dem Übergang $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F\rangle \leftrightarrow |5^2P_{1/2}, F = 3, m_F\rangle$ realisiert. Die anderen Dimensionen entsprechen weiterhin den Parametern aus Kapitel 3.3.4. Um ein ausreichendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis sicherzustellen, wird das Fluoreszenzlicht mit Hilfe zweier schmalbandiger Interferenzfilter (*MaxLine LL01-780*, Semrock Inc., USA) mit einer Transmission größer 90 % bei 780 nm von Streulicht des Melassenstrahls der Wellenlänge 795 nm und des Dipolfallenlasers gesäubert. Die Unterdrückung jedes Filters beträgt sechs Größenordnungen. Ein Einfluss des Raumlichts und von Laserlichtreflexen bei 780 nm wird mit Hilfe lichtundurchlässiger Einhausungen vermieden.

Abbildung 4.1 zeigt die Detektion atomarer Ensembles in den Registerplätzen eines mit dem Mikrolinsenregister ML1 erzeugten Dipolfallenregisters in wiederholten experimentellen Realisierungen. Der Abstand benachbarter Fallen ist $d_0 = 55,5 \mu\text{m}$, die Fallengröße ist $w_0 = 3,6 \mu\text{m}$ und die zentrale Fallentiefe ist $U_0 = k_B \cdot 1,8 \text{ mK}$, bei einer Wellenlänge des Dipolfallenlasers von $\lambda = 797,2 \text{ nm}$. Die Belichtungszeit ist 50 ms. In den Bildern von fünf Einzelrealisierungen (oben) ist die zugrundeliegende zweidimensionale Struktur des Dipolfallenregisters zu erkennen. Ein besonders deutliches Aufleuchten an der Position eines Registerplatzes deutet auf mehrere Atome hin und kein sichtbares Signal entspricht einer unbesetzten Falle. Insgesamt umfasst die Messreihe 1287 Realisierungen. Die Auswertung des über 21 Pixel summierten Signals an der Position einer Falle (weißer Kreis) für einen Ausschnitt von 500 aufeinanderfolgenden Realisierungen (unten) zeigt die typischen Stufen im Fluoreszenzsignal. Es können fünf Stufen unterschieden werden, welche vom durch Streulicht dominierten Nullsignal ausgehend einer ansteigenden Atomzahl von bis zu vier Atomen entsprechen. Diese Stufen spiegeln sich in dem, aus dem Signal aller Realisierungen, erstellten Histogramm wieder (rechts). Die Ereignisse einer Atomzahl bilden getrennte Maxima an welche Gaußkurven angepasst werden können. Die numerisch angepasste Funktion

$$f(x) = \sum_{N=0}^{N_{max}} A_N \cdot p_G(x, x_0(N), \sigma(N)) \quad (4.1)$$

mit

$$p_G(x, x_0, \sigma) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-x_0}{\sigma} \right)^2} \quad (4.2)$$

ist eine Summe über Normalverteilungen, mit der Fläche A_N , Position x_0 und Standardabweichung σ der einzelnen Maxima als freien Parametern. Aus einem Vergleich der Flächen der einzelnen Maxima erhält man über

$$p_N = \frac{A_N}{\sum_{N=0}^{N_{max}} A_N} \quad (4.3)$$

die normierten Wahrscheinlichkeiten p_{N_i} für ein Ereignis mit N_i Atomen: $p_0 = 0,14(2)$, $p_1 = 0,38(3)$, $p_2 = 0,34(3)$, $p_3 = 0,11(4)$ und $p_4 = 0,03(3)$, wobei die Zahl in der Klammer den Fehler der letzten Stelle angibt. Der Mittelwert berechnet sich zu $\bar{N} = 1,52(6)$.

Das Auftreten getrennter Signalstufen für unterschiedliche Atomzahlen bestätigt, dass Atomverluste während der Belichtungszeit für die gewählten Parameter vernachlässigt werden können.

Jedoch weichen die ermittelten Wahrscheinlichkeiten von einer Poissonstatistik ab. Diese ist durch

$$p_N^P(\bar{N}) = \frac{\bar{N}^N}{N!} e^{-\bar{N}} \quad (4.4)$$

mit Mittelwert \bar{N} und $N = 0, 1, \dots$ gegeben. Für einen Vergleich wurden die Flächen A_N in Gleichung 4.1 entsprechend der Verteilung 4.4 gewichtet: $A_N = A_P \cdot p_N^P$ mit konstantem A_P . Das Anpassen der Funktion

$$f(x) = A_P \sum_{N=0}^{N_{max}} p_N^P(\bar{N}) \cdot p_G(x, x_0(N), \sigma(N)) \quad (4.5)$$

liefert den Mittelwert $\bar{N} = 1,67$ der Atomzahl, wobei aber größere Abweichungen für die zugehörigen Besetzungswahrscheinlichkeiten einzelner Maxima in Kauf genommen werden müssen. Diese ergeben sich zu $p_0^P = 0,19$, $p_1^P = 0,31$, $p_2^P = 0,26$, $p_3^P = 0,15$ und $p_4^P = 0,06$. Im Vergleich mit den aus der Anpassung individueller Gaußkurven ermittelten Daten treten insbesondere Ein- und Zwei-Atom-Ereignisse um ca. 25 % häufiger auf, als von Gleichung 4.5 wiedergegeben, während Nullatomereignisse und höhere Atomzahlen gegenüber der Poissonstatistik unterdrückt sind. Dies ist eine Folge von Atomverlusten aufgrund von lichtinduzierten Zweikörperstößen, welche während der Präparation der Ensembles zur Reduktion der Atomzahl genutzt wurden. Der folgende Abschnitt liefert eine detaillierte Diskussion dieses Effektes.

4.2 Einzelatom-Blockade aufgrund lichtinduzierter Stöße

Die Bereitstellung von gefangenen Atomen setzt immer einen Ladeprozess der Atomfalle voraus. Dieser kann in vielen Fällen als statistische Folge von Einfang- und Verlustereignissen betrachtet werden, welche durch eine konstante Laderate R und Verlustrate γ beschrieben sind. Als Gleichgewichtszustand ergibt sich eine poissonverteilte Atomzahl mit Mittelwert $\bar{N} = R/\gamma$. In dieser Situation erlaubt die experimentell zugängliche Laderate das Einstellen der mittleren Atomzahl und für $\bar{N} = 1$ ergibt sich die maximale Häufigkeit der Ein-Atom-Ereignisse von 36,8 %.

4.2.1 Laden einer Dipolfalle

Die Statistik der Atomverteilung beim Laden von Dipolfallen mit kleinem Volumen kann signifikant von der einer Poissonverteilung abweichen. Sie wird durch lichtinduzierte Verlustprozesse modifiziert [145], welche in der Regel Zweikörperstößen mit anschließendem Verlust eines oder beider Stoßpartner entsprechen. Eine Kontrolle der Stoßparameter mit optischen Methoden erlaubt die experimentelle Steigerung der Präparationseffizienz von einzelnen Atomen auf 50 % im Fall von Zweikörperverlusten [37, 148] und auf über 80 % unter auf Einkörperverluste optimierten Parametern [38, 149].

Die Zustände eines stoßenden Atompaares werden durch die Stoßwechselwirkung gekoppelt. Diese führt zu einer Modifikation der Zweiatomzustands-Eigenenergie als Funktion des Abstands r der Stoßpartner entsprechend des kurzreichweitigen Van-der-Waals-Potentials $U_{vdW} = -C_6/r^6$. In Gegenwart des Lichtfeldes der optischen Melasse können die sich annähernden Grundzustandsatome in einen Molekülzustand angeregt werden, welcher aufgrund von Dipol-Dipol-Wechselwirkung

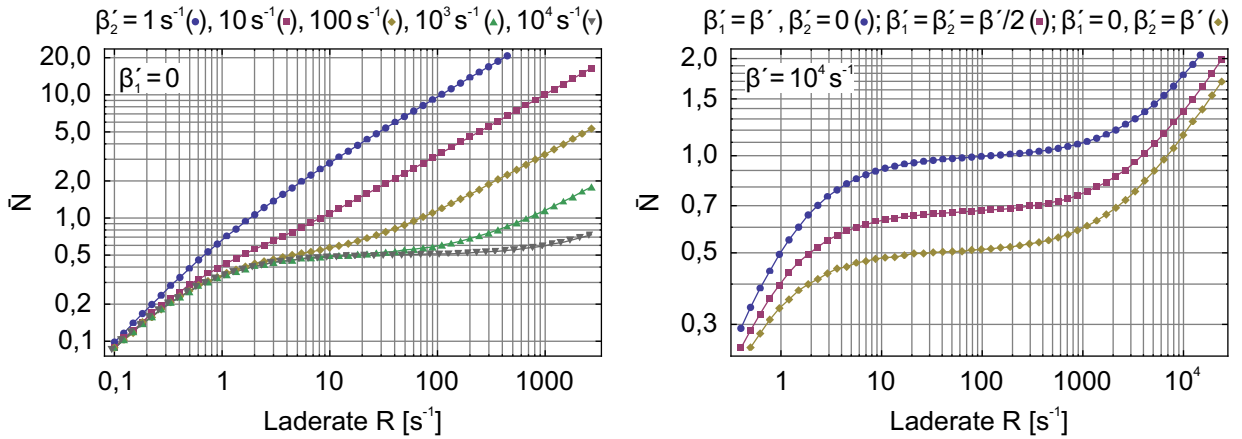


Abbildung 4.2.: Monte-Carlo-Simulation der mittleren Atomzahl im Gleichgewichtszustand des Ladeprozesses (Gleichung 4.6) als Funktion der Laderate für verschiedene stoßinduzierte Verlustraten. (links) Domierende Zweikörperverluste haben die als Kollisionsblockade bezeichnete Limitierung der Besetzung auf Atomzahlen von $N \in \{0,1\}$ zur Folge, welche sich in dem für große Werte von β_2' sichtbaren Plateau von $\bar{N} = 0,5$ widerspiegelt. (rechts) Die Berücksichtigung von stoßinduzierten Einkörperverlusten führt zu einer Steigerung der mittleren Atomzahl im Bereich der Kollisionsblockade. Treten ausschließlich Einkörperverluste auf, liegt das Plateau bei $\bar{N} = 1$.

ein langreichweitiges Potential aufweist: $U_{DD} = \pm C_3/r^3$. Die Koeffizienten C_3, C_6 beschreiben jeweils die Stärke der Wechselwirkung. Ist das an diesem Prozess beteiligte Photon gegenüber dem betrachteten Übergang rotverstimmt, befindet sich das Atompaar in einem attraktiven Potential und gewinnt kinetische Energie, während es sich weiter annähert. Dieser Prozess hält bis zum Zerfall des kurzlebigen Molekülzustands an, nach welchem sich das Atompaar wieder im kurzreichweitigen Van-der-Waals-Potential befindet. Der Energiegewinn ist in der Regel größer als die doppelte Falltiefe und beide Atome können die Falle verlassen. Für ein blauverstimmt Photon ist das Stoßpotential jedoch repulsiv und der maximale Energiegewinn ist durch die effektive Photonenverstimmung gegeben. Ist diese kleiner der doppelten Falltiefe, resultiert ein Verlust von maximal einem Stoßpartner. Der zeitliche Verlauf der Atomzahl unter Berücksichtigung lichtinduzierter Verlustprozesse ist durch die Differentialgleichung

$$\frac{dN}{dt} = R - \gamma N - \beta_1' N(N-1)/2 - 2\beta_2' N(N-1)/2 \quad (4.6)$$

beschrieben [146, 150, 151]. Die Verlustrate γ trägt Stößen mit dem Hintergrundgas sowie Atomverlust durch Heizen aufgrund von Photonenstreuung einzelner Atome Rechnung. Des Weiteren bezeichnen die Raten β_1' und β_2' durch Zweikörperstöße verursachte Verluste eines Atoms beziehungsweise eines Atompaars. Diese sind entweder direkte Folge des Stoßprozesses oder entsprechen der zusätzlichen Heizrate aufgrund der zugeführten Energie.

Der Ladeprozess nach Gleichung 4.6 führt auf eine Gleichgewichtssituation zwischen Atomgewinn- und Verlustprozessen. Abbildung 4.2 zeigt eine Monte-Carlo-Simulation der mittleren Atomzahl \bar{N} im Gleichgewichtszustand als Funktion der Laderate R für verschiedene Zweikörperverlustraten β' bei konstanten Lebensdauererlusten von $\gamma = 1 \text{ s}^{-1}$. Unter Vernachlässigung von stoßinduzierten Einkörperverlusten ($\beta_1' = 0$) erkennt man in Abbildung 4.2 (links) das in Ref. [148] beschriebene Verhalten.

Für niedrige Laderaten spielen Zweikörperstöße eine untergeordnete Rolle und die mittlere Atomzahl entspricht $\bar{N} \sim R/\gamma$. Im Bereich hoher Laderaten sind wiederum die Lebensdauerverluste vernachlässigbar und man erhält $\bar{N} \sim \sqrt{R/\beta'_2}$. Der Übergang zwischen diesen Bereichen ist durch die kritische Atomzahl $N_c = \gamma/\beta'_2$ und die zugeordnete kritische Laderate $R_c = \gamma^2/\beta'_2$ gekennzeichnet, die eine Grenze liefern, ab welcher die Zunahme der Atomzahl mit der Laderate durch Zweikörperverluste gedämpft wird. Dieses Verhalten ist im Graph 4.2 (links) im Verlauf für $\beta'_2 = 1 \text{ s}^{-1}$ (blaue Kreise) als abknickende Steigung bei $R_c = 1 \text{ s}^{-1}$ zu erkennen. Der für die Präparation einzelner Atome interessante Bereich ergibt sich für $N_c \ll 1$. In dieser Situation dominieren Zweikörperverluste auch bei niedrigen mittleren Atomzahlen $\bar{N} < 1$ und es bildet sich ein Plateau mit $\bar{N} = 0,5$, welches sich über mehrere Größenordnungen der Laderate erstreckt. Aufgrund der lichtinduzierten Stoßprozesse, welche bei einer Atomzahl $N > 1$ zu annähernd sofortigem Verlust von Atompaares führen, befindet sich zu jedem Zeitpunkt entweder kein Atom oder ein einziges Atom in der Dipolfalle. Dieser Prozess wird als Kollisionsblockade bezeichnet. Die mittlere Atomzahl kann durch Modifikation der stoßinduzierten Verlustraten in den Bereich $0,5 \leq \bar{N} < 1$ gesteigert werden [38, 151]. Dominiert aus Zweikörperstößen resultierender Einkörperverlust, so gilt weiterhin $N_{max} = 1$, jedoch bleibt die Falle auch nach dem Laden eines zweiten Atoms und dem annähernd instantanen Stoßprozess weiter mit einem Atom besetzt. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.2 (rechts) gezeigt. Entspricht die Gesamtverlustrate aufgrund lichtinduzierter Zweikörperstöße $\beta' = \beta'_1 + \beta'_2$ ausschließlich Einkörperverlusten ($\beta' = \beta'_1, \beta'_2 = 0$) bildet sich das Plateau der Kollisionsblockade bei $\bar{N} = 1$.

Die Zweikörperstöße sind eine Funktion der Dichte und skalieren demnach mit dem effektiven Fallenvolumen des thermischen Atomensembles. Für die stoßinduzierten Verlustraten aus Gleichung 4.6 folgt $\beta' \propto 1/V_{eff} \propto 1/w_0^4$ [145, 148]. Das effektive Volumen kann durch einen Zylinder mit der durch die Strahlentaille und Rayleighlänge der Dipolfalle gegebenen Ausdehnung approximiert werden. Es gilt

$$V_{eff} = \pi w_0^2 z_R \cdot \ln\left(\frac{1}{1-\eta}\right) \sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}} = \frac{\pi^2}{\lambda} w_0^4 \cdot \ln\left(\frac{1}{1-\eta}\right) \sqrt{\frac{\eta}{1-\eta}}, \quad (4.7)$$

wobei der Faktor $\eta = k_B T / |U_0|$ das Verhältnis zwischen Atomtemperatur und Fallentiefe angibt und im Folgenden als $\eta = 1/5$ angenommen wird [126]. Es ist zu bemerken, dass es aufgrund der Skalierung $\beta' \propto 1/V_{eff} \propto 1/w_0^4$ zu einem starken Anstieg der Stoßraten in kleinen Fallen kommt. Nach Gleichung 4.7 ergibt sich bei $\lambda \approx 800 \text{ nm}$ ein effektives Fallenvolumen von $V_{eff,ML1} = 232 \mu\text{m}^3$ für die Dipolfallen des Mikrolinsenregisters ML1 und $V_{eff,ML2} = 11 \mu\text{m}^3$ für ML2. Eine den Betrachtungen aus Ref. [145] folgende Abschätzung der Zweikörperverlustrate ergibt $\beta'_{2,ML1} = 16 \text{ s}^{-1}$ und $\beta'_{2,ML2} = 324 \text{ s}^{-1}$. Ein Vergleich mit der Simulation in Abbildung 4.2 zeigt, dass insbesondere die für ML1 abgeschätzte Rate keine gezielte Präparation von einzelnen Atomen ermöglicht. Es ist jedoch zu beachten, dass in Gleichung 4.6 ein kontinuierlicher Ladeprozess angenommen wird. Eine Diskussion der modifizierten Situation mit verschwindender Laderate bei ausgeschalteter MOT liefert der nächste Abschnitt.

4.2.2 Präparation einzelner Atome ausgehend von Atomensembles

Das Einführen von stoßinduzierten Atomverlusten durch das Adressieren von Ensembles weniger Atome mit Laserstrahlung ermöglicht die kontrollierte Reduktion der Ensemblegröße. Am Ende des Präparationsprozesses entspricht die mittlere Atomzahl, sowie die Statistik der Atomverteilung, dem Regime der Kollisionsblockade mit $0,5 \leq \bar{N}_{end} < 1$ und $N_{max} = 1$.

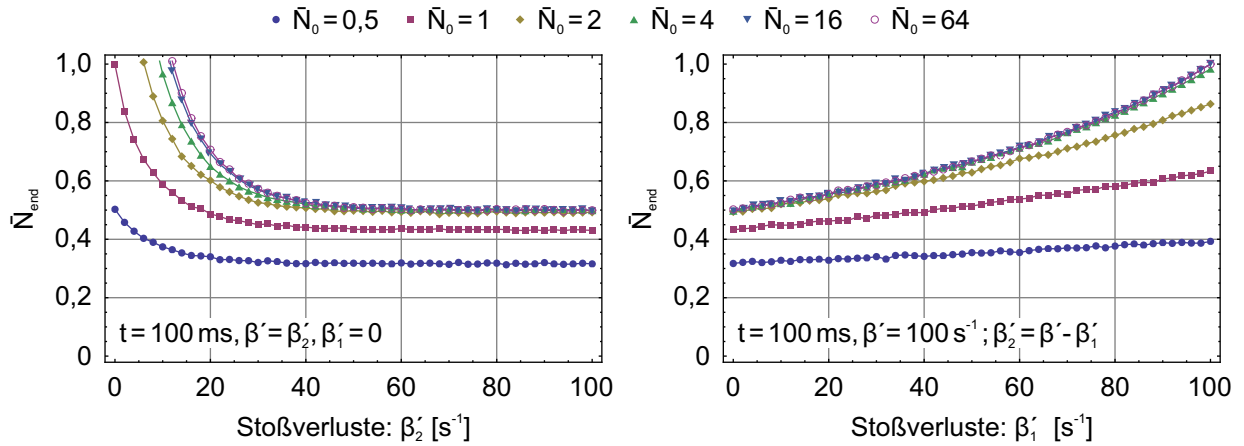


Abbildung 4.3.: Monte-Carlo-Simulation der mittleren Atomzahl entsprechend Gleichung 4.6 nach fester Zeitdauer von 100 ms lichtinduzierter Stoßverluste. Der Atomzahlverlauf ist für verschiedene Anfangsensemblegrößen \bar{N}_0 bei ausgeschalteter Laderate und unter Vernachlässigung von Lebensdauerverlusten ($R = 0, \gamma = 0$) dargestellt. (links) Eine ausreichende Zweikörperverlustrate bewirkt die Präparation in das Regime der Kollisionsblockade unabhängig von \bar{N}_0 , für niedrige \bar{N}_0 ist jedoch $\bar{N}_{\text{end}} < 0,5$. (rechts) Die Berücksichtigung von Einkörperverlusten bewirkt die Steigerung der Einzelatom-Präparationseffizienz mit Maximalwert $\bar{N}_{\text{end}} \approx 1$ für große \bar{N}_0 und vernachlässigbare Zweikörperverluste.

Einfluss der Ensemblegröße

Nach dem Laden der Registerplätze des Dipolfallenregisters, sind diese mit Ensembles kalter Atome besetzt deren Größe näherungsweise einer Poissonstatistik mit Mittelwert $\bar{N} > 2$ unterliegt. Kommt es zu lichtinduzierten Zweikörperstößen, so nimmt die Atomzahl entsprechend der stoßinduzierten Einkörper- und Zweikörperverlustraten ab, solange Atompaare vorhanden sind. Unter der Bedingung großer Zeiten ($t \gg 1/\beta'$) und unter Vernachlässigung von Lebensdauerverlusten erhält man in jeder Falle maximal ein einzelnes Atom. Die Präparationseffizienz dieses Prozesses ist in Abbildung 4.3 für verschiedene mittlere Startensemblegrößen \bar{N}_0 als Funktion der stoßinduzierten Verlustraten für eine feste Zeitdauer der lichtinduzierten Zweikörperstöße von $t_l = 100 \text{ ms}$ dargestellt. In Abbildung 4.3 (links) sind ausschließlich Zweikörperverluste berücksichtigt ($\beta'_1 = 0$). Es wird deutlich, dass diese Art der Präparation das Plateau der Kollisionsblockade des letzten Abschnitts in einen Schwellenwert überführt, welcher für die gewählte Dauer t_l bei $\beta'_2 \approx 50 \text{ s}^{-1}$ liegt. Für größere Verlustraten $\beta'_2 \geq 50 \text{ s}^{-1}$ reicht die Zeitdauer der Zweikörperstöße für jeden dargestellten Wert \bar{N}_0 zum Herstellen des Gleichgewichtszustands aus. Dieser entspricht, aufgrund der ausgeschalteten Laderate, wie die diskutierte Kollisionsblockade, der Präparation von Atomzahlen $N \in \{0; 1\}$. Die Stoßverluste skalieren quadratisch mit der Atomzahl, daher wird bei ausreichender Verlustrate auch für sehr große Ensemblegrößen die Reduktion auf maximal ein Atom erreicht. Wie in Abbildung 4.3 (links) ersichtlich ist die Abhängigkeit des Endwertes der Atomzahl \bar{N}_{end} von der Stoßrate für große Ensembles von $\bar{N}_0 = 16$ und $\bar{N}_0 = 64$ näherungsweise identisch. Auch relativ kleine Ensembles ($\bar{N}_0 = 2, \bar{N}_0 = 4$) führen über einen weiten Bereich der Stoßverluste zu einer Endatomzahl $\bar{N}_{\text{end}} = 0,5$. Erst im Fall sehr kleiner Ensembles ($\bar{N}_0 < 2$) bewirkt die nichtverschwindende Wahrscheinlichkeit für eine Anfangszahl von null Atomen $p_0^P(\bar{N}_0)$ jedoch die Reduktion der Einzelatom-Präparationseffizienz, wie für eine Anfangsensemblegröße von $\bar{N}_0 = 0,5$ deutlich zu erkennen ist. Hier liegt \bar{N}_{end} im Fall großer Stoßraten und damit einhergehender Unterdrückung von Atomzahlen $N > 1$ deutlich

unter dem Grenzwert für große Ensembles. Dieser ergibt sich bei alleiniger Berücksichtigung von Zweikörperverlusten und mit Annahme einer poissonverteilten Anfangsatomzahl aus der Beziehung (vgl. Gleichung 4.4)

$$\bar{N}_{\text{end}}^{\beta'=\beta'_2} = \sum_{N=1,3,\dots} p_N^P(\bar{N}_0) = 1 - \sum_{N=0,2,\dots} p_N^P(\bar{N}_0) \quad , \quad (4.8)$$

da jede geradzahlige Anfangsatomzahl auf $N_{\text{end}} = 0$ und jede ungeradzahlige Anfangsatomzahl auf $N_{\text{end}} = 1$ reduziert wird. Es folgt

$$\bar{N}_{\text{end,max}}^{\beta'=\beta'_2} = \lim_{\bar{N}_0 \rightarrow \infty} \bar{N}_{\text{end}}^{\beta'=\beta'_2} = 0,5 \quad . \quad (4.9)$$

Unter Einbeziehung von stoßinduzierten Einkörperverlusten steigt die Präparationseffizienz mit Zunahme ihres Anteils an der Gesamtverlustrate, wie in Abbildung 4.3 (rechts) für $\beta' = \beta'_1 + \beta'_2 = 100 \text{ s}^{-1}$ dargestellt. Im Fall dominierender Einkörperverluste $\beta' = \beta'_1 = 100 \text{ s}^{-1}$, $\beta'_2 = 0$ ist die Einzelatom-Präparationseffizienz ausschließlich durch den Nullanteil $p_0^P(\bar{N}_0)$ der Anfangsverteilung begrenzt:

$$\bar{N}_{\text{end}}^{\beta'=\beta'_1} = \sum_{N=1,2,\dots} p_N^P(\bar{N}_0) = 1 - p_0^P(\bar{N}_0) \quad . \quad (4.10)$$

Daher ergeben sich für sehr kleine Anfangsensembles mit beispielsweise $p_0^P(\bar{N}_0 = 0,5) = 0,61$ bzw. $p_0^P(\bar{N}_0 = 1) = 0,37$ maximale Präparationseffizienzen von $\bar{N}_{\text{end}}^{\text{max}} = 0,39$ bzw. $\bar{N}_{\text{end}}^{\text{max}} = 0,63$. Mit leicht höheren Anfangsatomzahlen ($\bar{N}_0 = 2$, $\bar{N}_0 = 4$) können bereits Präparationseffizienzen von $\bar{N}_{\text{end}}^{\text{max}} = 0,86$ bzw. $\bar{N}_{\text{end}}^{\text{max}} = 0,98$ erreicht werden. Im Fall größerer Ensembles ist der Nullanteil jedoch vernachlässigbar ($p_0^P(\bar{N} = 16) \approx 10^{-7}$), wodurch sich die theoretische Möglichkeit der Präparation von Einzelatomen mit einer Effizienz von annähernd 100 % ergibt. Es gilt

$$\bar{N}_{\text{end,max}}^{\beta'=\beta'_1} = \lim_{\bar{N}_0 \rightarrow \infty} \bar{N}_{\text{end}}^{\beta'=\beta'_1} = 1 \quad . \quad (4.11)$$

Ein wichtiges Merkmal der obigen Betrachtungen ist, dass die Form der Kurven in Abbildung 4.3 auch für geringere Stoßverluste erhalten bleibt, wobei jedoch eine längere Zeitdauer bis zum Erreichen der Kollisionsblockade in Kauf genommen werden muss. Unter Vernachlässigung weiterer Verlustprozesse besitzen die Ausdrücke (4.8-4.11) im Grenzfall großer Zeiten unabhängig der konkreten Rate der Stoßverluste Gültigkeit.

Zeitentwicklung der Atomzahl

Die bisherige Diskussion bezog sich auf die Kollisionsblockade im Gleichgewichtszustand, welcher sich bei Vernachlässigung von Lebensdauerverlusten durch Verschwinden der Zweikörperstöße für Atomzahlen $N < 2$ einstellt. Die Dynamik der Atomzahlwahrscheinlichkeiten p_N dieses Präparationsprozesses ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Ein Ensemble der Anfangsgröße $\bar{N}_0 = 16$ wird für die Zeitdauer von $t_l = [0, 60 \text{ ms}]$ lichtinduzierten Zweikörperstößen ausgesetzt, welche die Atomzahl im zeitlichen Verlauf reduzieren. Die Verlustraten sind $\beta'_1 = 0$, $\beta'_2 = 100 \text{ s}^{-1}$ (links) und $\beta'_1 = \beta'_2 = 50 \text{ s}^{-1}$ (rechts). Die Reduktion der mittleren Atomzahl geht mit einer Zunahme niedriger Atomzahlen einher, was eine Steigerung der dargestellten, anfänglich niedrigen Besetzungswahrscheinlichkeiten p_0 bis p_3 bewirkt. Mit fortlaufenden Stoßverlusten transferieren

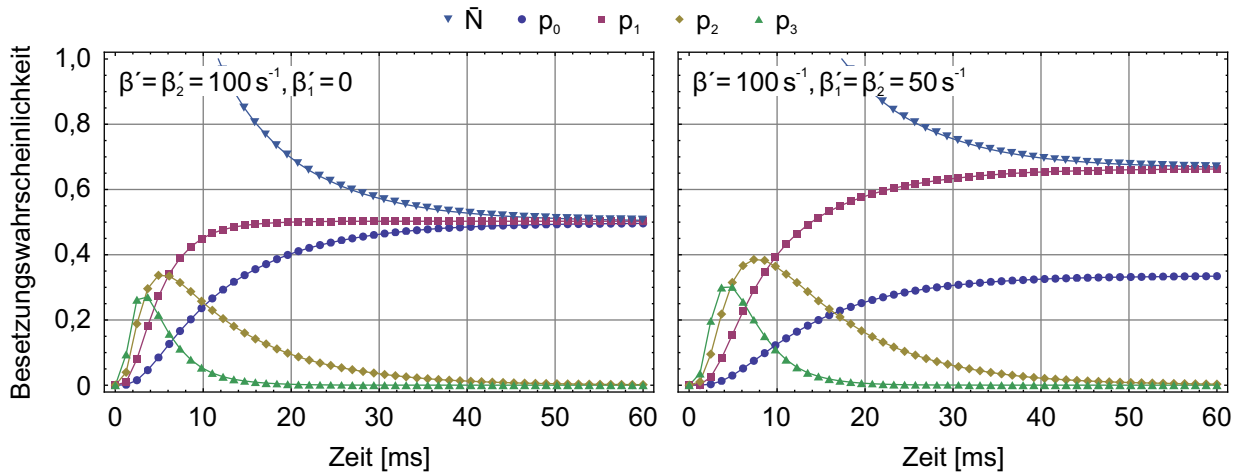


Abbildung 4.4.: Monte-Carlo-Simulation der Zeitentwicklung der mittleren Atomzahl und der Atomzahlbesetzungen p_0 bis p_3 entsprechend Gleichung 4.6 bei ausgeschalteter Laderate und unter Vernachlässigung von Lebensdauerverlusten ($R = 0, \gamma = 0$). Die Start-Ensemblegröße ist $\bar{N}_0 = 16$. (links) Simulation mit einer Zweikörperverlustrate von $\beta'_2 = 100 \text{ s}^{-1}$, Einkörperverluste sind nicht berücksichtigt. (rechts) Simulation für die Parameter $\beta'_1 = \beta'_2 = 50 \text{ s}^{-1}$.

Zweikörperverluste die Besetzung p_2 in eine Besetzung von p_0 und die Abnahme der Besetzung p_3 entspricht der Zunahme von p_1 (links). Werden ausschließlich Zweikörperverluste berücksichtigt, treffen sich die Kurven für p_0 und p_1 bei einer Besetzungswahrscheinlichkeit von $p_0 = p_1 = 0,5$. Auch die mittlere Atomzahl entwickelt sich zu $\bar{N} = 0,5$, so dass $p_2 \approx p_3 \approx 0$. Sind auch stoßinduzierte Einkörperverluste möglich (rechts), kann ein Zweikörperstoß beispielsweise auch Anteile von p_2 in p_1 übertragen. Da bei konstanter Gesamtverlustrate $\beta' = \beta'_1 + \beta'_2$ ein Anteil von Einkörperverlusten zu geringeren Atomverlusten führt, ist die Dynamik in diesem Fall verlangsamt. Auch hier nähern sich die mittlere Atomzahl und die Besetzung p_1 im Zeitverlauf an und im Gleichgewichtszustand gilt $0,5 \leq \bar{N}_{\text{end}} < 1$ bei verschwindenden Besetzungswahrscheinlichkeiten höherer Atomzahlen.

4.2.3 Zeitaufgelöste Beobachtung der Atomzahlentwicklung

Der atomzahlaufgelöste Nachweis weniger Atome (siehe Abschnitt 4.1) erlaubt die experimentelle Charakterisierung der Atomzahlentwicklung unter dem Einfluss lichtinduzierter Stöße. Aus der Bestimmung des Zeitverlaufs der Besetzungswahrscheinlichkeiten $p_N(t)$ können, durch Anpassen der numerisch gewonnenen Lösung von Gleichung 4.6, die Verlustraten γ , sowie β'_1 und β'_2 bestimmt werden.

Eine entsprechende Messreihe wurde an einem, unter Verwendung von ML1 erzeugten, Dipolfallenregister mit den in Abschnitt 4.1 gegebenen Parametern durchgeführt. Zunächst wurden während einer Melassenphase Ensembles kalter Atome in den einzelnen Registerplätzen bereitgestellt. Diese wurden in der Folge nach einer variablen Zeitdauer lichtinduzierter Stöße (t_l) mit einer Integrationszeit von $t_{\text{det}} = 50 \text{ ms}$ detektiert. Hierbei wurden die Stoßverluste ebenfalls mit den Strahlen der optischen Melasse induziert, jedoch mit einer im Vergleich zu den Detektionsparametern (siehe Kapitel 3.3.4) reduzierten Verstimmung von -30 MHz gegenüber dem Kühlübergang. Auf diese Weise sind die verstimmungsabhängigen Stoßraten gegenüber denen der Ladephase und der Fluoreszenzdetektion erhöht [145, 146], so dass für $t_l \geq t_{\text{det}}$ Stoßverluste

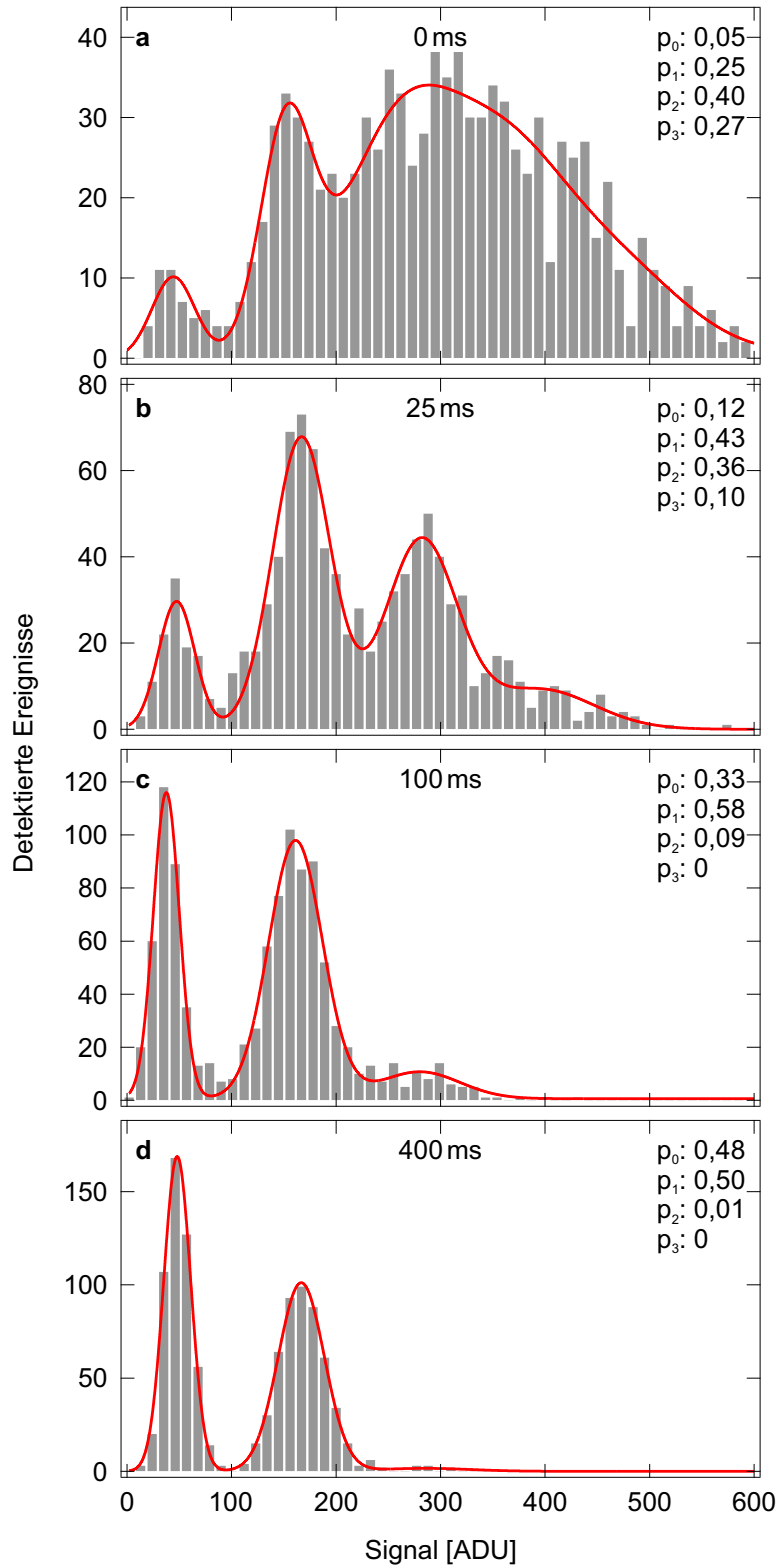


Abbildung 4.5.: Messreihe zur zeitaufgelösten Beobachtung der Atomzahlentwicklung. Die Besetzung einer Registerfalle der Tiefe $U_0 = k_B \cdot 1 \text{ mK}$ wird nach verschiedenen Zeiten lichtinduzierter Stöße detektiert. Ausgehend von einer mittleren detektierten Atomzahl $\bar{N}_0 = 2$ (a) bildet sich im Zeitverlauf (b-c) eine dem Regime der Kollisionsblockade entsprechende Besetzung von annähernd $\bar{N}_{end} \approx p_0 \approx p_1 \approx 0,5$ heraus (d). Jedes Histogramm umfasst ca. 1000 experimentelle Realisierungen.

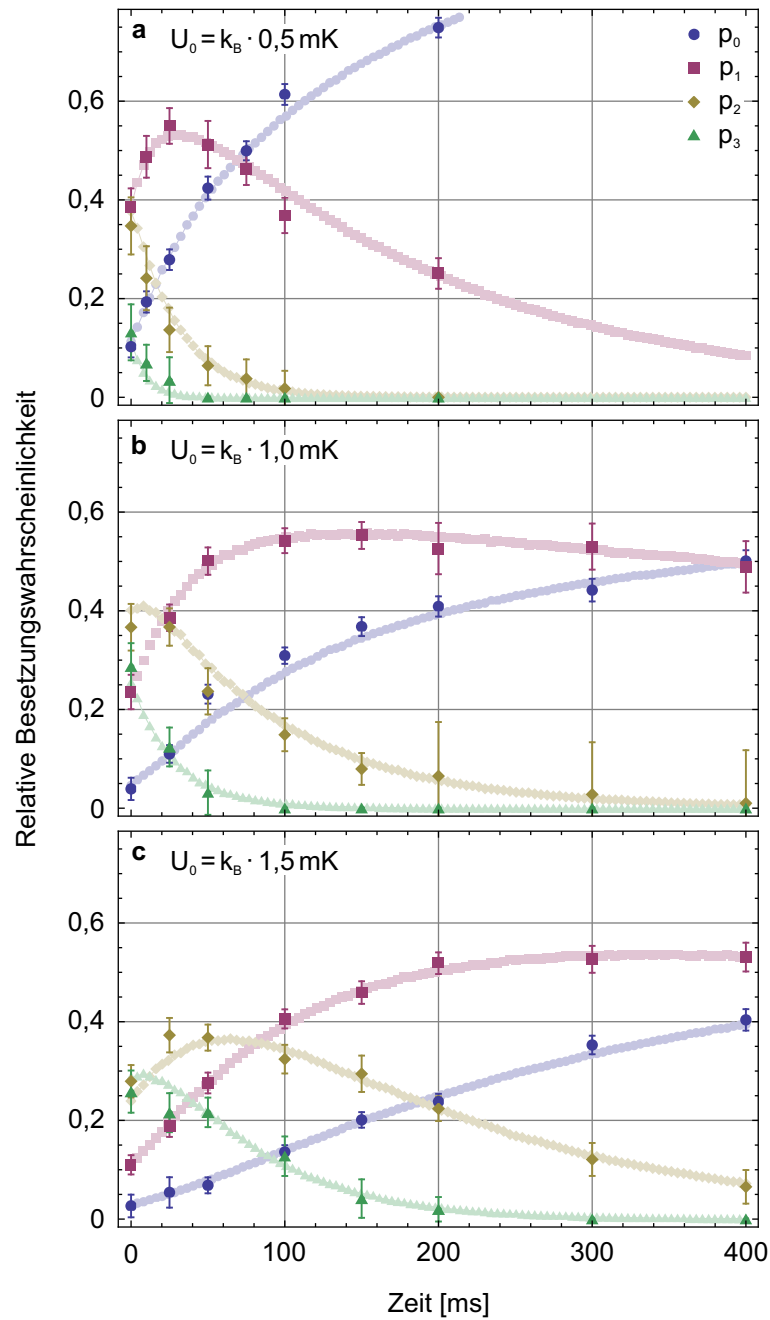


Abbildung 4.6.: Entwicklung der Atomzahlbesetzung p_0 bis p_3 im Zeitverlauf und beste Anpassung einer Monte-Carlo-Simulation auf Basis von Gleichung 4.6 für die Fallentiefen (a) $U_0 = k_B \cdot 0,5 \text{ mK}$, (b) $U_0 = k_B \cdot 1,0 \text{ mK}$ und (c) $U_0 = k_B \cdot 1,5 \text{ mK}$. Die Parameter γ , β'_1 und β'_2 der angepassten Kurven sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

während t_l den dominierenden Prozess darstellen. Das dritte Strahlenpaar wurde, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, mit Licht bei 795 nm realisiert.

Abbildung 4.5 zeigt exemplarische Histogramme des so gewonnenen Fluoreszenzsignals im Zeitverlauf von $t_l = 0$ ms bis $t_l = 400$ ms für eine Fallentiefe von $U_0 = k_B \cdot 1$ mK. Die anfänglich große mittlere Atomzahl \bar{N}_0 verhindert eine saubere Trennung der Signalamplituden verschiedener Atomzahlen, nur die Maxima der Besetzungswahrscheinlichkeiten p_0 und p_1 sind zu erkennen (a). Dies ist ein Hinweis darauf, dass es für die im Vergleich zu Abschnitt 4.1 reduzierte Fallentiefe und erhöhte Anfangsatomzahl auch während der Fluoreszenzdetektion zu stoßinduzierten Atomverlusten kommt, welche für $N = \{0; 1\}$ nicht auftreten. In der Anpassung der Funktion 4.1 (rot) an die Daten für $t_l = 0$ ms wurde diesem Effekt durch festsetzen der Abstände benachbarter Gaußkurven auf den Abstand der Maxima für $N = 0$ und $N = 1$ Rechnung getragen.

Mit zunehmender Dauer der lichtinduzierten Stoßverluste wird \bar{N} reduziert und die erwarteten Maxima der Besetzungswahrscheinlichkeiten niedriger Atomzahlen bilden sich heraus (b). Die Dynamik wird deutlich verlangsamt, da stoßinduzierte Atomverluste quadratisch mit \bar{N} skalieren. Der Maximalwert von $p_1 = 58\%$ wird nach $t_l = 100$ ms bei Anteilen anderer Atomzahlereignisse von $p_0 = 33\%$ und $p_2 = 9\%$ erreicht. Im weiteren Verlauf verringert sich die Atomzahl im Wesentlichen aufgrund von Lebensdauerverlusten und nach $t_l = 400$ ms stellt sich eine Gleichbesetzung von $p_0 \approx p_1 \approx 50\%$ bei verschwindenden Ereignissen höherer Atomzahl ein.

Der Zeitverlauf der Besetzungswahrscheinlichkeiten p_0 bis p_3 ist in Abbildung 4.6 für drei Fallentiefen $U_0 = k_B \cdot \{0,5 \text{ mK}; 1,0 \text{ mK}; 1,5 \text{ mK}\}$ dargestellt. Die Parameter der Laserstrahlung zur Einführung von Stoßverlusten sowie die optische Melasse zur Fluoreszenzdetektion sind in allen Fällen unverändert. Ebenfalls dargestellt ist die beste Anpassung einer Monte-Carlo-Simulation von Gleichung 4.6 (Laderate $R=0$) an die Daten (siehe Anhang E). In der Simulation sind sowohl die Lebensdauer- und stoßinduzierten Verluste während t_l , als auch die Verluste während der Fluoreszenzdetektion berücksichtigt. Des Weiteren kann für die Anfangsatomverteilung keine Poissonstatistik mehr angenommen werden, da auch der Ladeprozess auf einer optischen Melasse basiert und in flachen Fallen auch hier lichtinduzierte Stöße berücksichtigt werden müssen. Die Statistik der Anfangsensemblegröße mit $\bar{N} > 2$ wird in diesem Fall nach [151] durch eine Normalverteilung mit Standardabweichung $\sigma = \sqrt{0,75 \cdot \bar{N}}$ approximiert.

Insgesamt ist eine Beschleunigung der Dynamik der Atomzahlentwicklung mit abnehmender Fallentiefe zu beobachten. Dies ist in einer Abnahme des effektiven Fallenvolumens sowie der Modifikation der effektiven Laserverstimmung hin zu kleineren Werten für flache Fallen begründet. So ist das Verhältnis von Ensembletemperatur zu Fallentiefe nicht konstant. Experimentell wurden für vergleichbare Dipolfallenregister Werte im Bereich von $\eta = 0,1 \dots 0,2$ bestimmt [126], wobei kleinere Werte für flache Fallen mit $U_0 < k_B \cdot 1,5$ mK auftraten. Nach Gleichung 4.7 und der Skalierung $\beta' \propto 1/V_{eff}$ bedeutet dies eine erhöhte Stoßrate. Des Weiteren bedeutet die Energiemodifikation des Grundzustands aufgrund des ac-Starkeffekts im Vergleich von $U_0 = k_B \cdot 1,5 \text{ mK} = h \cdot 31 \text{ MHz}$ zu $U_0 = k_B \cdot 0,5 \text{ mK} = h \cdot 10 \text{ MHz}$ eine Reduktion der effektiven Verstimmung Δ_{eff} der stoßinduzierenden Laserstrahlung bezüglich des Kühlübergangs von $\Delta_{eff}/2\pi \approx -61 \text{ MHz}$ für tiefe Fallen auf $\Delta_{eff}/2\pi \approx -40 \text{ MHz}$ in flachen Fallen. Die Stoßraten skalieren nach [145, 146] nichtlinear mit der Verstimmung, so dass hieraus eine signifikante Zunahme der lichtinduzierten Zweikörperstöße resultieren kann. Für die Kopplung des Übergangs $|5S_{1/2}, F=2, m_F\rangle \leftrightarrow |5P_{1/2}, F=3, m_F\rangle$ bei 795 nm mit dem dritten Strahlenpaar muss aufgrund der geringen Verstimmung des Dipolfallenlasers auch die Energiemodifikation der angeregten Zustände einbezogen werden. Damit ergibt sich ebenfalls eine Reduktion der effektiven Verstimmung für Atome in flachen Fallen im Vergleich mit den Atomen tiefer Fallen um annähernd den Faktor 1/3. Die Gesamtverstimmung ist jedoch weit größer als die der Kopplung des Kühlübergangs. So ist hier $\Delta_{eff}/2\pi \approx -127 \text{ MHz}$ für tiefe Fallen mit $U_0 = k_B \cdot 1,5 \text{ mK}$.

Fallentiefe	\bar{N}_0	γ	β'_1	β'_2	β_1	β_2
$k_B \cdot 0,5\text{mK}$	2,2	$5,4 \text{ s}^{-1}$	$10,0 \text{ s}^{-1}$	$14,0 \text{ s}^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	$2,3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
$k_B \cdot 1,0\text{mK}$	3,5	$0,6 \text{ s}^{-1}$	$3,0 \text{ s}^{-1}$	$6,4 \text{ s}^{-1}$	$9,1 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
$k_B \cdot 1,5\text{mK}$	3,5	$0,6 \text{ s}^{-1}$	$1,9 \text{ s}^{-1}$	$2,8 \text{ s}^{-1}$	$8,9 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$

Tabelle 4.1.: Parameter der an die Messdaten angepassten Monte-Carlo-Simulationen der Atomzahleentwicklung aus Abbildung 4.6 und daraus berechnete normierte lichtinduzierte Verlustraten.

Tabelle 4.1 fasst die für t_l bestimmten stoßinduzierten Verlustraten der angepassten Simulation zusammen und führt auch die normierten stoßinduzierten Verlustraten $\beta_{1,2} \propto V_{eff} \cdot \beta'_{1,2}$ auf. Für eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit der Literatur wurde hier das effektive Volumen einer harmonischen Falle angenommen [152]

$$V_{harm} = \left(\frac{2\pi k_B T}{m\bar{\omega}^2} \right)^{3/2}, \quad (4.12)$$

wobei $\bar{\omega} = (\omega_r^2 \omega_z)^{1/3}$ die mittlere Fallenfrequenz darstellt und T für die Temperatur der Atome steht, welche entsprechend den obigen Überlegungen mit $T = \{50 \mu\text{K}; 150 \mu\text{K}; 300 \mu\text{K}\}$ für eine geringe, mittlere und hohe Fallentiefe angenommen wurde. Im thermischen Gleichgewicht gilt $\beta_{1,2} = 2\sqrt{2}V_{harm}\beta'_{1,2}$ [146]. Es ist zu bemerken, dass die Annahme einer konstanten Temperatur der Atome und damit eines konstanten effektiven Volumens während der Zeitdauer der lichtinduzierten Stöße von der experimentellen Situation abweicht. Aufgrund des anzunehmenden Temperaturanstiegs im Verlauf von t_l , insbesondere für $U_0 = k_B \cdot 0,5\text{mK}$ mit $\gamma = 5,4 \text{ s}^{-1}$, entsprechen die angegebenen Werte einer unteren Grenze der stoßinduzierten Verlustraten $\beta_{1,2}$.

Die bestimmte Verlustrate β_2 befindet sich in der Größenordnung der für ^{85}Rb in Ref. [145] und für ^{87}Rb in Ref. [148] für ähnliche Laserverstimmungen und Fallentiefen erhaltenen Werte. Sie ist eine Größenordnung kleiner als die Verlustrate aus Ref. [146] (^{87}Rb), welche jedoch für eine verschwindende Laserverstimmung gegenüber der effektiven Resonanzfrequenz bestimmt wurde. Für β_1 finden sich keine Vergleichswerte in der Literatur, jedoch ist die Untersuchung von stoßinduzierten Einkörperverlusten in Mikrofallen Bestandteil von Ref. [153] (Cs) und Refn. [38, 149] (^{85}Rb). Die Einkörperverlustrate letzterer kann mit den in Ref. [38] gegebenen Parametern zu $\beta_1 \approx 6 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ abgeschätzt werden und liegt damit eine Größenordnung unter der hier bestimmten.

4.3 Ortsaufgelöster Nachweis einzelner Atome mit hoher Zuverlässigkeit

Die lichtinduzierte Kollisionsblockade liefert eine effiziente Methode zur Bereitstellung einzelner neutraler Atome in Dipolfallenregistern. Insbesondere die nichtlineare Verstärkung des Effekts in Abhängigkeit der Fallengröße erlaubt es, Systeme aus Mikrofallen zu schaffen, in welchen ausschließlich die Atomzahlen $N = 0$ oder $N = 1$ auftreten. Einzelne Atome individueller Registerplätze können mit Hilfe der ortsaufgelösten Fluoreszenzdetektion präzise nachgewiesen werden und stehen als Qubitträger bereit.

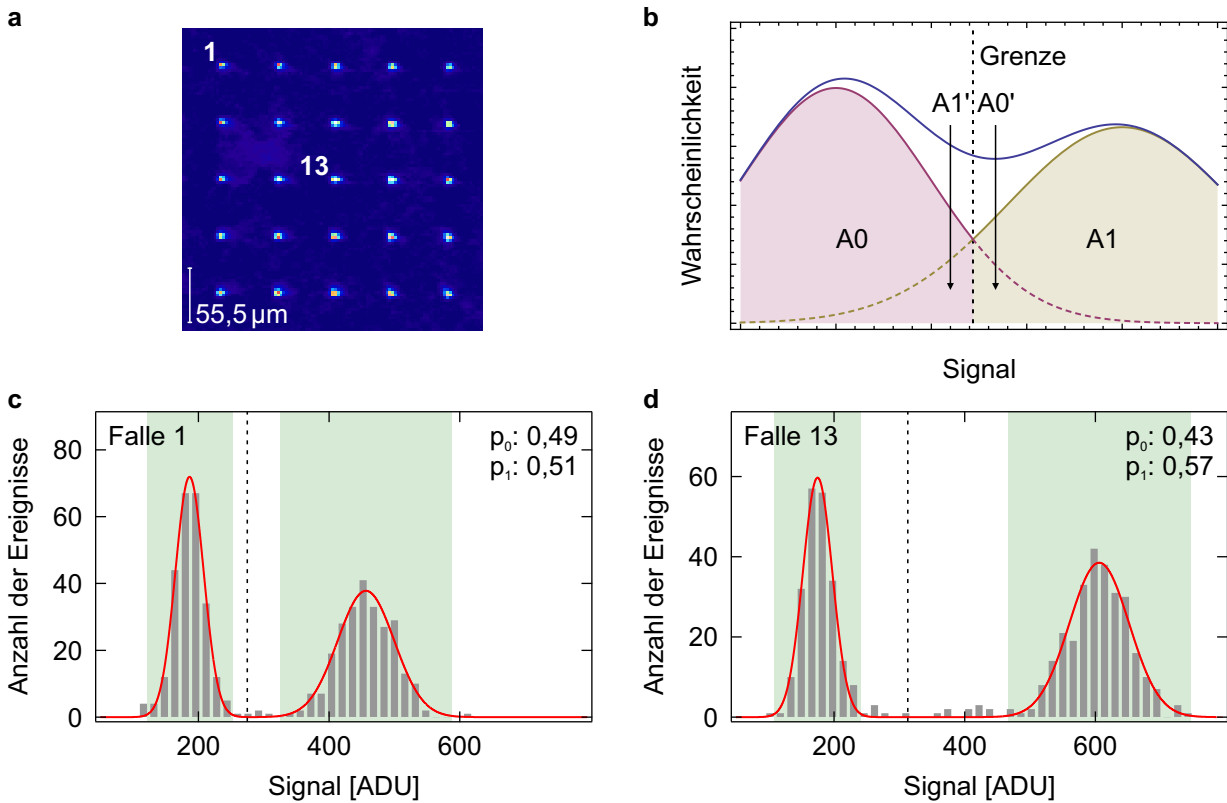


Abbildung 4.7.: Fluoreszenzdetektion einzelner Atome und auftretende Fehler in der Atomzahlzuordnung im Regime der Kollisionsblockade. (a) Gemitteltetes Fluoreszenzbild eines Ausschnitts von 5×5 mit Einzelatomen besetzten Fallen eines Dipolfallenregisters. (b) Schematische Darstellung der Ereignisklassen für normalverteilte Daten und Überlapp der Signalverteilungen der Atomzahlen $N = 0$ und $N = 1$. (c-d) Histogramme der an den in (a) markierten Registerpositionen detektierten Signalstärke in 507 experimentellen Realisierungen. Es sind zusätzlich die 3σ -Umgebungen (grüne Flächen) der Signalmaxima und die aus der Maximierung der Fidelity durch Analyse der angepassten Gaußfunktionen erhaltene Grenze der Atomzahlzuordnung (vertikale Strichlinie) eingezeichnet.

4.3.1 Fidelity des Einzelatomnachweises

Von besonderem Interesse ist demnach die auch als *Fidelity* bezeichnete Zuverlässigkeit des Nachweises einzelner Atome, welche durch Fehlzuordnung von Signalamplituden und Atomzahlereignissen begrenzt ist. Eine Beschreibung der auftretenden Fehler kann aus der Betrachtung der Statistik wiederholter Messungen gewonnen werden.

Zur Charakterisierung dieses Regimes wurde eine Messreihe in optimierten Dipolfallenregistern mit einer Strahltaile von $w_0 = 1,7 \mu\text{m}$ durchgeführt, welche mit ML2 erzeugt wurden. Die Wellenlänge des Dipolfallenlasers ist weiterhin $797,2 \text{ nm}$, die zentrale Fallentiefe beträgt $U_0 = k_B \cdot 1,3 \text{ mK}$ und die Belichtungszeit ist 100 ms . Unter diesen Parametern werden Ereignisse mit $N > 1$ schon durch lichtinduzierte Stoßverluste während der Ladephase weitgehend unterdrückt. Darauf folgend stellt eine zusätzliche Phase von lichtinduzierten Stößen einer Zeitdauer von 30 ms bei ausgeschalteter Laderate die Kollisionsblockade sicher. Abbildung 4.7 (a) zeigt ein gemitteltetes Fluoreszenzbild eines Ausschnitts von 5×5 Registerplätzen der in dem Register mit

55,5 μm Fallenabstand gespeicherten Einzelatome. Im Folgenden wird der Nachweis einzelner Atome exemplarisch für die markierten Registerpositionen im Zentrum ($U_0 = k_B \cdot 1,3 \text{ mK}$) und am Rand ($U_0 = k_B \cdot 1,1 \text{ mK}$) des Ausschnitts diskutiert. Zwei aus 507 Realisierungen gewonnene Histogramme des Fluoreszenzsignals der markierten Positionen 1 und 13 sind in Abbildung 4.7 (unten) dargestellt. Es treten zwei getrennte Signalamplituden auf, welche Null-Atom-Ereignissen und Ein-Atom-Ereignissen zugeordnet werden können. Höhere Atomzahlen sind wie erwartet nicht zu beobachten. Aus der Fläche der angepassten Gaußkurven (Funktion 4.1) ergeben sich die Besetzungswahrscheinlichkeiten $p_0 = 0,49(2)$ und $p_1 = 0,51(3)$ für Registerplatz 1, sowie $p_0 = 0,43(2)$ und $p_1 = 0,57(3)$ für Registerplatz 13, wobei die angegebenen Fehler ausschließlich die Anpassung der Gaußkurven charakterisieren.

Die gewonnenen Daten ermöglichen die Definition einer Grenze der Stärke des Fluoreszenzsignals für die Registerpositionen, anhand welcher in jeder Realisierung zwischen Nullsignal und dem Signal eines Atoms unterschieden werden kann. Diese befindet sich zwischen den beiden Signalmaxima, wobei ein möglicher Überlapp die Fidelity der Zuordnung beeinflusst. Die Situation der möglichen Fehlzuordnung normalverteilter Signalamplituden ist in 4.7 (b) dargestellt. Alle Null-Atom-Ereignisse entsprechen der Fläche $A_0 + A_0'$ und alle Ein-Atom-Ereignisse entsprechen $A_1 + A_1'$. Zusammen ergeben die überlappenden Signalverteilungen die Einhüllende (blau). Die mit einer Strichlinie begrenzten Flächen sind jeweils falsch zugeordnete Ereignisse mit einem Signal größer als der Grenzwert (A_0') bzw. kleiner als der Grenzwert (A_1'). Der relative Fehler der Zuordnung der jeweiligen Atomzahlereignisse ist also

$$\epsilon_0 = \frac{A_0'}{A_0 + A_0'} \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_1 = \frac{A_1'}{A_1 + A_1'} \quad , \quad (4.13)$$

und die entsprechende Fidelity der Atomzahlzuordnung ist durch die Beziehung

$$F = 1 - \frac{1}{2} (\epsilon_0 + \epsilon_1) \quad (4.14)$$

definiert [86, 154]. Die in Abbildung 4.7 (c,d) eingezeichnete Grenze (vertikale Strichlinie) erhält man unter der Bedingung $\epsilon_0 = \epsilon_1$, welche den jeweiligen Grenzwert der Atomzahlzuordnung in allen Einzelatom-Messreihen dieser Arbeit definiert. Betrachtet man die Anzahl der Ereignisse unterhalb (<) und oberhalb (>) der Grenze, ergeben sich die Wahrscheinlichkeiten $p_0 = p_< = 0,50$ und $p_1 = p_> = 0,50$ für Registerplatz 1 sowie $p_0 = p_< = 0,43$ und $p_1 = p_> = 0,57$ für Registerplatz 13, welche nur eine minimale Abweichung zu den oben ermittelten Besetzungswahrscheinlichkeiten aufweisen. In beiden Fällen erhält man aufgrund des großen Abstands der Signalmaxima $F > 0,9999$.

Die bisherige Diskussion vernachlässigt Atomverluste während der Detektionszeit, welche in den Histogrammen als Ereignisse zwischen den Signalmaxima sichtbar sind. Diese bleiben in der Anpassung von Funktion 4.1 mit Basislinie 0 annähernd unberücksichtigt und sind daher eine potentielle Fehlerursache in der Ermittlung der Fidelity. So entspricht die Fläche der angepassten Funktionen einem Anteil von 98,5 % aller Ereignisse für Position 1 und 95,9 % für Position 13. Ein Maß für den resultierenden Fehler der Zuordnung kann durch die Auswertung beschränkter Umgebungen um die Positionen der Signalmaxima gewonnen werden. In Abbildung 4.7 (c,d) sind jeweils die Umgebungen der dreifachen Standardabweichung ($\pm 3\sigma$) eingezeichnet (grün), diese beinhalten für normalverteilte Daten 99,73 % aller Ereignisse. Der Anteil der Ereignisse zwischen den so definierten Umgebungen an der Gesamtzahl der Messungen liegt mit 1,4 % für Position 1 und 3,4 % für Position 13 höher als der entsprechend der Standardabweichung der Signalmaxima erwartete Wert von 0,3 %.

Für die Zuordnung von Fluoreszenzsignal und Atomzahl ist der zusätzliche Fehler durch den Anteil

der aufgrund von vorzeitigem Verlust als Null-Atom-Ereignis gewerteten Ein-Atom-Ereignisse gegeben. Dieser kann durch Extrapolation abgeschätzt werden. Die Lebensdauer unter Einfluss der zur Fluoreszenzdetektion genutzten optischen Melasse ist typischerweise sehr viel größer als die Belichtungszeit, was sich in den annähernd normalverteilten Daten mit geringem Anteil von Ereignissen durch Atomverlust bestätigt. Die Wahrscheinlichkeit für Atomverlust während der Detektion kann demnach als konstant genähert werden und anhand der Anzahl der Ereignisse zwischen der oberen Grenze der 3σ -Umgebung der Null-Atom-Signalverteilung und der Zuordnungsgrenze abgeschätzt werden. Damit erhält man eine Klasse zusätzlicher Ein-Atom-Ereignisse $A1^*$ mit einem Anteil von 3,2 % (Position 1) beziehungsweise 3,5 % (Position 13), deren Fluoreszenzsignal im Bereich zwischen dem Maximum der Null-Atom-Signalverteilung und der Zuordnungsgrenze liegt. Die modifizierte Fidelity ergibt sich aus

$$F^* = 1 - \frac{1}{2}(\epsilon_0 + \epsilon_1^*) \quad \text{mit} \quad \epsilon_1^* = \frac{A1' + A1^*}{A1 + A1' + A1^*} \quad (4.15)$$

zu $F^* > 0,98$ für beide Registerpositionen. Die Atomverluste während der Belichtung stellen also den dominierenden Fehlerbeitrag in der Unterscheidung zwischen den Atomzahlen $N \in \{0, 1\}$ dar. Sie können mit Verkürzung der Fluoreszenzdetektion verringert werden. In diesem Fall wird jedoch auch die Anzahl der gestreuten Photonen und damit der Abstand der Signalmaxima reduziert. Mit Blick auf die hier analysierte Messreihe, sollte aufgrund des großen Unterschieds der Fehlerbeiträge eine Steigerung von F^* mit optimierter Belichtung möglich sein.

4.3.2 Statistischer Fehler der Atomzahl-Wahrscheinlichkeiten

Die Messreihen der folgenden Kapitel haben Quantenregister aus Einzelatomen zur Grundlage und die Atomzahlwahrscheinlichkeiten p_0 und p_1 ergeben sich aus der Zuordnung der Atomzahlereignisse anhand der entsprechend den obigen Überlegungen definierten Grenze der Signalstärke. Werden beispielsweise in n Messungen k Einzelatome detektiert ist $p_1 = k/n$. Aufgrund der begrenzten Zahl von Wiederholungen sind die experimentell bestimmten Atomzahlwahrscheinlichkeiten fehlerbehaftet. Der folgende Abschnitt liefert eine Diskussion des statistischen Fehlers dieser Größen.

Das Laden und Detektieren von Einzelatomen in jedem Experimentzyklus stellt einen Bernoulli-Versuch an allen Registerpositionen dar. Die Statistik der Null-Atom-Ereignisse („Misserfolg“) und Ein-Atom-Ereignisse („Erfolg“) wiederholter Experimentzyklen ist daher durch die Binomialverteilung mit Wahrscheinlichkeitsfunktion

$$B(k|p, n) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k} \quad (4.16)$$

beschrieben. Hier entspricht die Wahrscheinlichkeit p der Einzelatom-Präparationseffizienz der jeweiligen Registerfalle $p = p_1$. Für jeden Wert $k = 0, 1, \dots, n$ gibt der Ausdruck (4.16) die Wahrscheinlichkeit an, in n Experimentzyklen k Einzelatome an der betrachteten Fallenposition zu präparieren. Die Verteilung der Null-Atom-Ereignisse folgt wenn $p = 1 - p_1 = p_0$ gesetzt wird. Der statistische Fehler der experimentell bestimmten Atomzahl-Wahrscheinlichkeiten $p_{exp} = k_{exp}/n$ kann mit Hilfe des Clopper-Pearson-Konfidenzintervalls angegeben werden [155, 156]. Als Konfidenzniveau wird $\xi = 0,683$ in Anlehnung an die Standardabweichung einer Normalverteilung gewählt. Die binomialverteilten Ereigniszahlen j vieler Wiederholungen der Messreihe liefern die zugehörigen Wahrscheinlichkeiten $p = j/n$. Diese liegen mit der Wahl von ξ zu 68,3 % innerhalb des Intervalls $p_- \leq p_{exp} \leq p_+$. Die Anteile unterhalb und oberhalb des Konfidenzintervalls sind jeweils $\epsilon = (1 - \xi)/2$. Als untere Grenze p_- ist demnach der Maximalwert

$p_- < p_{exp}$ einer Wahrscheinlichkeit definiert, bei welchem der Anteil der Ereigniszahlen j , deren Wert der gemessenen Ereignisanzahl k_{exp} entspricht oder darüber liegt, höchstens gleich ε ist:

$$\sum_{j=k_{exp}}^n B(j|p_-,n) = \varepsilon \quad . \quad (4.17)$$

Die obere Grenze p_+ folgt als Minimalwert einer Wahrscheinlichkeit $p_+ > p_{exp}$, bei welchem der Anteil von Ereigniszahlen $j \leq k_{exp}$ höchstens ε entspricht:

$$\sum_{j=0}^{k_{exp}} B(j|p_+,n) = \varepsilon \quad . \quad (4.18)$$

Der über das Clopper-Pearson-Konfidenzintervall definierte statistische Fehler der experimentellen Atomzahlwahrscheinlichkeiten kann durch das numerische Lösen dieser Beziehungen gewonnen werden. Die negativen bzw. positiven Fehlerangaben folgen aus

$$\Delta p_- = p_{exp} - p_- \quad \text{und} \quad \Delta p_+ = p_+ - p_{exp} \quad . \quad (4.19)$$

Für eine niedrige Zahl von experimentellen Realisierungen mit einem geringen Anteil der beobachteten Ereignisklasse sind die so bestimmten Fehlerangaben asymmetrisch (siehe beispielsweise Ref. [156]). Im Fall einer typischen Messreihe dieser Arbeit kann die Asymmetrie jedoch vernachlässigt werden. In der Analyse der obigen Daten ergibt sich beispielsweise für die Wahrscheinlichkeit von Null-Atom-Ereignissen an Fallenposition 13 $\Delta p_- = 0,0228$ und $\Delta p_+ = 0,0231$, so dass die Fehlerangaben zusammengefasst werden können: $\Delta p_- \approx \Delta p_+ \approx 0,03$ und $p_0 = 0,43(3)$. Auch der statistische Fehler der Ein-Atom-Ereignisse berechnet sich zu $\Delta p_- \approx \Delta p_+ \approx 0,03$, so dass $p_1 = 0,57(3)$. Die mit Hilfe des Clopper-Pearson-Konfidenzintervalls ermittelten Fehler für Fallenposition 1 betragen ebenfalls 0,03 für beide Ereignisklassen, womit $p_0 = p_1 = 0,50(3)$ folgt.

In den Messreihen an Einzelatom-Quantenregistern der folgenden Kapitel entsprechen die angegebenen Atomzahlwahrscheinlichkeiten immer dem Anteil der detektierten Ereignisse unterhalb ($p_0 = p_<$) bzw. oberhalb ($p_1 = p_>$) der Zuordnungsgrenze an der Gesamtzahl der Ereignisse. Unter optimierten Belichtungsparametern mit reduzierten Atomverlusten und einer hohen Fidelity F^* ist der Fehler in der Analyse der Atomzahlwahrscheinlichkeiten vieler Experimentzyklen durch die statistischen Fehlerbeiträge $\Delta p_- \approx \Delta p_+$ dominiert. Diese werden aufgerundet und als Unsicherheit der letzten Stelle in Klammern angegeben.

4.4 Vielfachdetektion individueller Atome

Eine Grundvoraussetzung für die Quanteninformationsverarbeitung ist die sichere Präparation und Detektion der Qubits. Die Grundbausteine zur Erfüllung dieser Anforderung liefern die Bereitstellung einzelner ^{85}Rb Atome als Qubit-Träger mit Hilfe der Kollisionsblockade und deren Nachweis mit hoher Fidelity. Diese ermöglichen die Erzeugung von Quantenregistern, deren Registerplätze mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % oder mehr statistisch besetzt sind, wobei die Position der Qubits in jeder Realisierung bekannt ist. Die so präparierten Systeme können zur Durchführung von einfachen Quantenoperationen zwischen wenigen benachbarten Qubits dienen und bilden den Ausgangspunkt für erweiterte Präparationsmethoden, welche die Implementierung von vollständig gefüllten Registerbereichen zum Ziel haben und auf dem Transport von Atomen

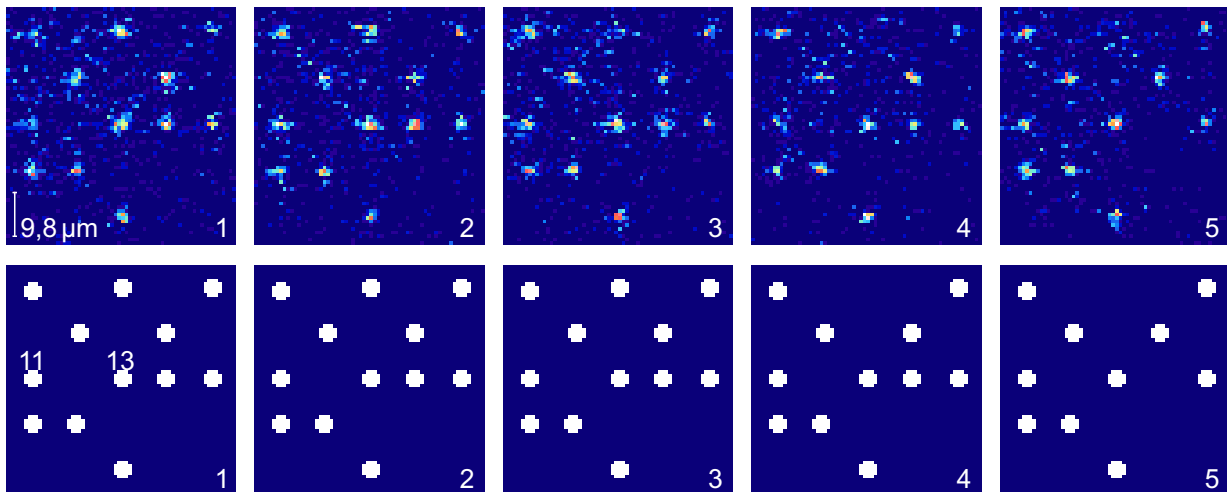


Abbildung 4.8.: (oben) Mehrfachdetektion individueller Atome an den Plätzen eines Dipolfallenregisters mit Periode $9,8 \mu\text{m}$ (5×5 -Ausschnitt). Die Belichtungszeit ist jeweils 100 ms und der Abstand der Zeitmittelpunkte aufeinanderfolgender Bilder ist $130,5 \text{ ms}$. (unten) Computergestützte Zuordnung von Ein-Atom-Ereignissen anhand einer aus der Statistik wiederholter Realisierungen gewonnenen Grenze der Signalstärke.

beruhen [75]. In jedem Fall ist eine Mehrfachdetektion der Einzelatome, beispielsweise vor und nach Ausführung eines Quantenalgorithmus, zwingend erforderlich. Hierfür wurde die Ansteuerung der zur Detektion genutzten CCD-Kamera überarbeitet, so dass diese die Aufnahme schneller Bildfolgen mit Einzelaufnahmen im Abstand weniger Millisekunden erlaubt. Abbildung 4.8 (oben) zeigt fünf in Folge aufgenommene Bilder der Fluoreszenz individueller Atome, welche in einem mit ML4 erzeugten Dipolfallenregister gespeichert sind. Der Zeitabstand der Aufnahmen ist $30,5 \text{ ms}$ und die Belichtungszeit ist jeweils 100 ms . Zusätzlich dargestellt ist die Zuordnung der Ein-Atom Ereignisse (siehe Abschnitt 4.3.1), welche durch weiße Kreise in der Größe der ausgewerteten 21 Pixel an den Fallenpositionen gekennzeichnet sind (unten). Der Abstand benachbarter Fallen ist $d_0 = 9,8 \mu\text{m}$, die Fallengröße ist $w_0 = 1,5 \mu\text{m}$ und die zentrale Falltiefe ist $U_0 = k_B \cdot 5,8 \text{ mK}$, bei einer Ausdehnung des Dipolfallenlasers von $w_0 = 443 \mu\text{m}$ auf dem Mikrolinsenregister und einer Wellenlänge von $\lambda = 805,1 \text{ nm}$.

In der Auswertung der Daten des letzten Abschnitts wurde ersichtlich, dass es während der Fluoreszenzdetektion zu Atomverlust kommen kann, welcher auch in der Mehrfachdetektion in Abbildung 4.8 beispielsweise an der Registerposition 3 (Mitte, oben) auftritt. Dieser reduziert nicht nur die effektive Fidelity des atomzahlaufgelösten Nachweises, sondern stellt eine entscheidende Fehlerquelle in der Durchführung von Quantenoperationen dar. Es besteht einerseits die Möglichkeit, dass ein Atom während der ersten Detektion verloren geht und dennoch als vorhanden gewertet wird, was die Ergebnisse aller anschließenden Operationen verfälscht. Weiterhin führt auch ein früher Verlust während des abschließenden zustandsselektiven Nachweises zu einem falschen Ergebnis. Hierbei liefert die Lebensdauer der Atome in den Dipolfallen ohne Einfluss des Detektionslichtes eine grundsätzliche untere Grenze für Atomverlust.

Das Ziel der experimentellen Implementierung sind demnach Atomfallen mit hoher und von der Detektion der Einzelatome unbeeinflusster Lebensdauer. Der Einfluss der Detektion wird in der in Abbildung 4.9 für zwei Registerpositionen dargestellten Messreihe mit Hilfe der Mehrfachdetektion analysiert. Die gespeicherten Einzelatome werden über eine Zeitdauer von ca. $3,9 \text{ s}$ in 30

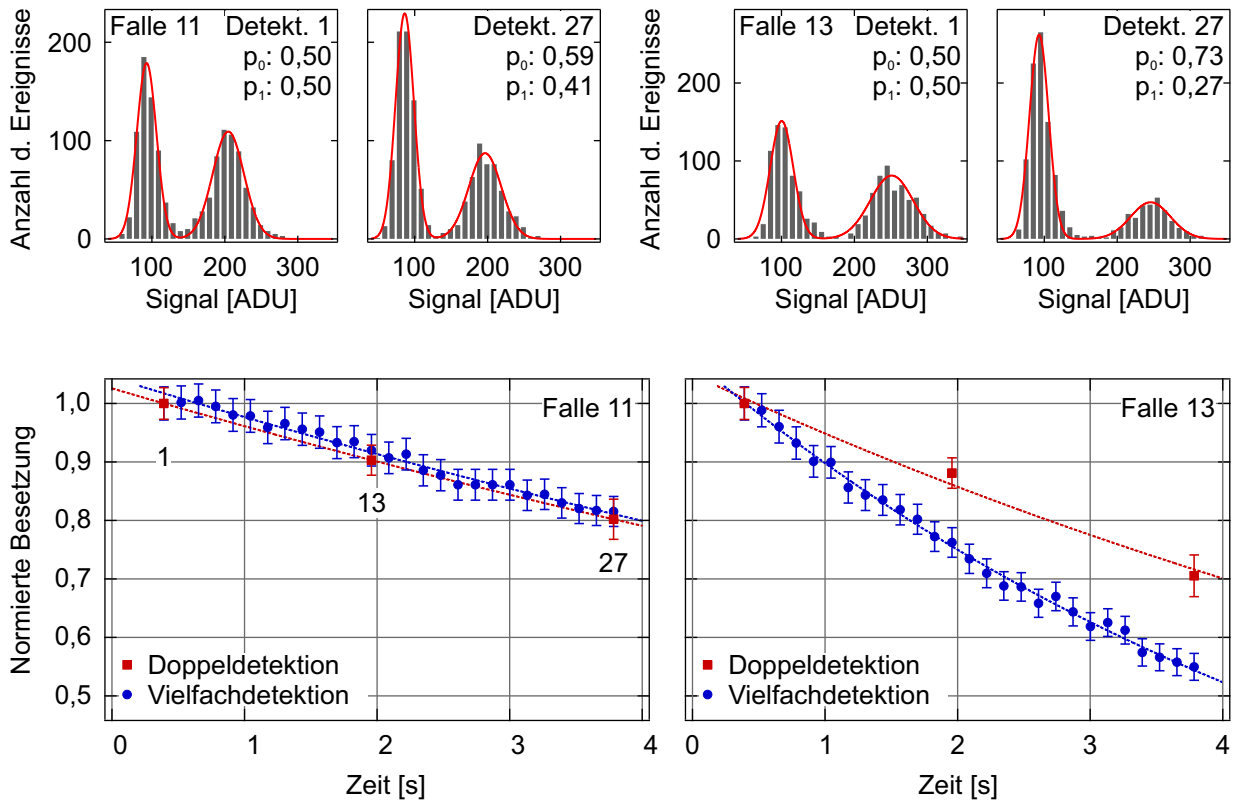


Abbildung 4.9.: Entwicklung der Besetzung einzelner Registerpositionen unter dem Einfluss 27 wiederholter Detektionszyklen im Vergleich zu der Situation bei ausschließlicher Belichtung während des ersten und eines weiteren Detektionszyklus. (oben) Histogramme der in 1221 experimentellen Realisierungen detektierten Signalstärke der Belichtungen 1 und 27 der Registerpositionen 11 und 13 (vgl. Abb. 4.8). (unten) Zeitentwicklung der auf die in Belichtung 1 detektierte Besetzung normierten Besetzungswahrscheinlichkeit im Verlauf von 27 Detektionszyklen (blaue Kreise) im Vergleich mit der ausschließlichen Applikation der Detektionslaser in den zwei Belichtungsphasen 1 und 13 oder 1 und 27 (rote Quadrate) sowie angepasste Exponentialfunktionen.

Detektionszyklen mit je 100 ms Belichtungszeit nachgewiesen. Hierbei sind die Fallenparameter zu denen in Abbildung 4.8 unverändert, welche eine Folge von fünf Fluoreszenzbildern dieser Messreihe zeigt. In den so gewonnenen Daten der Besetzung der Fallen kann direkt beobachtet werden, ob ein Atom von Belichtung zu Belichtung erhalten bleibt oder verloren geht und ein Neueinfang von Atomen während den Belichtungsphasen ausgeschlossen werden. Die mittlere Abnahme der Besetzungswahrscheinlichkeit folgt, aufgelöst nach Registerposition, aus der Statistik vieler Messungen. Während den ersten Phasen der Fluoreszenzdetektion ist die Wahrscheinlichkeit für Atomverlust erhöht, was auf die (im Mittel) thermische Verteilung der Atome nach dem Laden der Fallen zurückzuführen ist. So verlassen schwach gebundene Atome und solche, deren Übergangsfrequenzen aufgrund des ac-Starkeffekts nicht zu den Detektionsparametern passen, schnell die Dipolfallen. Aus diesem Grund werden die ersten drei Belichtungszyklen als zusätzliche Präparationsphase für die Bereitstellung zur Mehrfachdetektion geeigneter Einzelatome genutzt und die an diese Präparation anschließende Belichtung wird im Folgenden und in den Abbildungen 4.8 sowie 4.9 als erste Belichtungsphase bezeichnet. Der aus 1221 Realisierungen erhaltenen

Verlauf der Besetzung ist in Abbildung 4.9 (unten, blaue Kreise) für zwei Registerpositionen ab der ersten Detektion nach der Präparationsphase ("1") mit Zeitmittelpunkt 391,5 ms dargestellt und auf diese normiert. Die aus der Belichtungsphase 1 erhaltene Besetzungswahrscheinlichkeit beider Fallen beträgt jeweils $p_1 = 0,50(2)$ (Falle 11 und Falle 13) und wird während den folgenden Belichtungszyklen auf $p_1 = 0,41(2)$ (Falle 11) und $p_1 = 0,27(2)$ (Falle 13) für Belichtungsphase 27 reduziert. Aus der angepassten Exponentialfunktion ergibt sich die Lebensdauer nach Präparation und unter Einfluss der Belichtungszyklen zu 14,7 s (Falle 11) und 5,5 s (Falle 13). Dies entspricht einem durchschnittlichen Atomverlust von 0,7 % (Falle 11) und 1,8 % (Falle 13) für jede Detektionsphase. Der auftretende Unterschied in Atomverlust und Lebensdauer ist auf eine Differenz in der Fallentiefe zurückzuführen. Diese ist $U_0 = k_B \cdot 5,8$ mK für die zentrale Falle 13 und Falle 11 besitzt eine geringere Fallentiefe von $U_0 = k_B \cdot 3,6$ mK. Die resultierende Frequenzmodifikation des Kühlübergangs in Folge des ac-Starkeffektes weist einen Unterschied von 45 MHz auf. In der hier untersuchten Messreihe sind die Detektionsparameter auf effektive Übergangsfrequenzen entsprechend der Fallentiefe von Position 11 optimiert und passen daher nicht optimal für die Atome im tiefen Potential von Position 13. Im Zentrum dieser Falle ist das Detektionslicht annähernd resonant zur effektiven Frequenz des Übergangs $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3\rangle$, was zu einem erhöhten Atomverlust führt.

Um den Einfluss wiederholter Detektionszyklen auf die Lebensdauer nach der Atompräparation zu charakterisieren ist in Abbildung 4.9 zusätzlich das Ergebnis einer Messreihe dargestellt, in welcher die Besetzung in Belichtungsphase 1 und in einer weiteren Detektionsphase nachgewiesen wurde (unten, rote Quadrate). Die zweite Detektion erfolgte zu den Zeitpunkten 1,9575 s bzw. 3,7845 s, welche den Zeitmittelpunkten der Belichtungszyklen 13 bzw. 27 der Mehrfachdetektion entsprechen. Die Daten wurden wiederum auf die in Belichtungsphase 1 detektierte Besetzung normiert. Für Falle 11 ergibt sich eine sehr geringe Abweichung von den Daten der Mehrfachbelichtung. Die angepasste Exponentialfunktion besitzt eine Zeitkonstante von 15,4 s. Unter optimierten Detektionsparametern ergeben sich demnach aus dem mehrfachen Nachweis der einzelner Atome sehr geringe zusätzliche Verluste, diese betragen für 26 Belichtungszyklen insgesamt 1,2 % und liegen damit innerhalb der Fehlergrenze. In der tiefen Falle 13 zeigt sich, wie aufgrund der nicht angepassten Detektion erwartet, eine Verringerung der Atomverluste ohne wiederholte Belichtungszyklen. Die Lebensdauer nach Präparation und einfacher Belichtung ist 9,8 s. Diese ist gegenüber der Mehrfachdetektion signifikant gesteigert, jedoch geringer als der für Position 10 ermittelte Wert. Eine mögliche Ursache ist ein Aufheizen der Atome schon während der zur Präparation genutzten Belichtungsphasen, was zu einer Verringerung der verbleibenden Lebensdauer beitragen würde. Die Lebensdauern ohne Mehrfachdetektion liegen im Bereich der in Ref. [157] für vergleichbare Parameter bestimmten Werte.

4.5 Zusammenfassung und Diskussion

Inhalt dieses Kapitels war die atomzahlaufgelöste Präparation und Detektion von lasergekühlten Atomensembles mit geringer Atomzahl in Dipolfallenregistern. Besonderes Augenmerk wurde auf die effiziente Bereitstellung einzelner ^{85}Rb -Atome gelegt.

Die Fluoreszenzdetektion erlaubt unter optimierten Bedingungen die Zuordnung von Atomzahlen, da jedes Atom die gleiche mittlere Anzahl von Photonen streut und sich demzufolge bei ausreichendem Signal-zu-Rausch-Verhältnis charakteristische Signalstufen ergeben. Die auftretenden Signalstärken einer Atomzahl sind in guter Näherung normalverteilt, so dass aus der Statistik wiederholter Messungen die wichtigen Größen der Mittelwerte der Signalstärke verschiedener Atomzahlen und der zugehörigen Besetzungswahrscheinlichkeiten sowie Grenzen für die computergestützte Zuordnung von Atomzahlereignissen gewonnen werden können.

Mit Hilfe des atomzahlaufgelösten Nachweises war es möglich die Zeitentwicklung der Besetzungswahrscheinlichkeiten von Atomzahlen eines Ensembles unter dem Einfluss lichtinduzierter Stoßverluste zu beobachten. Die Analyse der zugrundeliegenden Dynamik und die Anpassung einer numerischen Simulation an die Messdaten erlaubte die Bestimmung von stoßinduzierten Einkörper- und Zweikörperverlusten im Bereich von $10^{-9} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ für verschiedene Fallentiefen. Darüber hinaus wurde diskutiert, wie lichtinduzierte Stöße und daraus resultierende Atomverluste zur Bereitstellung einzelner Atome in Dipolfallenregistern genutzt werden können. Der aus der Situation einer kontinuierlichen Laderate bekannte Prozess der Kollisionsblockade wurde für geänderte Startbedingungen, ausgehend von einem initialen Atomensemble in einer Dipolfalle, beschrieben. Die bestimmten Präparationseffizienzen p_1 dieses Prozesses übersteigen die eines poissonverteilten Ladeprozesses und liegen experimentell im Bereich $0,5 \leq p_1 \leq 0,6$ mit einer theoretischen Grenze von $p_1 \approx 1$. Ein wichtiges Merkmal ist die Unterdrückung von Ereignissen der Atomzahlen $N > 1$, so dass bei Detektion einer vom Nullsignal abweichenden Signalstärke sicher von der Besetzung der Registerfallen mit einem einzelnen Atom ausgegangen werden kann. Mit Hilfe dieses Präparationsprozesses können Dipolfallenregister erzeugt werden, in denen jede Falle statistisch mit der Wahrscheinlichkeit p_1 mit einem Atom besetzt ist. Die Position der Atome kann in jeder Realisierung detektiert werden. Es ist anzustreben, den Füllfaktor der so erhaltenen Quantenregister weiter zu steigern. Die Differenz zwischen der theoretischen Grenze der Einzelatom-Präparationseffizienz und den experimentell erreichten Werten ist Folge von Zweikörperverlusten, während bei einer Favorisierung von Einkörperverlusten mit einer Steigerung p_1 zu rechnen ist. Experimentell besteht in diesem Zusammenhang die Möglichkeit, die in Ref. [38] entwickelte Technik der Kontrolle lichtinduzierter Stoßverluste mit Hilfe blau verstimmter Laserstrahlung und optimierten Melasseparametern auf Dipolfallenregister zu übertragen. Mit Hilfe dieser Technik wurden in Refn. [38, 149, 158] Einzelatom-Präparationseffizienzen in Einzelfallen von bis zu 91 % erreicht.

Es wurde der parallelisierte Nachweis einzelner Atome in Dipolfallenregistern mit hoher Zuverlässigkeit durch Fluoreszenzdetektion mit einer CCD-Kamera beschrieben und ein die Charakteristika der detektierten Signale berücksichtigendes Maß F^* der Fidelity dieses Prozesses eingeführt. Typische Werte der aktuellen Implementierung liegen bei $F^* > 0,98$. Während der Zeitdauer einer Einzeldetektion von 100 ms traten Atomverluste der Größenordnung 1 % auf, welche eine Limitierung für F^* darstellen. Diese Verluste sind unter optimierten Detektionsparametern vollständig durch die Fallenlebensdauer erklärt, welche für zwei Registerfallen zu 9,8 s respektive 15,4 s bestimmt wurde. Um die Detektionszeit zu verkürzen bietet sich der Einsatz von Detektionsoptik mit hoher numerischer Apertur an. Die entsprechend erhöhte Anzahl der abgebildeten Photonen des Fluoreszenzlichts übersetzt sich direkt in eine verkürzte Detektionszeit. So entspricht die Steigerung der NA von derzeit 0,29 auf einen Wert von 0,4 einer Verdoppelung der detektierten Photonen pro Zeit. Der Einsatz von Optik mit $NA = 0,68$, wie sie in Ref. [142] zum Nachweis einzelner Atome in einem optischen Gitter genutzt wurde, entspräche einer Verfünffachung, wobei der reduzierte Arbeitsabstand die Anpassung der Vakuumkammer erfordern würde. Eine weitere Verdoppelung ist durch die Nutzung eines dichroitischen Spiegels zur Separation des Detektionslichtes vom Strahlengang der Dipolfalle (siehe Kapitel 3.3, Abbildung 3.12) anstatt des bisher verwendeten Polarisationsstrahlteilers möglich. Insgesamt besteht demnach die einfache technische Möglichkeit zur Reduktion der Detektionszeit um einem Faktor 4 auf 25 ms und mit etwas höherem technischen Aufwand um bis zu einem Faktor 10 auf 10 ms oder weniger, womit näherungsweise auch Verluste während der Detektion um die gleiche Größenordnung auf 0,25 % bzw. 0,1 % reduziert würden. Damit wären Werte der Fidelity von $F^* > 0,998$ (25 ms) respektive $F^* > 0,999$ (10 ms) möglich.

Die individuellen Atome der Speicherstellen eines Dipolfallenregisters konnten in einer Abfol-

ge vielfacher Detektionszyklen wiederholt nachgewiesen werden. Dies erlaubt die Analyse von Prozessen auf der Auflösungsstufe einzelner Atome und ist eine Grundvoraussetzung für die Quanteninformationsverarbeitung mit einzelnen neutralen Atomen. Unter optimierten Bedingungen lag die beobachtete zusätzliche Verlustrate aufgrund der Vielfachdetektion innerhalb der Fehlergrenze der Atomzahlstatistik.

5 Skalierbare Quantenregister mit variabler Geometrie

Der Einsatz mikrooptischer Komponenten ermöglicht es, die konventionellen, auf Fallen aus fokussierten Laserstrahlen basierenden, experimentellen Implementierungen der Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen in eine skalierbare Architektur zu überführen. So erlauben die in Kapitel 3 vorgestellten Methoden die Erzeugung von zweidimensionalen Fallengeometrien mit einer großen Anzahl von Registerplätzen und Strukturgrößen, welche durch die Wellenlänge der genutzten Laserstrahlung begrenzt sind. Die Miniaturisierung führt darüber hinaus zu Systemen in denen, aufgrund des geringen Abstandes benachbarter Registerplätze, die Möglichkeit der kohärenten Wechselwirkung mehrerer Qubits besteht. Insbesondere die kürzlich demonstrierten Zwei-Qubit-Gatter durch Anregung einzelner, in einem Paar von Dipolfallen gespeicherter, Rubidiumatome in Rydberg-Zustände [51, 52, 77] lassen der parallelisierten Bereitstellung von Einzelatomen in einer skalierbaren Architektur als unverzichtbarer Stufe in der Entwicklung der Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen große Bedeutung zukommen. Der minimale Abstand von $1\ \mu\text{m}$ für Qubits, welche durch die deterministische Anregung in Rydberg-Zustände gekoppelt werden, ist hierbei durch die große Ausdehnung der Wellenfunktionen dieser wasserstoffähnlichen Zustände mit Quantenzahlen im Bereich von $|n = 100\rangle$ bestimmt [159] (siehe Kapitel 2.3). Aus dieser resultiert ebenfalls die langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung der hochangeregten Atome [80] und die obere Grenze des Abstandes zwischen den Qubits eines Rydberg-Quantengatters beträgt einige 10 Mikrometer [31].

In diesem Kapitel wird die experimentelle Implementierung von Einzelatom-Quantenregistern vorgestellt, welche den durch die Rydberg-Wechselwirkung gegebenen Parameterbereich erreichen. Zunächst zeigt Abschnitt 5.1 die Realisierung großer Register aus mehr als 100 Dipolfallen im Regime der Kollisionsblockade. Mit dem Ziel, den Abstand benachbarter Registerplätze im Bereich einzelner Mikrometer einstellen zu können wird die bisherige experimentelle Implementierung in Abschnitt 5.2 um die Überlagerung mehrerer Fallenregister erweitert. Diese Methode erlaubt die flexible Erzeugung von verschachtelten Geometrien, mit der Möglichkeit die durch ein Mikrolinsenregister mit quadratischem Raster gegebene Symmetrie zu brechen und beispielsweise Vielfachrealisierungen von Fallenpaaren zu schaffen. In Abschnitt 5.3 wird die Laser-Adressierung der gespeicherten Einzelatome diskutiert, wobei die fallenerzeugenden Mikrolinsenregister die Möglichkeit bieten, die Fallen der einzelnen überlagerten Quantenregister parallelisiert zu adressieren. Darüber hinaus wird die dynamische Einzeladressierung von Registerplätzen mit Hilfe eines fokussierten Laserstrahls untersucht.

5.1 Quantenregister mit mehr als 100 Speicherstellen

Die Anzahl der Plätze eines Dipolfallenregisters ist durch die Anzahl der Mikrolinsen pro Fläche sowie die Ausdehnung des Fallenlasers auf dem genutzten Mikrolinsenregister gegeben. Unter der Annahme einer homogenen Intensitätsverteilung des Fallenlasers innerhalb eines begrenzten Bereichs erfordert jede zusätzliche Falle bestimmter Tiefe eine Vergrößerung dieses Bereichs um die Fläche einer Mikrolinse und damit einen konstanten zusätzlichen Betrag der Laserleistung. Des Weiteren skaliert die Fallentiefe aller Fallen linear mit der Laserintensität. Letzteres gilt ebenfalls

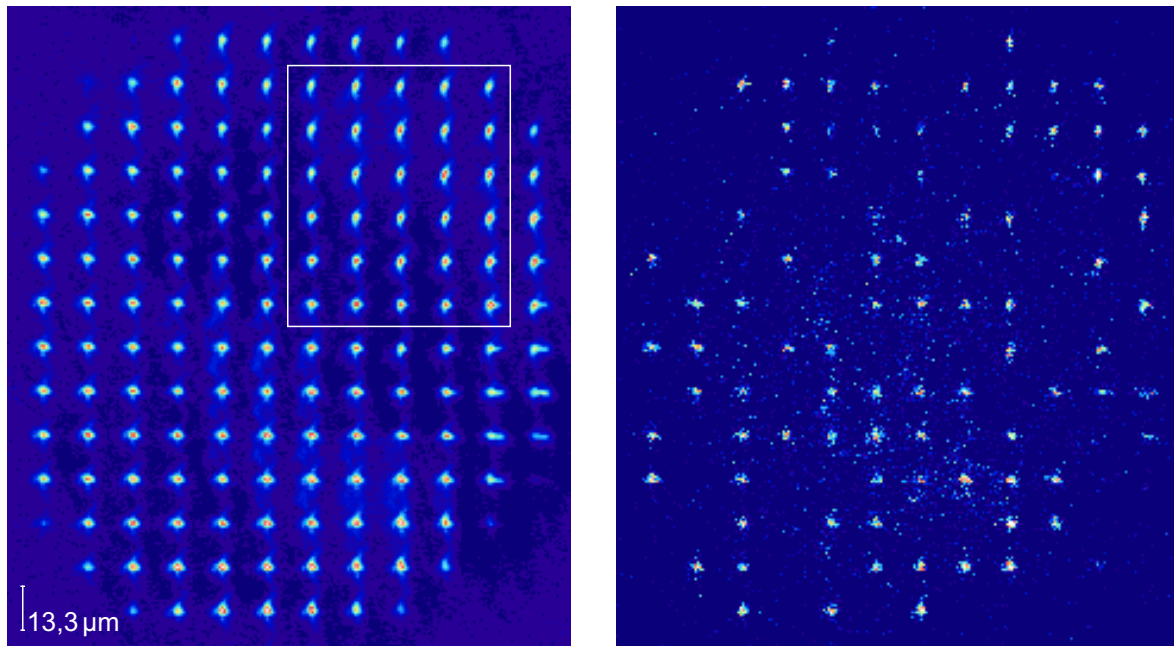


Abbildung 5.1.: Quantenregister mit mehr als 100 Plätzen. (links) Gemitteltetes Fluoreszenzbild eines Registers mit quadratischem Raster und Periode von $13,3 \mu\text{m}$. Die Atomzahlstatistik des markierten Bereichs ist in Abbildung 5.2 gezeigt. (rechts) Die Fluoreszenzaufnahme einer Einzelrealisierung zeigt an den Registerplätzen bereitgestellte Einzelatome.

für die in der experimentellen Realisierung dieser Arbeit eingesetzten Laserstrahlen, welche näherungsweise als Gaußstrahl beschrieben werden können, jedoch muss hier die Variation der Fallentiefe entsprechend des gaußförmigen Intensitätsprofils beachtet werden. Fläche, außenliegende Fallen erfahren, wie in Kapitel 4.2 dargestellt, erhöhte Atomverluste während der Phase der lichtinduzierten Stöße, während die Zeitkonstanten für tiefe, zentrale Fallen verlangsamt sind. Die Präparation muss daher auf den zentralen Bereich optimiert werden um Ereignisse mit einer Atomzahl $N > 1$ für alle Registerpositionen auszuschließen, wodurch die Atome flacher Fallen verloren gehen. Daraus folgt eine kreisförmige Begrenzung der zweidimensionalen Ausdehnung des Quantenregisters auf den Bereich, dessen Fallen eine ausreichende Tiefe besitzen. Dieser kann experimentell durch Erhöhen der Leistung des Fallenlasers in den Grenzen einer hinnehmbaren Variation der effektiven Übergangsfrequenzen, welche dem ac-Starkeffekt unterliegen, vergrößert werden. Im Fall einer starken Abweichung der Fallentiefe zentraler und außenliegender Fallen können die Detektionsparameter nicht für das gesamte Register angepasst werden. Dies bewirkt, wie in Kapitel 4.4 beobachtet, einen erhöhten Einfluss der Detektion auf die Atome zentraler Fallen. Dieser Effekt kann durch die Vergrößerung der Strahltaile des Fallenlasers auf dem Mikrolinsenregister und die resultierende Optimierung in Richtung homogener Fallentiefen vermieden werden.

Unter den in Kapitel 3.2 vorgestellten Mikrolinsenregistern zeichnet sich ML3 durch seine im Abstand von $30 \mu\text{m}$ dicht gepackten Mikrolinsen mit hoher numerischer Apertur aus. Die Anzahl der Linsen pro Fläche ist 1111 mm^{-2} und damit gegenüber den weiteren Mikrolinsenregistern mehr als zehnfach erhöht. Die Gesamtzahl der Linsen dieses Registers ergibt sich mit der Kantenlänge von 5 mm und unter Beachtung von unvollständigen Linsen an der Schnittkante zu mehr als 27500. Abbildung 5.1 zeigt ein mit ML3 erzeugtes 2D-Quantenregister, dessen Dimension 12

Spalten bzw. 14 Zeilen von Registerplätzen im Abstand von $13,3 \mu\text{m}$ umfasst (links). Die Strahltaille des Dipolfallenlasers auf dem Mikrolinsenregister ist $201 \mu\text{m}$ und aus der Gesamtleistung von 762 mW ergibt sich eine zentrale Falltiefe von $U_0 = k_B \cdot 4,4 \text{ mK}$ bei einer Wellenlänge des Dipolfallenlasers von $798,6 \text{ nm}$ und der Fallengröße von $w_0 = 1,5 \mu\text{m}$. Aufgrund des Strahlprofils des Dipolfallenlasers ergibt sich eine Variation der Fallentiefen, wobei die Atome außenliegender Fallen mit einer Tiefe geringer $U_0 \approx k_B \cdot 0,5 \text{ mK}$ als Folge des Präparationsprozesses verloren gehen. An diesen Registerpositionen wird in Abbildung 5.1 keine Fluoreszenz beobachtet. Innerhalb eines 10×10 -Ausschnitts der zentralen 100 Registerplätze beträgt die minimale Falltiefe $U_0 = k_B \cdot 1,0 \text{ mK}$ und entspricht damit 23 % der maximalen Tiefe zentraler Fallen. Eine Aufnahme der Fluoreszenz gespeicherter Einzelatome mit einer Belichtungszeit von 300 ms ist in 5.1 (rechts) dargestellt und zeigt 84 besetzte Registerpositionen. Die aus 1031 Einzelrealisierungen bestimmte Statistik der Atompräparation ist für den in Abbildung 5.1 markierten Ausschnitt von 5×6 Registerpositionen in Abbildung 5.2 aufgetragen. Die Signalmaxima der Atomzahlen Null und Eins sind klar getrennt. Insgesamt werden Einzelatome in 150 Registerplätzen präpariert, wobei die Präparationseffizienz in 136 Fallen größer als die maximale Wahrscheinlichkeit eines Ein-Atom-Ereignisses von 37 % im Fall einer Poissonstatistik ist und für 116 Fallen eine Effizienz von 50 % oder mehr erreicht wird. Der maximale Anteil von Ein-Atom-Ereignissen ist $p_1 = 0,59(2)$ und tritt für zentrale Fallen auf. Den Überlegungen aus Kapitel 4.2 folgend, entspricht dies einem Anteil der stoßinduzierten Einkörperverluste von ca. 30 %. Es werden keine Ereignisse mit mehr als einem Atom beobachtet.

Die Statistik der Ein-Atom-Ereignisse wiederholter Experimentzyklen ist durch eine Binomialverteilung gegeben (siehe Kapitel 4.3.2) und kann für eine große Zahl von Wiederholungen mit einer Normalverteilung approximiert werden. Die Gesamtatomzahl N_Σ jeder Realisierung entspricht der Summe der Einzelatom-Besetzung aller $n_\Sigma = 150$ Registerfallen und wird im Folgenden ebenfalls als normalverteilt angenommen. Abbildung 5.3 (links) zeigt die normierte experimentelle Wahrscheinlichkeitsverteilung der Gesamtatomzahl (graue Balken). Diese wurde aus der Statistik der Einzelrealisierungen gewonnen (siehe Abbildung 5.2). Für jede Falle wurde entsprechend den Überlegungen aus Kapitel 4.3.1 eine Grenze der Signalstärke bestimmt, anhand welcher die Bereitstellung eines Einzelatoms an jeder Fallenposition in allen Realisierungen geprüft wurde. Die Grenze wurde hierfür so gewählt, dass die im Ausdruck der Fidelity F (Gleichung 4.14) auftretenden Fehlerbeiträge der Atomzahlzuordnung für Null-Atom-Ereignisse und Ein-Atom-Ereignisse identisch sind. Die so ermittelte Grenze besitzt typischerweise einen Abstand von drei Standardabweichungen zu den Maxima der Null-Atom- und Ein-Atom-Signalstärken, woraus $F > 0,99$ folgt. Die numerisch angepasste Normalverteilung (rote Volllinie) in Abbildung 5.3 (links) besitzt den Mittelwert $\bar{N}_\Sigma = 75,2$ und die Standardabweichung $\sigma = 6,2$. Aus der mittleren Gesamtatomzahl erhält man die über alle Registerfallen gemittelten Atomzahlwahrscheinlichkeiten von $\bar{p}_1 = \bar{N}_\Sigma/n_\Sigma = 0,50$ und $\bar{p}_0 = (1 - \bar{N}_\Sigma)/n_\Sigma = 0,50$. Mit Hilfe dieser Werte lässt sich die Standardabweichung einer Binomialverteilung im Grenzfall vieler Wiederholungen bestimmen. Es gilt $\sigma = \sqrt{n_\Sigma \bar{p}_0 \bar{p}_1} = 6,1$ in guter Übereinstimmung mit dem gemessenen Wert. Rechts ist die aus der Integration der normierten Wahrscheinlichkeitsverteilung folgende Verteilungsfunktion der experimentellen Daten (schwarze Punkte) zusammen mit der Verteilungsfunktion der angepassten Normalverteilung dargestellt (rote Volllinie). Es kann wiederum eine sehr gute Übereinstimmung beobachtet werden, welche die Näherung durch eine Normalverteilung rechtfertigt. Die Analyse der angepassten Kurve liefert die Wahrscheinlichkeit von 99,99 % für eine Gesamtzahl von 50 oder mehr Atomen und zu 99 % werden $N_\Sigma \geq 60$ Atome in die Fallen des Dipolfallenregisters geladen. Die experimentelle Implementierung profitiert hierbei von den Eigenschaften der Laserkühlung und Kollisionsblockade: Beide Prozesse können simultan für Fallen unterschiedlicher Tiefe realisiert werden und erlauben so die Präparation und den Nachweis der Einzelatome in

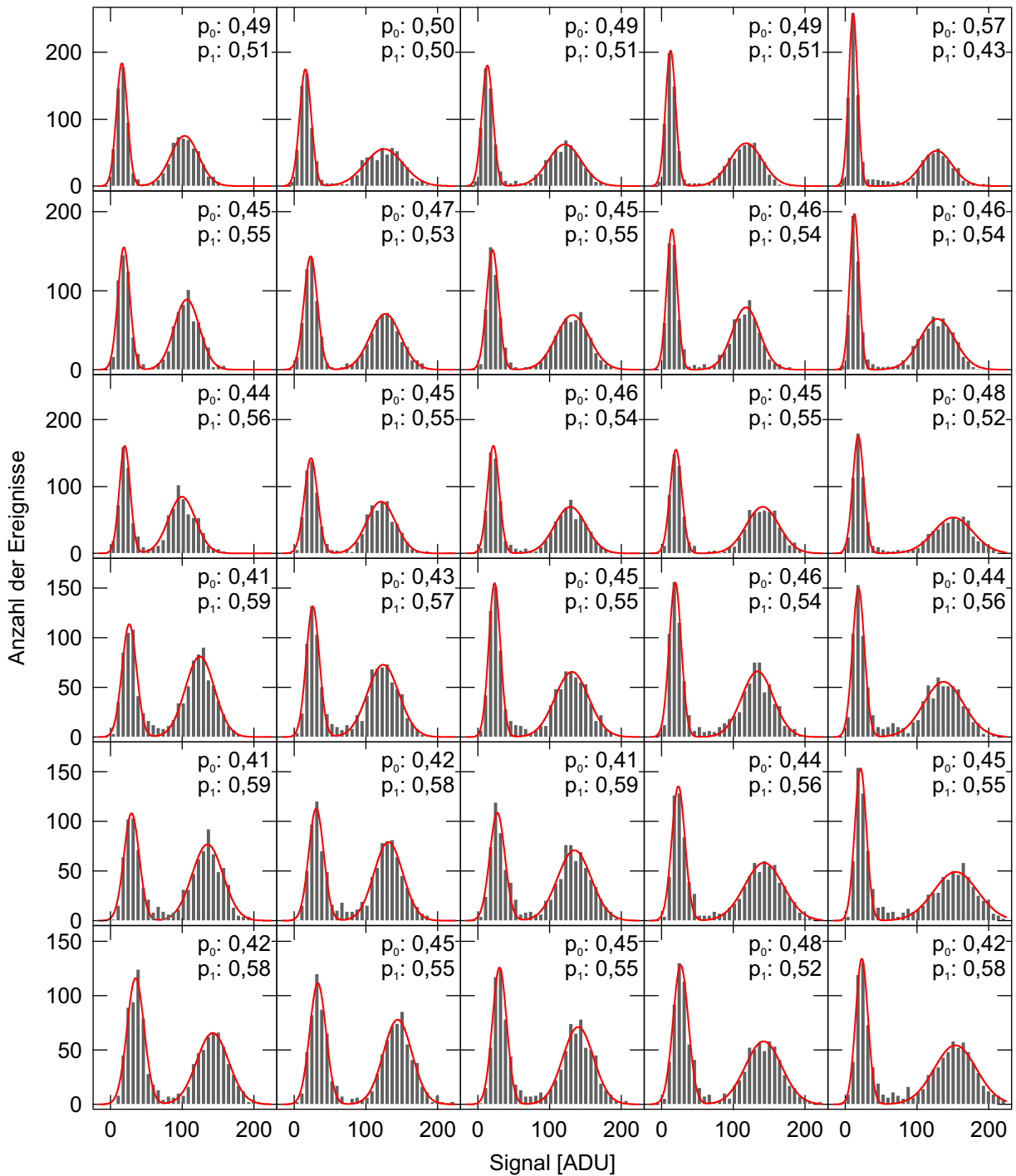


Abbildung 5.2.: Histogramme der in 1031 aufeinanderfolgenden Realisierungen detektierten Signalstärke für einen Ausschnitt von 30 Registerfällen des in Abbildung 5.1 gezeigten Quantenregisters und resultierende Wahrscheinlichkeiten der Atomzählereignisse $N \in \{0,1\}$.

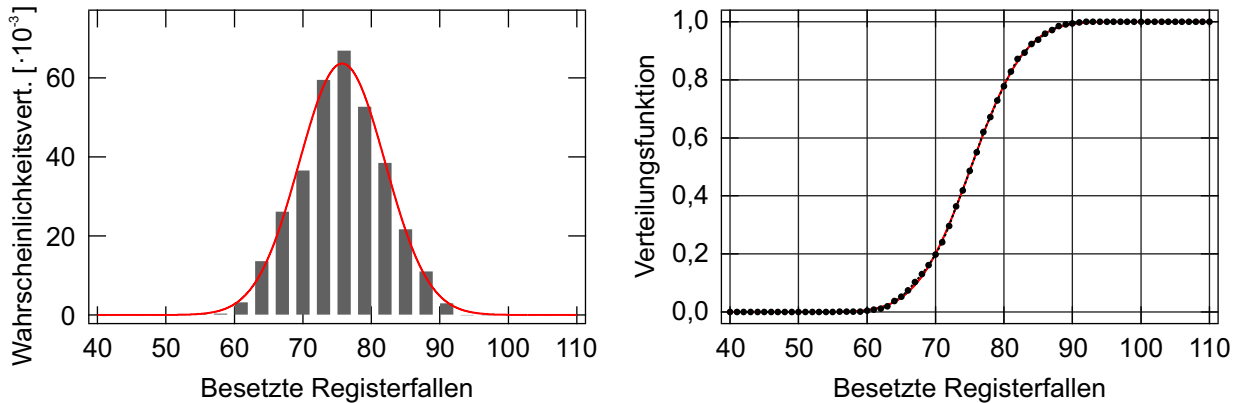


Abbildung 5.3.: Analyse der Gesamtzahl mit einem Einzelatom besetzter Registerfallen in 1031 experimentellen Realisierungen eines Quantenregisters aus 150 Dipolfallen mit $13,3 \mu\text{m}$ -Periode. (links) Normierte Wahrscheinlichkeitsverteilung der auftretenden Gesamt-Atomzahlen (graue Balken). (rechts) Verteilungsfunktionen der experimentellen Daten (schwarze Punkte). Die rote Volllinie zeigt eine angepasste Normalverteilung bzw. deren Verteilungsfunktion.

einem Großteil der Fallen eines Dipolfallenregisters mit gaußförmiger Variation der Fallentiefe. In vielen Fällen ist es von besonderem Interesse die Atomzahlzuordnung derart zu modifizieren, dass die Zuverlässigkeit des Vorhandenseins eines Atoms bei Wertung eines Signalereignisses als Ein-Atom-Ereignis bevorzugt ist (siehe auch Diskussion zu F^* in Kapitel 4.3.1). Dies kann erreicht werden, indem ein im Vergleich zu der Position und Standardabweichung der Null-Atom-Signalverteilung hoher Grenzwert gewählt wird. Werden alle Ereignisse verworfen, welche in einer 4σ -Umgebung des Null-Atom-Signalmaximums liegen, ist die Wahrscheinlichkeit der Wertung eines Null-Atom-Ereignisses als Ein-Atom-Ereignis auf $3,2 \cdot 10^{-5}$ reduziert. In der Auswertung der Daten dieses Abschnitts bewirkt ein dementsprechendes Vorgehen die Reduktion der mittleren Atomzahl auf $\bar{N}_{\Sigma} = 74,3$. Die Wahrscheinlichkeiten eine Gesamtzahl von 50 oder 60 Atomen zu präparieren werden nur an Nachkommastellen leicht modifiziert und die oben genannten Werte behalten ihre Gültigkeit.

5.2 Quantenregister mit variabler Geometrie

Die Geometrie in Form von Raster und Abstand der Fallenpositionen eines Dipolfallenregisters ist durch das eingesetzte Mikrolinsenregister und den Abbildungsmaßstab der Transferoptik definiert. Beide Größen sind experimentell zugänglich, eine Modifikation erfordert jedoch grundlegende Änderungen am Versuchsaufbau. Eine vorteilhafte Methode, welche prinzipiell die dynamische Anpassung dieser Größen auf Mikrosekundenzeitskalen ermöglicht, ist die Überlagerung mehrerer Fallenregister [41, 75, 89, 160]. Diese wird im Folgenden in statischen Realisierungen mit Einzelatom-Quantenregistern untersucht, wobei zunächst die Grundlagen der experimentellen Implementierung vorgestellt werden.

5.2.1 Überlagerung von Fallenregistern

Für die Erzeugung von Fallengeometrien aus mehreren überlagerten Dipolfallenregistern stehen verschiedene Methoden zur Verfügung: So ist es beispielsweise möglich, die Strahlengänge von

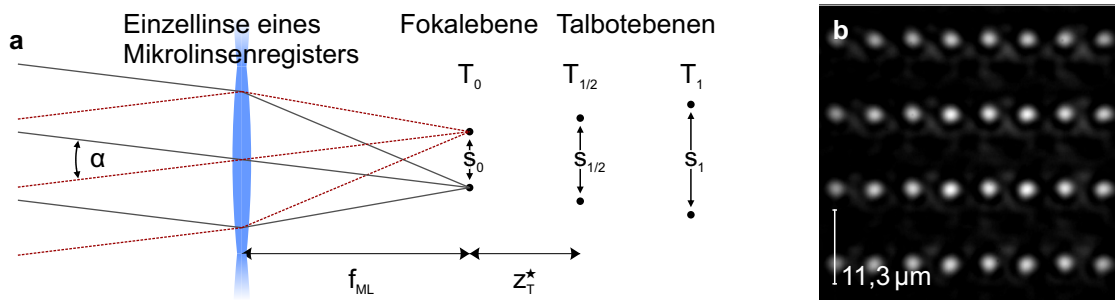


Abbildung 5.4.: (a) Schematische, nicht maßstabsgetreue Darstellung der Implementierung von zwei ineinander verschachtelten Dipolfallenregistern durch Nutzung von zwei Fallenlaserstrahlen mit Winkelversatz α . Die laterale Modifikation der Fallenposition steigt für höhere Talbotebenen. (b) Beispielhafte Aufnahme der Intensitätsverteilung von zwei verschachtelten Dipolfallenregistern der fraktionalen Talbotebene $T_{1/2}$.

Typ	$d_0/2$	f_{ML}	z_T^*	α_0	$\alpha_{1/2}$	α_1
ML1	62,5 μm	1,00 mm	19,4 mm	3,57°	0,18°	0,09°
ML2	62,5 μm	625 μm	19,4 mm	5,71°	0,18°	0,09°
ML3	15 μm	91,9 μm	1,11 mm	9,27°	0,71°	0,37°
ML4	55 μm	1,88 mm	15,0 mm	1,67°	0,19°	0,10°

Tabelle 5.1.: Parameter für ein um einen halben Fallenabstand verschobenes Dipolfallenregister bei einer Wellenlänge von 805 nm. Der nötige Winkelversatz ist für die Fokalebene (α_0), die fraktionale Talbotebene 1/2 ($\alpha_{1/2}$) und die erste Talbotebene (α_1) angegeben. (siehe Kapitel 3.2.1)

mehreren fallenerzeugenden Laserstrahlen nach dem Passieren einzelner Mikrolinsenregister zu überlagern [41, 61]. Weisen die Strahlengänge orthogonale Polarisierung oder eine Differenz in der Wellenlänge auf kann dies mit Hilfe von Polarisationsoptik oder dichroitischer Optik verlustfrei realisiert werden. Weiterhin ist es möglich, gegenläufige optische Zugänge der Vakuumkammer, wie den Strahlweg des Dipolfallenlasers und Zugang A in Abbildung 3.12, zu nutzen um zwei separat erzeugte Fallenregister zu überlagern. Der hier verfolgte Ansatz basiert auf der Erzeugung mehrerer Dipolfallenregister ausgehend von der Beleuchtung eines Mikrolinsenregisters mit verschiedenen Fallenlaserstrahlen, welche unterschiedliche Auftreffwinkel aufweisen [74, 75, 89, 160]. Eine schematische Darstellung der wichtigen Verhältnisse ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Abweichend von der realen Situation ist zur Vereinfachung nur eine Dimension gezeigt. Die folgende Diskussion besitzt für beide Dimensionen eines 2D-Mikrolinsenregisters Gültigkeit. Beide Strahlengänge weichen um einen Winkel $\alpha/2$ von der Normalen ab. Als Folge sind die resultierenden Fokalebene näherungsweise um den Abstand

$$s_0 = f_{ML} \cdot \tan \alpha \quad (5.1)$$

lateral versetzt, wobei f_{ML} die Brennweite des Mikrolinsenregisters ist. Betrachtet man ein Dipolfallenregister der (fraktionalen) Talbotebenen, wird die zu berücksichtigende effektive Brennweite um den Abstand der Talbotebene zur Fokalebene vergrößert. Die fallenrelevanten Ebenen gleicher Periode und Geometrie liegen im Abstand z_T^* . Sie entsprechen im axialen Verlauf

der Fokalebene T_0 ($Q = 0$) und den Talbot-Hauptebenen T_Q ($Q = 1, 2, \dots$) sowie den dazwischen befindlichen fraktionalen Talbotebenen $T_{M/2}$ ($M = 2Q + 1$) (siehe Kapitel 3.2.1). Damit ergibt sich für die n -te Fallenebene

$$s_{n/2} = f_{eff} \cdot \tan \alpha \quad , \quad f_{eff} = f_{ML} + n \cdot z_T^* \quad , \quad (5.2)$$

wobei die Größe $s_{n/2}$ in dieser Notation den Index der (fraktionalen) Talbotebene übernimmt. Aufgrund der Symmetrie der zweidimensional-periodischen Mikrolinsenregister mit quadratischem Raster wiederholt sich die Geometrie der Fallenkonfiguration nach einem relativen lateralen Versatz der zwei überlagerten Teilregister von einem Fallenabstand ($s_{n/2} = d_0$). Des Weiteren entsprechen Konfigurationen mit $0 < s_{n/2} < d_0/2$ bzw. $d_0/2 < s_{n/2} < d_0$ einer äquivalenten Anordnung der Fallen mit vertauschten Rollen der Teilregister.

Der nötige Winkelversatz, um zwei überlagerte Dipolfallenregister in einer Dimension um einen halben Fallenabstand $d_0/2$ zu versetzen ist für die Mikrolinsenregister ML1 bis ML4 für die Fokalebene und die ersten zwei darauffolgenden Fallenebenen in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Es sind die Werte vor Wiederabbildung gegeben, da die auftretenden Winkel unabhängig von dieser sind. Die Transferoptik hat lediglich Einfluss auf den Verschiebeweg, welcher mit dem in der Wiederabbildung implementierten Abbildungsmaßstab skaliert. Abbildung 5.4 (b) zeigt die Intensitätsmaxima von zwei ineinander verschachtelten, mit Hilfe von ML4 erzeugten, Dipolfallenregistern der fraktionalen Talbotebene $T_{1/2}$ mit Periode $11,3 \mu\text{m}$ nach Wiederabbildung mit Abbildungsmaßstab $V \approx 0,1$. Ein Winkelunterschied der zwei Fallenlaserstrahlen von $\alpha \approx \alpha_{1/2} = 0,19^\circ$ in der horizontalen Dimension bewirkt die Realisierung der gezeigten Fallengeometrie mit einem halbiertem Abstand der Registerspalten gegenüber den Registerzeilen.

Die Nutzung von Talbotebenen führt in dem hier verfolgten Ansatz zur Implementierung ineinander verschachtelter Dipolfallenregister zu einer starken Reduktion der auftretenden Winkel und bietet den damit einhergehenden Vorteil der Reduktion von winkelabhängigen Abbildungsfehlern. Diese verzerren die Fallen und liegen beispielsweise bei einer Abweichung von 4° von der Normale für ML1 bei einer Zunahme der Fallenausdehnung der Fokalebene in der Verschieberichtung von ca. 10 % [61] und für ML3 bei 20 % [88]. Bei der Nutzung der Talbotebenen sind diese Abbildungsfehler für Verschiebewege im Bereich eines halben Fallenabstands vernachlässigbar [88]. Des Weiteren führt die Reduzierung der Winkel zu einer geringeren Abweichung der Laserstrahlen von der optischen Achse der Transferoptik, wodurch die Nutzung von Linsen L1 mit geringerer numerischen Apertur bzw. größerer Brennweite möglich ist und bei gleichbleibenden Parametern von LS1 stärkere Verkleinerungen ohne Auflösungs- und Lichtverlust realisiert werden können (siehe Kapitel 3.2.2).

5.2.2 Einzelatom-Quantenregister mit einstellbarem Fallenabstand unter 10 Mikrometer

Die im letzten Abschnitt beschriebene Technik erlaubt die Überlagerung von Quantenregistern einzelner Atome in verschachtelten Geometrien mit frei wählbarer relativer Position der Einzelregister. Abbildung 5.5 zeigt Fluoreszenzbilder gespeicherter Atome einer Konfiguration aus zwei Dipolfallenregistern auf Basis von ML3. Die fundamentale Struktur beider Dipolfallenregister ist durch Fallen der Größe $w_0 = 1,5 \mu\text{m}$ im Abstand von $d = 13,3 \mu\text{m}$ in quadratischem Raster mit Symmetrieachsen in horizontaler und vertikaler Dimension gegeben. Die zentrale Fallentiefe beider Register ist $U_0 = k_B \cdot 2,0 \text{ mK}$ bei einer Wellenlänge des Dipolfallenlasers von $798,6 \text{ nm}$. Interferenzeffekte werden durch einen mit Hilfe akustooptischer Modulatoren aufgeprägten Frequenzunterschied des fallenerzeugenden Lichtes beider Register von 30 MHz vermieden. Die gezeigte Überlagerung mit einer relativen lateralen Verschiebung von $s_{1/2} = d_0/2$

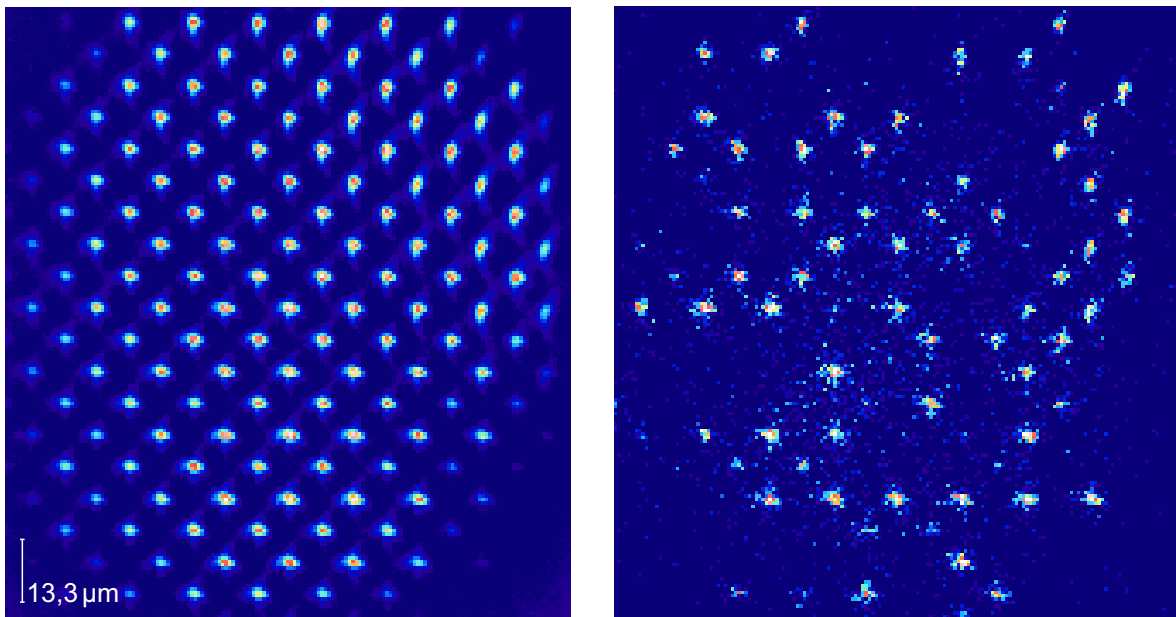


Abbildung 5.5.: Gemitteltetes Fluoreszenzbild (links) und Fluoreszenzbild der einzelnen Atome einer Einzelrealisierung (rechts) eines durch Überlagerung von zwei Dipolfallenregistern erzeugten Quantenregisters mit Fallenabstand von $9,4 \mu\text{m}$. Die Einzelregister besitzen ein quadratisches Raster der Periode $d_0 = 13,3 \mu\text{m}$ und sind in beiden Dimensionen um $s_{1/2} = d_0/2$ zueinander verschoben.

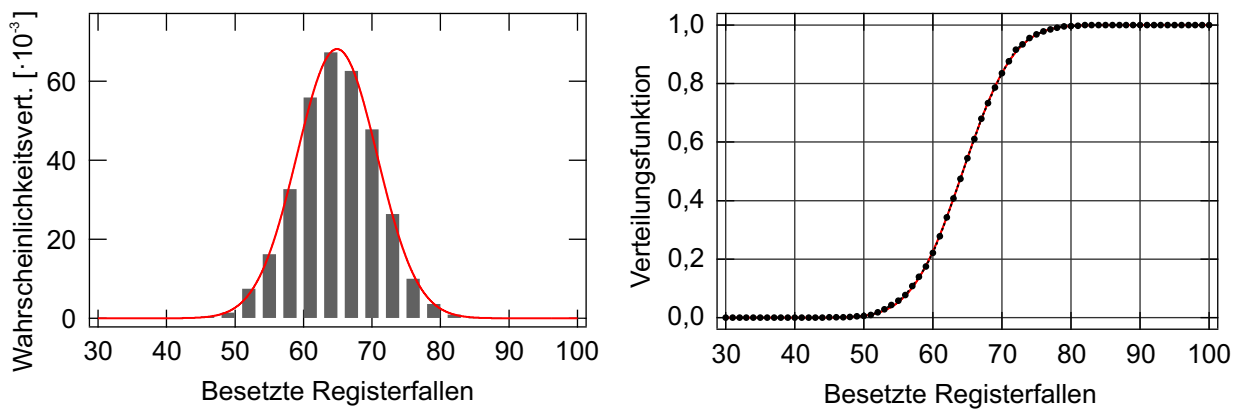


Abbildung 5.6.: Analyse der Gesamtzahl der mit einem Einzelatom besetzten Registerfallen in 2098 experimentellen Realisierungen eines Quantenregisters mit 131 Registerpositionen in $9,4 \mu\text{m}$ Abstand aus zwei überlagerten Dipolfallenregistern. (links) Normierte Wahrscheinlichkeitsverteilung der auftretenden Gesamt-Atomzahlen (graue Balken). (rechts) Verteilungsfunktionen der experimentellen Daten (schwarze Punkte). Die rote Volllinie zeigt eine angepasste Normalverteilung bzw. deren Verteilungsfunktion.

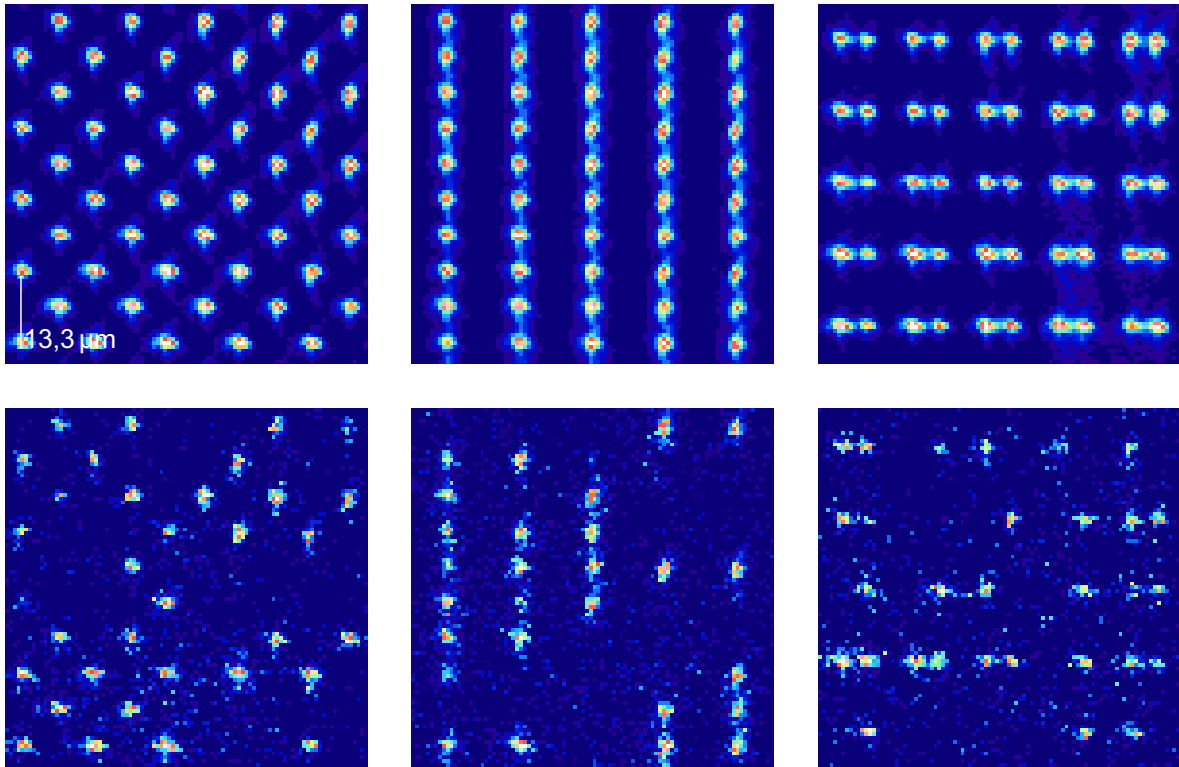


Abbildung 5.7.: Gemittelte Fluoreszenzbilder (oben) und Aufnahmen der Fluoreszenz von Einzelatomen in Einzelrealisierungen (unten) von Quantenregistern, welche durch Überlagerung von zwei Dipolfallenregistern erzeugt wurden: (links) Symmetrische Konfiguration mit $9,4 \mu\text{m}$ Fallenabstand in beiden Dimensionen, (Mitte) Konfiguration mit $6,7 \mu\text{m}$ vertikaler und $13,3 \mu\text{m}$ horizontaler Periode, (rechts) 2D-Konfiguration von Fallenpaaren mit horizontalem Abstand von $4,7 \mu\text{m}$.

in beiden Dimensionen erzeugt eine zweidimensionale Geometrie aus Fallen im Abstand von $(13,3/\sqrt{2}) \mu\text{m} = 9,4 \mu\text{m}$ und einer um 45° gedrehten quadratischen Symmetrie. Die zugrundeliegende Struktur sowie die Ausdehnung des Registers werden in dem gemittelten Fluoreszenzbild in Abbildung 5.5 (links) deutlich, rechts ist die Fluoreszenzaufnahme einer Einzelrealisierung gezeigt, in welcher $N_\Sigma = 64$ Registerfallen ein Einzelatom speichern. Insgesamt werden $n_\Sigma = 131$ Fallen mit Atomen geladen, an 110 Registerpositionen ist die Präparationseffizienz einzelner Atome mit $p_1 \geq 0,37$ höher als die Maximaleffizienz eines poissonverteilten Ladeprozesses und für 80 zentrale Registerpositionen gilt $p_1 \geq 0,5$ mit einem Maximalwert von $p_1 = 0,61(2)$. Es werden keine Ereignisse einer Atomzahl $N > 1$ beobachtet. Die normierte experimentelle Wahrscheinlichkeitsverteilung der Gesamtatomzahl N_Σ aller Einzelfallen ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Der Mittelwert der angepassten Normalverteilung ist $64,3$ und die Standardabweichung wird zu $\sigma = 5,8$ bestimmt. Daraus folgt, dass mit einer Wahrscheinlichkeit größer 99 % 50 Einzelatome oder mehr in die Fallen der überlagerten Dipolfallenregister geladen werden. Die mittleren Atomzahlwahrscheinlichkeiten aller Registerfallen ergeben sich zu $\bar{p}_0 = 0,51$ und $\bar{p}_1 = 0,49$. Mit diesen Wahrscheinlichkeiten errechnet sich die erwartete Standardabweichung zu $\sigma = \sqrt{n_\Sigma \bar{p}_0 \bar{p}_1} = 5,8$ und weist eine gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert auf.

Die frei einstellbare relative Position der Einzelregister durch Anpassen der Winkeldifferenz der Laserstrahlen des Dipolfallenlasers erlaubt die Modifikation der Fallengeometrie der Konfiguration aus zwei Dipolfallenregistern. In Abbildung 5.7 sind Ausschnitte gemittelter Fluoreszenzbilder

und Aufnahmen der Atome aus Einzelrealisierungen experimentell implementierter Geometrien gezeigt. Die Parameter dieser Implementierungen entsprechen den oben gegebenen. Neben der bereits diskutierten symmetrischen Situation (links) ist es möglich, Ketten von Einzelatomen in äquidistanten Potentialen im Abstand der halben fundamentalen Registerperiode zu schaffen. Für das dargestellte Beispiel wurde bei identischer horizontaler Position ein Abstand der Einzelregister von $s_{1/2} = d_0/2$ in der Vertikalen gewählt, was in der Halbierung des Zeilenabstandes auf $6,7 \mu\text{m}$ resultiert (Mitte). Ein äquivalentes Vorgehen ist ebenfalls für die Registerpalten möglich. Des Weiteren führt das Anpassen der relativen Position auf von $s_{1/2} = d_0/2$ abweichende Werte zur Schaffung von Systemen aus Fallenpaaren mit einstellbarem Abstand im Bereich $0 \leq s_{1/2} < d_0/2$. Für $s_{1/2} = 0$ bilden die zwei Einzelregister ein Fallenregister doppelter Tiefe, welches mit ansteigendem Abstand in ein Doppelmuldenpotential übergeht. Für Werte größer als der doppelte Fallenradius $s_{1/2} > 2w_0 = 3 \mu\text{m}$ sind die Potentiale getrennt und eine gegenseitige Beeinflussung der Atome konnte experimentell ausgeschlossen werden. Abbildung 5.7 (rechts) zeigt die parallelisierte Vielfachrealisierung der Bereitstellung von Einzelatomen in Fallenpaaren aus Registerfallen im horizontalen Abstand von $4,7 \mu\text{m}$. Der Zeilenabstand der Fallenpaare ist $13,3 \mu\text{m}$.

5.3 Einzeladressierung von Registerplätzen

Die Möglichkeit die Einzelatom-Qubits individueller Registerplätze gezielt mit Laserstrahlung zu adressieren ist eine Grundvoraussetzung der in Kapitel 2 vorgestellten Architektur zur Quanteninformationsverarbeitung. Ein wichtiges Merkmal von durch Mikrolinsenregister erzeugten Dipolfallenregistern ist in diesem Zusammenhang die Verknüpfung jeder Atomfalle der Fokalebene mit der zugehörigen Mikrolinse. Durch das Ausleuchten einzelner Mikrolinsen konnte so in Ref. [47] der Zustand der Quantensysteme an ausgewählten Positionen eines Registers mit $55,5 \mu\text{m}$ Periode kohärent manipuliert werden (siehe Kapitel 2.2.3), wobei die Fokussierung zusätzlich eine Effizienzsteigerung bei der Licht-Atom-Kopplung bewirkt. Im Folgenden wird die Einzeladressierung von Registerplätzen in Fallengeometrien mit Strukturgröße im Bereich von $10 \mu\text{m}$ demonstriert, welche mit der im letzten Abschnitt vorgestellten Technik der Überlagerung mehrerer Dipolfallenregister der fraktionalen Talbotebene $T_{1/2}$ generiert wurden.

5.3.1 Spin-selektive Adressierung von Einzelregistern

Die Implementierung von Quantenregistern auf Basis von Talbotebenen verhindert die direkte Adressierung von Einzelfallen über die Mikrolinsen des fallenerzeugenden Mikrolinsenregisters. Aufgrund der Nutzung von Intensitätsmaxima, die aus Beugungsstrukturen der Lichtverteilung aller Laserfoki der Fokalebene entstehen, können die resultierenden Potentiale nicht einzeln modifiziert werden. Des Weiteren weichen die Fallenpositionen axial von denen der Fokalebene ab, so dass die Adressierung über einzelne Mikrolinsen versagt bleibt. Im Fall der Überlagerung von Fallenregistern ist es jedoch weiterhin möglich, die Einzelatome jedes der unabhängigen Register parallelisiert mit Laserstrahlung anzusprechen. Das großflächige Ausleuchten des Mikrolinsenregisters mit einem zusätzlichen Laser resultiert ebenfalls in einer dreidimensionalen Beugungsstruktur als Folge des Talbot-Effektes. Ist der Laserstrahl räumlich an den des Dipolfallenlasers des entsprechenden Einzelregisters angepasst und können chromatische Effekte vernachlässigt werden ist die erzeugte Intensitätsverteilung näherungsweise identisch zu der Struktur der fallendefinierenden Talbotebenen und mit dieser überlagert.

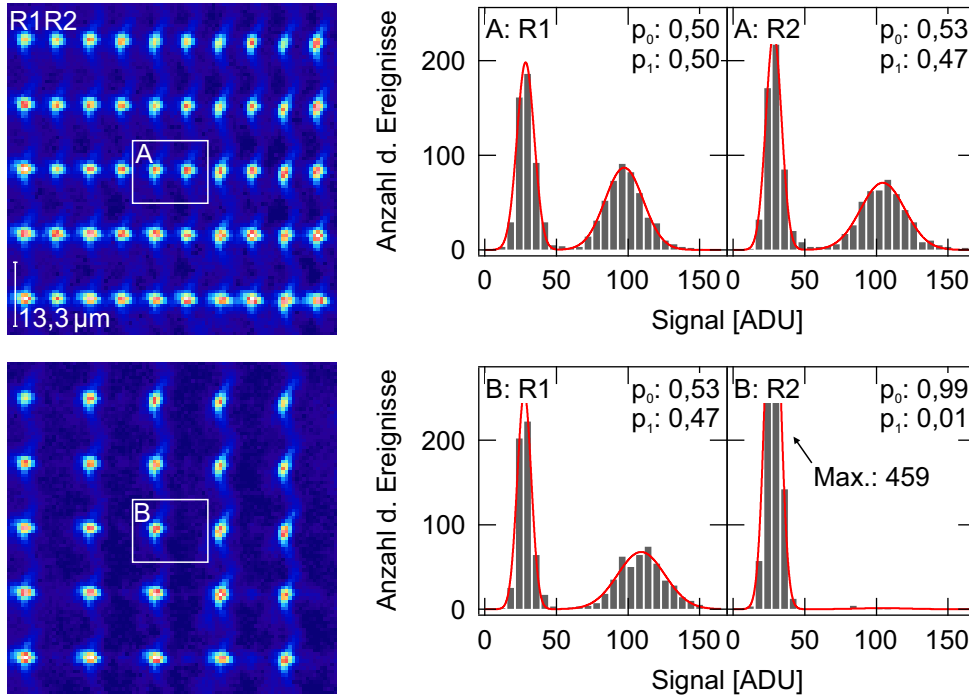


Abbildung 5.8.: Spin-selektive Adressierung von Einzelregistern in einer Fallengeometrie, welche durch Überlagerung von zwei Dipolfallenregistern erzeugt wurde: Gemittelte Fluoreszenzbilder der Detektion von Atomen im Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ (links) und zugehörige Atomzahlstatistik der markierten zentralen Fallen (rechts) nach Präparation aller Atome im Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ (oben) und nach selektiver Präparation der Atome eines Einzelregisters (R2) im Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle$ mit anschließendem Entfernen der Atome in diesem Zustand (unten).

Abbildung 5.8 zeigt eine Messreihe, welche diese Technik demonstriert. Ein Laserstrahl des Dipolfallenlasers der Wellenlänge 798,6 nm trifft unter einem in der Horizontalen um $\alpha_{1/2}$ von der Normalen abweichenden Winkel auf ML3. Die Wiederabbildung der fraktionellen Talbotebene $T_{1/2}$ generiert ein Dipolfallenregister (R1) aus Fallen der Größe $w_0 = 1,5 \mu\text{m}$ in quadratischem Raster der Periode $13,3 \mu\text{m}$. Der dargestellte Ausschnitt umfasst Fallentiefen zwischen $U_0 = k_B \cdot 0,8 \text{ mK}$ und $U_0 = k_B \cdot 2,0 \text{ mK}$. Ein weiterer Satz von Fallen gleicher Tiefe (R2) wird durch einen zweiten Laserstrahl des Dipolfallenlasers mit 30 MHz Frequenzverstimmung erzeugt. Dem Dipolfallenregister R2 ist Laserstrahlung der Wellenlänge 795 nm eines weiteren Lasers („Adressierlaser“) überlagert. Zur bestmöglichen räumlichen Überlagerung des Adressierlasers mit dem Strahl des Dipolfallenlasers von R2 werden diese gemeinsam durch eine Monomodenfaser geführt. Nach Austritt aus der Glasfaser werden die Laserstrahlen kollimiert und treffen zur Reduzierung von chromatischen Aberrationen senkrecht auf ML3. Der Unterschied der Talbotlänge der beiden Lichtfelder (siehe Gleichung 3.37) liegt im Bereich eines Fünftels der Rayleighlänge und kann daher für die Überlagerung des Adressierlichtes mit den Fallen der fraktionellen Talbotebene $T_{1/2}$ vernachlässigt werden.

Die Spalten der beiden generierten Dipolfallenregister sind um $s_{1/2} = 6,7 \mu\text{m}$ zueinander versetzt. Beide Einzelregister werden geladen und die bereitgestellten Atome mit Hilfe des Kühllasers im Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle$ präpariert (siehe Kapitel 3.3.3). Nach dieser Experimentphase wird die Fallentiefe von R2 für 20 μs auf 23 % des ursprünglichen Werts reduziert und es besteht die Möglichkeit der Erweiterung der Zustandspräparation mit Hilfe des Laserlichts bei 795 nm.

Anschließend werden, nach Wiederanhebung der Fallentiefe, Atome im Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle$ mit zum Kühlübergang resonanter Laserstrahlung entfernt. Der hierfür genutzte Laserstrahl wird über Zugang C geführt (siehe Abbildung 3.12) und wirkt auf alle gespeicherten Atome. Ein gemittelttes Fluoreszenzbild dieser Konfiguration verschachtelter Register ohne Unterschied in der Zustandspräparation für R1 und R2 ist in Abbildung 5.8 (oben) gezeigt, ebenfalls dargestellt sind die Histogramme der in 1001 aufeinanderfolgenden experimentellen Realisierungen detektierten Signalstärke der zentralen Falle von R1 und R2 (rechts). Die Wahrscheinlichkeit ein einzelnes Atom an diesen Fallenpositionen zu detektieren ist als Folge der Präparationssequenz leicht reduziert und liegt bei $p_1(R1) = 0,50(2)$ und $p_1(R2) = 0,47(2)$.

In der beschriebenen Konfiguration können die Fallen des Einzelregisters R2 parallelisiert mit Laserlicht im Wellenlängenbereich der ^{85}Rb D1-Linie von 795 nm adressiert werden. Abbildung 5.8 (unten) zeigt eine Messreihe, in welcher die Präparationssequenz um einen Puls dieses Lichts der Dauer 10 μs zum Zeitpunkt der abgesenkten Fallentiefe ergänzt wurde, wobei die Frequenz des Adressierlichtes so gewählt wurde, dass es den Übergang $|5^2S_{1/2}, F = 2\rangle \leftrightarrow |5^2P_{1/2}, F = 3\rangle$ koppelt. Daraus resultiert die Änderung des Spinzustandes der Hyperfeinstruktur von Atomen in R2. Nach Anregung in den Zustand $|5^2P_{1/2}, F = 3\rangle$ besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit für den spontanen Zerfall in Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle$, so dass sich die Atome nach einigen Zyklen von Absorption und Emission in letzterem sammeln. Die magnetischen Zeemanzustände werden im Rahmen dieser Messreihe nicht aufgelöst und deren Quantenzahl m_F ist daher in den Zustandsnotationen nicht aufgeführt. Der Unterschied der Fallentiefen von R1 und R2 während dieses Prozesses und der damit einhergehende Unterschied der effektiven Resonanzfrequenz des angesprochenen Übergangs von ca. 50 MHz als Folge des ac-Starkeffektes bewirkt eine Unterdrückung von möglichem Übersprechen der Adressierung auf die Fallen des Teilregisters R1. Aufgrund der auf die Präparationssequenz folgenden Entfernung der Besetzung des Zustandes $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle$ zeigt sich die Adressierung des Einzelregisters R2 in einem verschwinden Fluoreszenzsignal an dessen Registerpositionen (links). Die Besetzungswahrscheinlichkeit der zentralen Falle von R2 wird auf $p_1 = 0,01(1)$ reduziert, während die zentrale Registerfalle von R1 im Abstand von 6,7 μm annähernd unbeeinflusst bleibt (rechts). Der induzierte Atomverlust für die Fallen von R1 liegt im Registermittel bei 2 %. Als Hauptursache des Übersprechens der Adressierung werden chromatische Linsenfehler angenommen, da sowohl das genutzte Mikrolinsenregister, als auch das Linsensystem der Transferoptik nicht chromatisch korrigiert sind. Eine Verbesserung durch den Einsatz optimierter optischer Komponenten bleibt zu prüfen. Es besteht darüber hinaus die Möglichkeit die registerspezifische Modifikation der effektiven Übergangsfrequenzen in Folge des ac-Starkeffektes, beispielsweise durch stärkeres Absenken der Fallentiefe des adressierten Registers und eventuelles gleichzeitiges Anheben der Fallentiefe nicht adressierter Fallen, in zukünftigen Realisierungen zur Reduzierung des Übersprechens zu nutzen.

5.3.2 Adressierung individueller Registerplätze

Eine experimentelle Möglichkeit der direkten Adressierung individueller Atome besteht in der dynamischen Ansteuerung der ausgewählten Registerplätze mit einem zusätzlichen fokussierten Laserstrahl. Diese Vorgehensweise hat den Vorteil höherer Flexibilität mit Blick auf die eingesetzten Wellenlängen und in der Wahl anderer Strahlparameter, wie beispielsweise der Fokusgröße, vorausgesetzt es wird ein separater Strahlweg mit anpassbaren optischen Komponenten genutzt. Abbildung 5.9 (a) zeigt schematisch eine entsprechende Erweiterung des Experimentaufbaus. Auf der Seite von Zugang A der Vakuumkammer, welcher der Dipolfallenoptik gegenüberliegt (siehe auch Abbildung 3.12), ist das Linsensystem LS2 platziert. Dieses besitzt zu denen des fallenerzeugenden Linsensystem LS1 identische Parameter von $f_{LS2} = 35,5 \text{ mm}$ und $NA_{LS2} = 0,29$ und

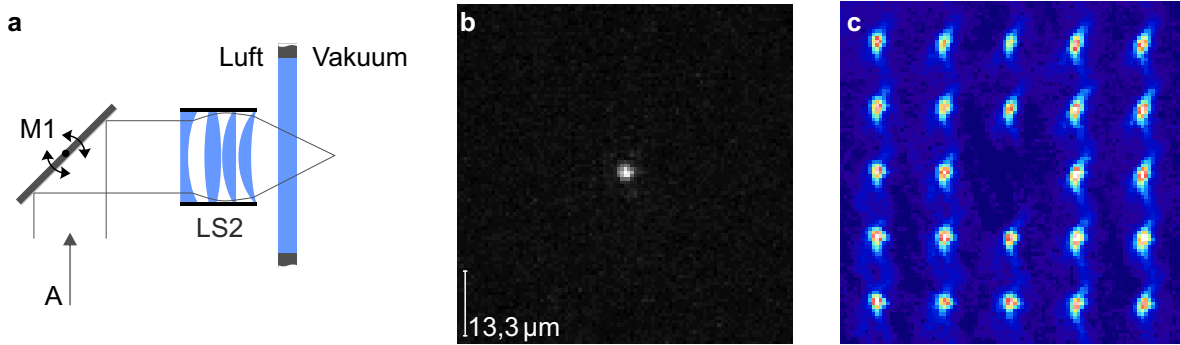


Abbildung 5.9.: Adressierung ausgewählter Registerplätze mit einem fokussierten Laserstrahl: (a) Erweiterung des optischen Aufbaus (siehe auch Abbildung 3.12). (b) Laserfokus am Ort des Dipolfallenregisters. (c) Gemitteltetes Fluoreszenzbild eines Quantenregisters nach Entfernen der Besetzung der zentralen Falle durch Adressieren mit resonanter Laserstrahlung.

ermöglicht die Fokussierung von Laserstrahlung auf einzelne Registerplätze. Der Laserstrahl des Adressierlasers wird über einen Umlenkspiegel M1 auf LS2 gelenkt und weist einen Strahldurchmesser größer als der Durchmesser der Linsen von LS2 auf, so dass diese vollständig ausgeleuchtet werden. Die zum Adressieren genutzte Laserstrahlung ist zirkular polarisiert, besitzt eine Wellenlänge im Bereich von 795 nm und ist zum Übergang $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle \leftrightarrow |5^2P_{1/2}, F = 3\rangle$ resonant. Da der Strahl des Adressierlasers den Dipolfallen gegenläufig ist und so nach Durchqueren der Vakuumkammer auch mit dem Strahlweg der Bildgebung überlagert ist wird die Intensitätsverteilung am Ort des Dipolfallenregisters auf der CCD-Kamera der Fluoreszenzdetektion abgebildet. Die Größe des in Abbildung 5.9 (b) dargestellten Laserfokus mit gaußförmigen Intensitätsprofil ist $1,5 \mu\text{m}$. In der Messreihe aus Abbildung 5.9 (c) wird die so implementierte Laseradressierung individueller Registerplätze in einem statischen Aufbau demonstriert. Das genutzte Dipolfallenregister wird mit Hilfe von ML3 erzeugt und besteht aus Potentialen der Größe $1,5 \mu\text{m}$ in quadratischem Raster der Periode $13,3 \mu\text{m}$. Während einer Präparationsphase wird Rückpumplicht auf alle Atome eingestrahlt, so dass sich diese nach wenigen Zyklen von Absorption und Emission im Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle$ sammeln. Die zentrale Falle der Tiefe $U_0 = k_B \cdot 1,9 \text{ mK}$ des gezeigten 5×5 Ausschnitts wird hierbei gleichzeitig mit dem Adressierlaser angesprochen und die Besetzung der adressierten Registerposition, wie im gemittelten Fluoreszenzbild zu erkennen, durch das resonante Licht entfernt.

Die dynamische Adressierung von Registerplätzen erfordert die dynamische Ablenkung des Adressierstrahls. Der winkelabhängige Positionsversatz ergibt sich näherungsweise nach Formel 5.1 aus dem Auftreffwinkel des Laserstrahls auf LS2 in Bezug zur Normalen und der Brennweite von LS2. Ein dem Abstand benachbarter Registerfallen entsprechender Versatz von $13,3 \mu\text{m}$ erfordert eine Winkelmodifikation von $\alpha = 0,02^\circ$. In den folgenden Messreihen dieses Abschnitts wurde die Einstellbarkeit des Auftreffwinkels im nötigen Winkelbereich durch Einsatz eines Galvanometerspiegels an Stelle von M1 (siehe Abbildung 5.9 (a)) realisiert. Dieser wurde in den Experimenten aus Abbildung 5.10 dazu genutzt, die Fallen einer Registerspalte selektiv anzusprechen. Das Adressieren wird wiederum durch Entfernen der Besetzung demonstriert (links), wobei die Effizienz und ein mögliches Übersprechen durch Analyse der Atomzahlwahrscheinlichkeiten adressierter und nicht adressierter Fallen (rechts) in Messreihen ohne (oben) und mit (unten) Applikation des Adressierlaser charakterisiert werden. Die Fallentiefen des dargestellten 5×5 Ausschnitts liegen im Bereich von $U_0 = 2,6 \dots 4,0 \text{ mK}$ und werden während dem Einstrahlen des

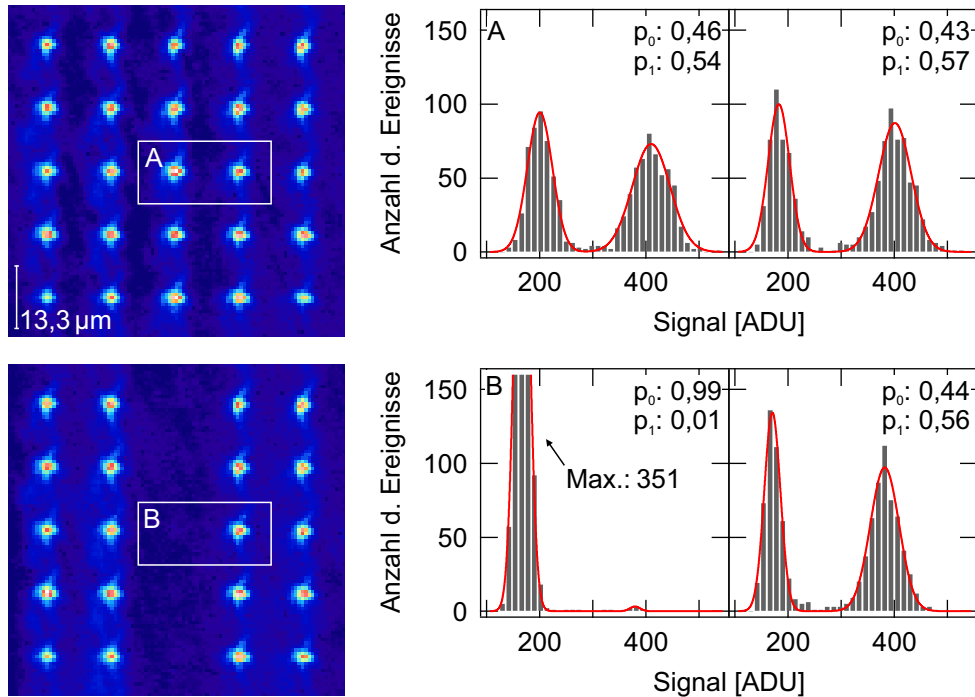


Abbildung 5.10.: Sequentielle Laseradressierung aller Atomfallen einer Spalte eines Quantenregisters: Gemittelte Fluoreszenzbilder der gespeicherten Einzelatome (links) und Histogramme der in 1000 Einzelrealisierungen an zwei benachbarten Registerpositionen (siehe Markierung) detektierten Signalstärke (rechts). In der Ausgangssituation sind alle Fallen statistisch mit Einzelatomen besetzt (oben), während der Adressierlaser die Besetzung der adressierten Registerpositionen entfernt (unten).

Adressierlasers für eine Zeitdauer von 10 ms um 50 % reduziert, so dass die Fallen der zentralen Spalte des Registers in dieser Zeit eine Tiefe von $U_0 = 1,7 \dots 2,0$ mK aufweisen. Alle weiteren Parameter entsprechen den oben gegebenen. In den gemittelten Fluoreszenzbildern wird die Laseradressierung durch das verschwindende Signal der angesprochenen Registerpositionen deutlich. Die Besetzungswahrscheinlichkeit von $p_1 = 0,54(2)$ der zentralen Registerposition wird auf $p_1 = 0,01(1)$ reduziert. Die Besetzung benachbarter Registerfallen bleibt im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten unbeeinflusst. Für die in Abbildung 5.10 analysierte Falle ergibt sich $p_1 = 0,57(2)$ ohne bzw. $p_1 = 0,56(2)$ mit Applikation des Adressierlichtes, die Statistik aller 10 Fallen der Nachbarspalten entwickelt sich im Mittel von $\bar{p}_1 = 0,54(2)$ zu $\bar{p}_1 = 0,53(2)$.

Die Zeitdauer zwischen dem Adressieren von zwei Einzelfallen beträgt in der hier vorgestellten experimentellen Implementierung 0,8 ms und der Puls des Adressierlichts hat für jede adressierte Registerposition eine Länge von 0,7 ms. Ein Anpassen der Pulssequenz ermöglicht es, die Atome einzelner Fallenpositionen einer Registerspalte in frei wählbaren Mustern anzusprechen. Eine entsprechende Messreihe ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Die gemittelten Fluoreszenzbilder (oben) zeigen, ausgehend von einem Quantenregister, in welchem alle Fallen statistisch mit Einzelatomen besetzt sind (links), Konfigurationen in denen die Einzeladressierung zum Einschreiben eines Musters aus zwei Registerpositionen mit verschwindender Besetzung ohne Adressierung der dazwischenliegenden Falle (Mitte) und des komplementären Musters durch Adressierung einer Teilmenge von drei Fallen (rechts) der Registerspalte mit fünf Zeilen genutzt wurde. Die Histogramme der Atomzahlbesetzung von zwei benachbarten zentralen Registerplätzen sind ebenfalls

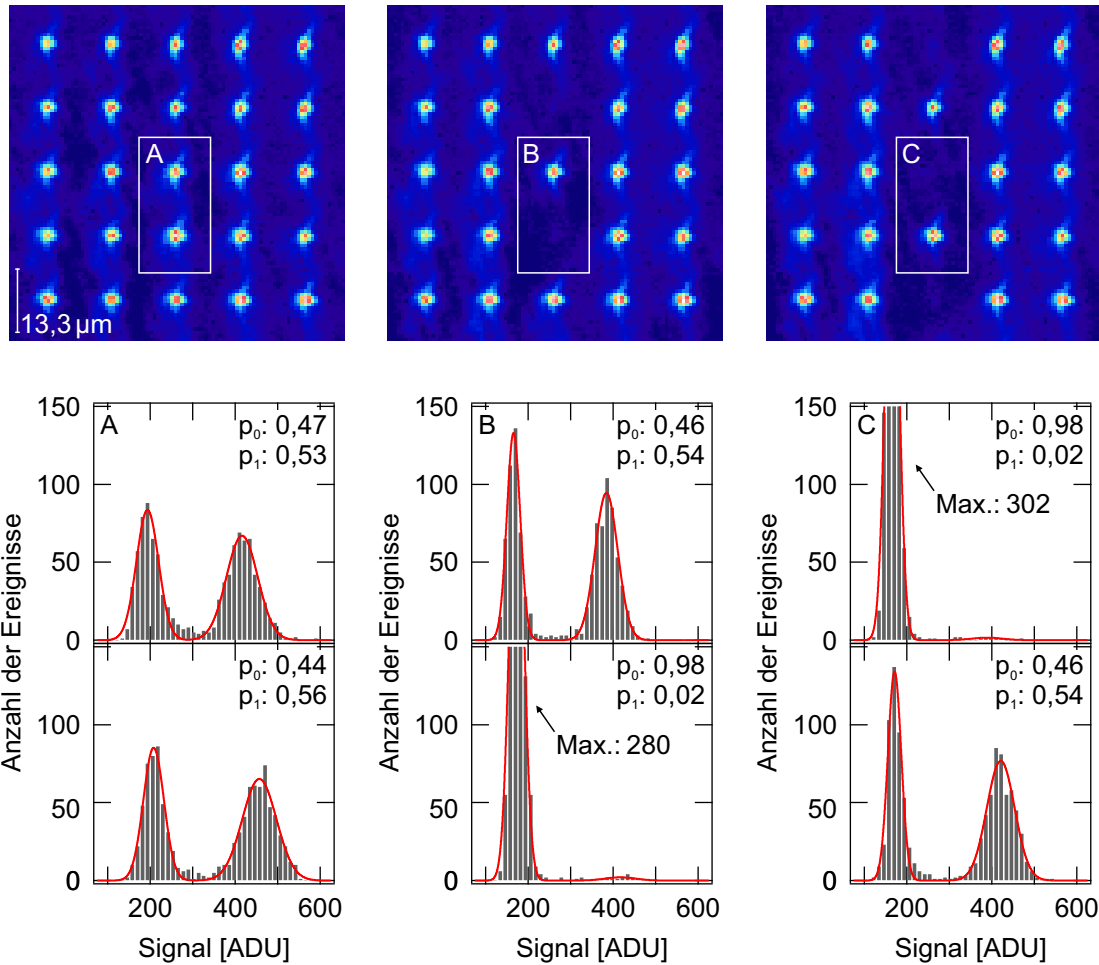


Abbildung 5.11.: Sequentielle Laseradressierung ausgewählter Atomfallen einer Spalte eines Quantenregisters: Gemittelte Fluoreszenzbilder der gespeicherten Einzelatome (oben) und Histogramme der in 1000 Einzelrealisierungen an zwei benachbarten Registerpositionen (siehe Markierung) detektierten Signalstärke (unten). In der Ausgangssituation sind alle Fallen statistisch mit Einzelatomen besetzt (links), während der Adressierlaser die Besetzung einzelner Registerpositionen entsprechend des konfigurierten Musters entfernt (Mitte und rechts).

dargestellt (unten). Sie umfassen jeweils die Daten aus 1000 aufeinanderfolgenden Einzelrealisierungen. Im Vergleich mit der Messreihe ohne Adressierlicht wird die Besetzungswahrscheinlichkeit der adressierten Fallen von $p_1 = 0,56(2)$ auf einen Wert $p_1 = 0,02(1)$ (Mitte) beziehungsweise von $p_1 = 0,53(2)$ auf $p_1 = 0,02(1)$ (rechts) reduziert. Die Besetzung der jeweiligen benachbarten, nicht adressierten Registerposition ergibt sich in beiden Messreihen zu $p_1 = 0,54(2)$ gegenüber der Ausgangssituation ohne Adressierung von $p_1 = 0,53(2)$ (Mitte) und $p_1 = 0,56(2)$ (rechts).

5.4 Zusammenfassung und Diskussion

Inhalt dieses Kapitels waren die experimentelle Implementierung von Quantenregistern mit mehr als 100 Plätzen unter Nutzung des Dipolfallenregisters der Talbotebene $T_{1/2}$, sowie die Erzeugung von zweidimensionalen Fallengeometrien durch Überlagerung von Dipolfallenregistern und die

Laseradressierung ausgewählter Registerplätze.

Es wurde die parallelisierte Präparation von Einzelatomen mit einer Präparationseffizienz von 50 % oder mehr an 116 Registerpositionen gezeigt. Der auf Laserkühlung und lichtinduzierten Stoßverlusten basierende Präparationsprozess erwies sich hierbei als robust in Bezug auf Variationen der Fallentiefe. In jeder experimentellen Realisierung dieser Quantenregister wurden im Mittel 75 Einzelatom-Qubits bereitgestellt. Die Anzahl der Registerplätze steigt linear mit der Leistung des Fallenlasers, sie entspricht in Dipolfallenregistern der Fokal- und Talbotebenen der Anzahl ausgeleuchteter Mikrolinsen und war experimentell durch die zur Verfügung stehende Laserleistung der Größenordnung 1 W begrenzt. Eine weitere Steigerung erfordert den Einsatz leistungsfähigerer Lasersysteme, welche kommerziell verfügbar sind. Die Skalierbarkeit auf optischer Seite ist durch Mikrooptiken mit mehr als 10^4 Linsen garantiert.

Die Überlagerung von Dipolfallenregistern in axialer Dimension mit einstellbarer relativer lateraler Position erlaubte die Erzeugung variabler Fallengeometrien. Es wurden Quantenregister mit reduzierter Periode unter $10\ \mu\text{m}$ in Systemen aus zwei unabhängigen Dipolfallenregistern realisiert. Die Modifikation der Position der Einzelregister konnte sowohl zur Erzeugung von zweidimensional-symmetrischen Konfigurationen, als auch zur Anordnung der Fallen in Ketten mit Bevorzugung einer Dimension und zur Vielfachrealisierung von Fallenpaaren mit einem Abstand kleiner $5\ \mu\text{m}$ genutzt werden. Die so erzeugten Quantenregister entsprechen dem Parameterbereich der Refn. [51, 52, 77], in welchen Zwei-Qubit-Operationen in einem System aus zwei Einzelfallen demonstriert wurden. Die gezeigte Implementierung qualifiziert sich damit für zukünftige Experimente zur parallelisierten Verschränkung einer skalierbaren Anzahl von Qubits unter Ausnutzung der langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkung durch Anregung in Rydberg-Zustände, wobei die kontrollierbare relative Position die Anpassung an das spezifische Wechselwirkungspotential ermöglicht. Eine vergleichbare registerbasierte Architektur ist darüber hinaus Ausgangspunkt für den Vorschlag eines universellen Quantensimulators [133]. Die potentielle Realisierung würde mit der Simulation von Quantensystemen die Bearbeitung einer der ersten Anwendungen, welche für einen Quantencomputer beschrieben wurden [13], ermöglichen. Mit der obigen Anzahl bereitgestellter Einzelatom-Qubits hätte dieser bereits die nötige Größe um herkömmliche, klassische Computer auf dem Gebiet der Quantensimulation zu übertreffen [161]. Die genutzte Methode zur Bereitstellung mehrerer Dipolfallenregister basiert auf der Ausleuchtung eines Mikrolinsenregisters mit verschiedenen Laserstrahlen eines Fallenlasers, wobei die Einzelstrahlen einen Winkelunterschied aufweisen. Die auftretenden Winkel wurden durch Arbeit mit Dipolfallenregistern der Talbotebenen stark reduziert und lagen im Bereich kleiner 1° . Die dementsprechend reduzierten winkelabhängigen Abbildungsfehler sind nun vernachlässigbar. Eine Strahlablenkung dieser Größenordnung kann, beispielsweise durch Einsatz akustooptischer Modulatoren mit einer typischen Bandbreite der Größenordnung 10 MHz, dynamisch implementiert werden. Hierfür wurden in Ref. [89] bereits Vorarbeiten geleistet. Es besteht damit die Möglichkeit, die Zeitkonstanten des Quanten-Schieberegisters aus Kapitel 2 (siehe auch Ref. [41]) auf die Größenordnung der inversen Fallenfrequenzen zu reduzieren, welche aufgrund der Forderung nach Adiabaticität die untere Grenze der Transportzeit liefern. Nichtadiabatischer Transport führt zu einer nichtverschwindenden Auslenkung der Wellenpakete bewegter Atome aus dem Fallenzentrum nach Abschluss des Transportvorganges und hat damit eine Zunahme der mittleren Vibrationsquantenzahl $\langle\vartheta\rangle$ zur Folge. In harmonischer Näherung und unter der Annahme einer sinusförmigen Transportfunktion $x(t)$ ist die mittlere Zahl hinzugefügter Vibrationsquanten bei einer Transportzeit T für einen Transportweg S [162, 163]

$$\langle\vartheta(T)\rangle_+ = \frac{m_{Rb} S^2 \pi^4 \Omega_0 \cos^2(\Omega_0 T/2)}{\hbar (\pi^2 - \Omega_0^2 T^2)^2}, \quad (5.3)$$

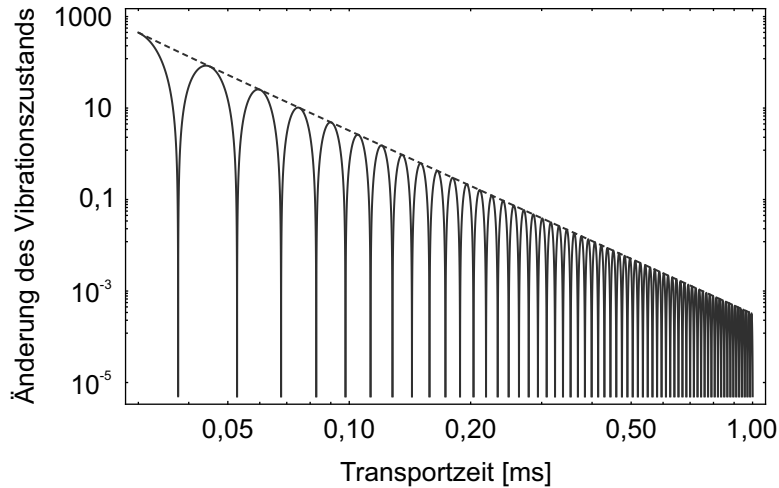


Abbildung 5.12.: Adiabaticität des Qubit-Transportes: Mittlere Zahl hinzugefügter Vibrationsquanten als Funktion der Transportzeit T bei Transport über eine Distanz von $S = 13,3 \mu\text{m}$. Die Funktion $\langle \vartheta(T) \rangle_+$ (Vollinie) zeigt ein oszillierendes Verhalten mit einem Nullpunkt in jeder Oszillationsperiode; eine obere Grenze ist durch die einhüllende gegeben (Strichpunktlinie). Die Fallenparameter sind $U_0 = k_B \cdot 1 \text{ mK}$, $w_0 = 1,5 \mu\text{m}$, $\Omega_r = 2\pi \cdot 66,4 \text{ kHz}$.

wobei m_{Rb} die Masse eines ^{85}Rb -Atoms ist. Für die ungestörte Fallenfrequenz gilt bei Transport in lateraler Dimension $\Omega_0 = \Omega_r$ (siehe Kapitel 3.1.3). Abbildung 5.12 zeigt die Auswertung des Ausdrucks (5.3) für die Parameter der Dipolfallenregister dieses Kapitels bei einer Fallentiefe von $U_0 = k_B \cdot 1 \text{ mK}$ und den Transport über einen Fallenabstand von $13,3 \mu\text{m}$. Aus der Betrachtung der Einhüllenden von Funktion 5.3 ($\cos^2(\Omega_0 T/2) = 1$) erhält man mit dem Kriterium $\langle \vartheta(T) \rangle_+ \leq 1$ die minimale Zeitdauer $T_{min} = 134 \mu\text{s}$. Eine Positionsänderung auf kleineren Distanzen, beispielsweise zur Verknüpfung der Qubits benachbarter Fallenpaare aus Abbildung 5.11 durch Verschieben eines Einzelregisters, ist in Zeiten $T_{min} < 100 \mu\text{s}$ möglich. Des Weiteren bietet das oszillatorische Verhalten von Funktion 5.3, welche einen Nullpunkt in jeder Oszillationsperiode aufweist, einen Ansatzpunkt diese Zeiten um eine weitere Größenordnung zu reduzieren. Im Rahmen der Theorie zur optimalen Quantenkontrolle kann die Periodizität zur Entwicklung nichtadiabatischer Transporttrajektorien mit verschwindender Beeinflussung des Quantenzustandes genutzt werden [164–166]. Darauf aufbauende experimentelle Verfahren sind Gegenstand aktueller Forschung [167–170].

Die Laseradressierung der gezeigten Quantenregister konnte sowohl parallelisiert für die Registerpositionen der jeweiligen Einzelregister, als auch aufgelöst nach Registerplatz demonstriert werden. Letztere Methode beruht auf der Adressierung einzelner Registerpositionen mit steuerbaren fokussierten Laserstrahlen. In den gezeigten Messreihen wurde die eindimensionale dynamische Positionierung auf der Zeitskala einzelner Millisekunden durch Einsatz eines Galvanometerspiegels erreicht. Diese Methode bietet die Möglichkeit der direkten Erweiterung zur Adressierung zweidimensionaler Quantenregister durch Hinzufügen einer weiteren dynamischen Strahlablenkung in der zweiten Dimension. Zukünftige Realisierungen würden ebenfalls von dem Einsatz akustooptischer Techniken und der damit einhergehenden Reduzierung der Zeitskala auf eine Mikrosekunde und weniger profitieren [44, 90].



6 Kohärente Manipulation von Einzelatom-Quantenzuständen

Zu den großen Errungenschaften der Atom- und Quantenoptik zählt die Offenlegung der Quanteneigenschaften einzelner Quantensysteme und deren kohärente Manipulation. Für ihre grundlegenden Beiträge in der Entwicklung experimenteller Methoden, welche eine direkte Beobachtung quantenmechanischer Phänomene an diskreten Quantensystemen ermöglichen, erhielten S. Haroche und D. J. Wineland 2012 den Nobelpreis für Physik [8, 9].

Die Konzepte der Quanteninformationsverarbeitung sind eine logische Fortführung dieser Entwicklungen. Ihr zentrales Element ist die Nutzbarmachung der Gesetze der Quantenmechanik auf Basis einzelner Quantensysteme in neuartigen Prozessorarchitekturen. Die Quantenregister des letzten Kapitels bilden die Grundlage des in Kapitel 2 vorgestellten Konzeptes zur registerbasierten Quanteninformationsverarbeitung. An den Speicherstellen der Register werden isolierte, einzelne Quantensysteme in Form optisch gespeicherter Rubidiumatome in einer Vielfachrealisierung bereitgestellt. Jedes einzelne Atom kann als Träger der kleinsten quantenmechanischen Informationseinheit, einem Qubit, genutzt werden. Dieses wird im Zustand eines geeigneten Zwei-Niveausystems, der Qubit-Basis, kodiert, welche in dem hier verfolgten Ansatz aus internen atomaren Zuständen der Grundzustandshyperfeinstruktur gebildet wird.

Über die umfassende experimentelle Kontrolle hinaus bestehen weitere Anforderungen an ein zur QIV geeignetes physikalisches System [34]. Eine der Grundvoraussetzungen ist die sichere Bereitstellung der eingeschriebenen Information über einen Zeitraum, welcher die Ausführung komplexer Quantenalgorithmen erlaubt. Es ist daher von besonderem Interesse, jegliche unkontrollierte Kopplung der Qubit-Träger mit anderen physikalischen Systemen - der Umgebung - zu unterbinden. An die Umgebung übertragene Information geht verloren und bewirkt die Dekohärenz des Qubit-Zustandes.

In diesem Kapitel wird die Eignung der Einzelatom-Quantenregister für die Quanteninformationsverarbeitung untersucht. Zunächst fasst Abschnitt 6.1 die allgemeine Beschreibung eines Qubits und der Zeitentwicklung dessen Zustandes unter dem Einfluss von Quantenoperationen sowie von Dekohärenzeffekten zusammen. Im Anschluss liefert Abschnitt 6.2 eine Übersicht der experimentellen Implementierung kohärenter Zustandsmanipulationen. Die Kopplung der Qubit-Basis wird hierbei optisch durch einen Zwei-Photonen-Prozess realisiert, so dass die prinzipielle Möglichkeit der Adressierung individueller Qubits mit den Techniken aus Kapitel 5.3 besteht. Abschnitt 6.3 beschreibt die Anwendung kohärenter Spektroskopiemethoden zur parallelisierten Charakterisierung der Kohärenzeigenschaften der Qubits aller Speicherstellen des Quantenregisters. Im Rahmen der Ramsey- und der Spin-Echo-Spektroskopie wird die Zeitentwicklung von Superpositionszuständen analysiert, wodurch Rückschlüsse auf Mechanismen der reversiblen, inhomogenen Dephasierung sowie auf Dekohärenzeffekte möglich sind.

6.1 Ein-Qubit-Operationen

Die grundlegenden Konzepte zur Betrachtung eines Qubits sowie der Manipulation des Quantenzustandes im Rahmen der Quanteninformationsverarbeitung sind in der Literatur diskutiert [11, 20]. Diese werden im Folgenden mit Blick auf die Messreihen dieses Kapitels zusammengefasst. Die

Darstellung orientiert sich an der in Ref. [11].

In Kapitel 2.1 wurde ein Qubit als quantenmechanisches Zwei-Zustands-System definiert und eine Architektur für einen Quantenprozessor auf Basis neutraler ^{85}Rb -Atome vorgestellt. Hier bieten die Zustände des Uhrenübergangs in der Grundzustandshyperfeinstruktur, aufgrund ihrer reduzierten Kopplung an externe Magnetfelder, ein adäquates Quasi-Spin-1/2-System zur Repräsentation eines Qubits: $|5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0\rangle = |0\rangle$ und $|5^2S_{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle = |1\rangle$. Für den allgemeinen Zustand dieses Systems gilt (vergleiche Gleichung 2.1)

$$|\psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle \quad (6.1)$$

und in Matrixdarstellung folgt

$$|\psi\rangle = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, \quad (6.2)$$

wobei die auch als Amplituden bezeichneten komplexwertigen Koeffizienten a, b die Bedingung $|a|^2 + |b|^2 = 1$ erfüllen.

Quantenoperationen entsprechen unitären Transformationen des Zustandes $|\psi\rangle$ und werden daher in dieser Darstellung durch unitäre 2×2 -Matrizen wiedergegeben. Sie wirken linear auf den Quantenzustand, so dass beispielsweise die NOT-Operation

$$\text{NOT} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

bei Anwendung auf einen Basiszustand den Effekt ihres klassischen Analogons wiedergibt:

$$\text{NOT}|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = |1\rangle, \quad (6.4)$$

und darüber hinausgehend, bei Betrachtung eines beliebigen Superpositionszustandes, die Vertauschung der Amplituden bewirkt:

$$\text{NOT}|\psi\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b \\ a \end{pmatrix}. \quad (6.5)$$

Eine weitere wichtige Ein-Qubit-Operation ist das Hadamard-Gatter

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}, \quad (6.6)$$

welches die Basiszustände $|0\rangle, |1\rangle$ in die Superpositionen

$$|\psi\rangle = \frac{|0\rangle \pm |1\rangle}{\sqrt{2}} \quad (6.7)$$

überführt. Die Eigenschaften des Hadamard-Gatters lassen dieser Operation besondere Bedeutung im Zusammenspiel mit Zwei-Qubit-Operationen zukommen. So wird das kontrollierte Zwei-Qubit-Phasengatter (C_Z) aus Abbildung 2.11 in Kapitel 2.3 durch die Sequenz $H C_Z H$ in ein cNOT-Gatter überführt, wobei die Hadamard-Operationen ausschließlich auf das Ziel-Qubit wirken [28, 31, 52]. Des Weiteren erlaubt die Sequenz H cNOT die Präparation von Bell-Zuständen ausgehend von den Basiszuständen eines Systems aus zwei Qubits [11].

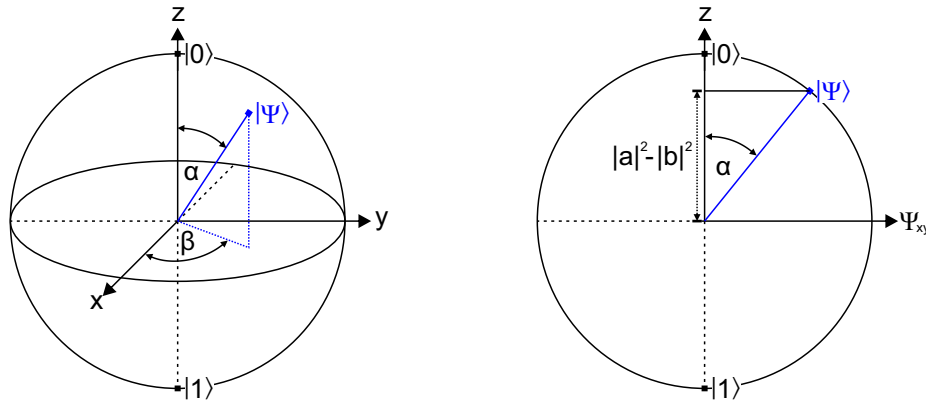


Abbildung 6.1.: Blochkugeldarstellung des Quantenzustandes: Alle möglichen Qubit-Zustände bilden die Oberfläche der Blochkugel (links). Die x,y -Komponenten des Blochvektors stellen die Phase eines Zustandes dar und die z -Komponente spiegelt die Projektion auf die Qubit-Basis wieder (rechts).

6.1.1 Blochkugeldarstellung des Quantenzustandes

Der Zustand eines einzelnen Qubits (Gleichung 6.1) kann unter Vernachlässigung eines globalen Phasenfaktors in eine geometrische Darstellung überführt werden:

$$|\psi\rangle = \cos(\alpha/2)|0\rangle + e^{i\beta} \sin(\alpha/2)|1\rangle \quad (6.8)$$

Dieses Vorgehen erlaubt die dreidimensionale Visualisierung des Qubit-Zustandes als Vektor \vec{B} (Blochvektor) in analoger Weise zu der von F Bloch¹ entwickelten Veranschaulichung von Superpositionszuständen eines Spin-1/2-Systems. Alle Zustände des geschlossenen Zwei-Niveau-Systems bilden die Oberfläche einer Kugel (Blochkugel) mit Radius $|a|^2 + |b|^2 = 1$. Wie in Abbildung 6.1 gezeigt, entspricht der Basiszustand $|0\rangle$ dem Nordpol dieser Kugel und der Südpol ist durch den zweiten Basiszustand $|1\rangle$ charakterisiert. Beide Punkte liegen auf der z -Achse und die Äquatorialebene wird von den verbleibenden Achsen x und y aufgespannt. Die Blochvektoren der Basiszustände sind durch

$$\vec{B}_{|0\rangle} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{B}_{|1\rangle} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

gegeben. Ein beliebiger Quantenzustand $|\psi\rangle$ ist über den Winkel α bezüglich der z -Achse und den Winkel β relativ zu der x -Achse in Äquatorialebene definiert.

In dieser Darstellung bewirken Quantengatter die Rotation des Blochvektors vom Ausgangszustand auf den Punkt der Kugeloberfläche, welcher dem Endzustand entspricht. Generell gilt: Eine beliebige unitäre Ein-Qubit-Operation kann immer entsprechend

$$\hat{U} = e^{i\zeta} \hat{R}_{\hat{e}}(\theta) \quad (6.10)$$

als Rotation mit Winkel θ bezüglich einer ausgezeichneten Achse \hat{e} ausgedrückt werden, wobei der Anteil ζ einen globalen Phasenfaktor darstellt. Die Rotationsachse ist demnach ein Charakteristikum des speziellen Quantengatters. Darüber hinaus ist es möglich, jede Rotation $\hat{R}_{\hat{e}}(\theta)$

¹ Nobelpreis in Physik 1952 [171]

bezüglich einer beliebigen Achse $\hat{\varepsilon}$ in eine Serie von Rotationen um zwei nicht-parallele Achsen zu überführen [11]. Folglich erfordert die Implementierung beliebiger Quantenoperationen, welche auf ein einzelnes Qubit wirken, die experimentelle Realisierung von Rotationen mit zwei unterschiedlichen Rotationsachsen. Die Operatoren der Rotationen um die ausgezeichneten Achsen x, y, z können in diesem Zusammenhang mit Hilfe der Paulimatrizen formuliert werden. Diese sind durch

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (6.11)$$

gegeben und es gilt:

$$\hat{R}_x(\theta) = e^{-i\frac{\theta}{2}\sigma_x} = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & -i\sin(\theta/2) \\ -i\sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix}, \quad (6.12)$$

$$\hat{R}_y(\theta) = e^{-i\frac{\theta}{2}\sigma_y} = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & -\sin(\theta/2) \\ \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix}, \quad (6.13)$$

$$\hat{R}_z(\theta) = e^{-i\frac{\theta}{2}\sigma_z} = \begin{pmatrix} e^{-i\theta/2} & 0 \\ 0 & e^{i\theta/2} \end{pmatrix}. \quad (6.14)$$

Experimentell gelingt die Ausführung von Quantenoperationen in dieser Arbeit durch das Einstrahlen von Laserpulsen, welche die beiden Qubit-Basiszustände über einen Zwei-Photonen-Übergang kohärent koppeln (für eine detaillierte Diskussion sei auf das folgende Kapitel 6.2 verwiesen). Die Licht-Atom-Wechselwirkung dieses effektiven Zwei-Zustands-Systems wurde in Kapitel 3.1.1 diskutiert. Für den Wechselwirkungsanteil des Hamiltonoperators gilt

$$\hat{H}_{WW} = \frac{1}{2}\hbar\Omega_0 (e^{i\varphi}\hat{\sigma}^\dagger + e^{-i\varphi}\hat{\sigma}), \quad (6.15)$$

wobei hier im Gegensatz zu Gleichung (3.9) eine mögliche relative Phase φ zwischen Lichtfeld und dem Qubitzustand berücksichtigt wird. Auf Resonanz des Übergangs $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ ist die Wirkung der zeitlich begrenzten kohärenten Kopplung durch den Rotationsoperator

$$\hat{R}(\theta, \varphi) = e^{i\hat{H}_{WW}t/\hbar} = e^{i\frac{\theta}{2}(e^{i\varphi}\hat{\sigma}^\dagger + e^{-i\varphi}\hat{\sigma})} \quad (6.16)$$

beschrieben, wobei die Aufsteige- und Absteigeoperatoren $\hat{\sigma}^\dagger, \hat{\sigma}$ über die Beziehungen

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}^\dagger &= \frac{\sigma_x + i\sigma_y}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \hat{\sigma} &= \frac{\sigma_x - i\sigma_y}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (6.17)$$

definiert sind. In Matrixdarstellung folgt für den Rotationsoperator

$$\hat{R}(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & ie^{i\varphi}\sin(\theta/2) \\ ie^{-i\varphi}\sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix}. \quad (6.18)$$

Aus den Gleichungen (6.17, 6.18) wird ersichtlich, dass die lasergestützte Quantenzustandsmanipulation Rotationen bezüglich einer vorgebbaren Achse innerhalb der Äquatorialebene der Blochkugel zur Folge hat. Die Lage dieser Achse ist durch die Phase φ bestimmt, welche über

das eingestrahlte Laserfeld definiert wird und experimentell zugänglich ist. Daraus resultiert die Möglichkeit zur Realisierung beliebiger Quantengatter als Serie von Rotationen bezüglich verschiedener Achsen entsprechend der Wahl von φ . Insbesondere gilt

$$\hat{R}(\theta, \varphi = \pi) = \hat{R}_x(\theta) \quad \text{sowie} \quad \hat{R}(\theta, \varphi = \pi/2) = \hat{R}_y(\theta) \quad , \quad (6.19)$$

wobei im Folgenden bei Nichtangabe von φ der Wert $\varphi = \pi$ gesetzt wird. Der Rotationswinkel θ wird hierbei auch als Pulsfläche bezeichnet. Er entspricht dem Integral der Kopplungsstärke (siehe Kapitel 3.1.1) über die Zeitdauer des Laserpulses

$$\theta = \int \Omega(t) dt \quad (6.20)$$

und ist demnach ebenfalls experimentell zugänglich. Oft genutzte Pulsflächen entsprechen den Werten $\theta = \pi/2$ bzw. $\theta = \pi$. Die entsprechenden Rotationsoperatoren sind durch

$$\hat{R}_{\pi/2} = \hat{R}(\theta = \pi/2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \quad (6.21)$$

und

$$\hat{R}_{\pi} = \hat{R}(\theta = \pi) = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ -i & 0 \end{pmatrix} \quad (6.22)$$

gegeben. Ein $\pi/2$ -Puls bewirkt die Rotation der Basiszustände in die Äquatorialebene. So folgt beispielsweise

$$\hat{R}_{\pi/2} |0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle - i |1\rangle) \quad . \quad (6.23)$$

Die Anwendung eines π -Pulses hat den Austausch der Besetzungen $|a|^2$ und $|b|^2$ zur Folge, so dass die Blochvektoren der Basiszustände auf den jeweils gegenüberliegenden Pol der Blochkugel rotiert werden. Gleichzeitig wird jedoch die Phase des Zustandes $|\psi\rangle$ um den Faktor i modifiziert und eine Rotation um 2π ist dementsprechend durch

$$\hat{R}_{\pi} \hat{R}_{\pi} |\psi\rangle = -|\psi\rangle \quad (6.24)$$

beschrieben. Eine weitere Quantenoperation, welche in den kohärenten Spektroskopiemethoden der Ramsey- und Spin-Echo-Technik in Abschnitt 6.3 zum Einsatz kommt ist das Modifizieren der relativen Phase zwischen Laserfeld und Qubit als lineare Funktion der Zeit. Dieses Vorgehen wird als freie Präzession bezeichnet und entspricht einer Rotation um die z -Achse:

$$\hat{R}_{\text{frei}}(\theta(t)) = \hat{R}_z(\theta(t)) = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\theta(t)}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\theta(t)}{2}} \end{pmatrix} \quad . \quad (6.25)$$

6.1.2 Zeitentwicklung des Quantenzustandes unter Berücksichtigung von Dekohärenz

In der bisherigen Betrachtung wurde ein Qubit durch ein abgeschlossenes Zwei-Zustands-System dargestellt, welches durch den reinen Zustand $|\psi\rangle$ (Gleichung 6.1) beschrieben wurde und Quantenoperationen entsprachen unitären Transformationen von $|\psi\rangle$. Von dieser idealisierten Beschreibung abweichend, besteht für ein reales physikalisches System immer eine nichtverschwindende Wechselwirkung mit der Umgebung. Im Fall der Kodierung eines Qubits in internen Zuständen der Grundzustandshyperfeinstruktur kommt es beispielsweise zu einer Modifikation der Energieaufspaltung der Basiszustände $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ in Abhängigkeit externer magnetischer und elektrischer (Wechsel)felder. Des Weiteren besteht die Möglichkeit der Photonenstreuung, einerseits als Eigenschaft der optischen erzeugten Fallenpotentiale und andererseits verursacht durch die Manipulation des Qubit-Zustandes mittels Laserlicht. Unabhängig von der speziellen Wechselwirkung kommt es in der Zeitentwicklung des gekoppelten Systems zu einem Transfer von Information über den Zustand des Qubits an die Umgebung. Da die Umgebungs-Freiheitsgrade in weiteren Operationen nicht berücksichtigt sind, resultiert der Verlust von Information und der Qubit-Zustand dieses offenen Systems entwickelt sich mit der Zeit zu einer statistischen Mischung. Diese irreversible, nicht-unitäre Transformation wird als Dekohärenz bezeichnet. Sie begrenzt die Anzahl ausführbarer Quantenoperationen und ihre Zeitkonstante ist damit eine wichtige charakteristische Größe jeder physikalischen Implementierung zur Quanteninformationsverarbeitung. Im Folgenden wird die Beschreibung der Wirkung von Dekohärenz in der Zeitentwicklung des Qubit-Zustandes für die zwei relevanten Prozesse der Messreihen dieses Kapitels, Amplitudendämpfung und Dephasierung, zusammengefasst.

Die Diskussion von Dekohärenzmechanismen erfordert den Wechsel in den Dichtematrixformalismus. Es gilt

$$\hat{\rho} = \sum_i p_i |\psi_i\rangle \langle \psi_i| = |\psi\rangle \langle \psi| \quad (6.26)$$

mit den Besetzungswahrscheinlichkeiten p_i der reinen Zustände $|\psi_i\rangle$, wobei die letzte Identität für die Betrachtung eines Qubits mit Zustand $|\psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle$ Gültigkeit besitzt. Die Einträge der Dichtematrix des Qubit-Zustandes sind

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} aa^* & ab^* \\ ba^* & bb^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{00} & \rho_{01} \\ \rho_{10} & \rho_{11} \end{pmatrix} \quad (6.27)$$

und es folgt für die Blochkugeldarstellung der Dichtematrix

$$\hat{\rho} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+z & x-iy \\ x+iy & 1-z \end{pmatrix} \quad (6.28)$$

mit den Komponenten x , y und z des Blochvektors \vec{B} (siehe Abschnitt 6.1.1).

In einer typischen Messreihe dieser Arbeit wird über viele experimentelle Realisierungen gemittelt. In jeder Einzelrealisierung wird ein Qubit in einem Ausgangszustand präpariert und nach der Ausführung kohärenter Zustandsmanipulationen wird die Population der Basiszustände nachgewiesen. Die Endzustände $|\psi_i\rangle$ der Einzelrealisierungen sind hierbei potentiell verschieden. Aufgrund der nichtverschwindenden Wechselwirkung mit der Umgebung während der Zeitdauer der Zustandsmanipulationen wird der Qubit-Zustand modifiziert, wobei die Modifikation als stochastischer, unkorrelierter Prozess angenommen werden muss. Dem Einfluss der Umgebung auf die Dichtematrix

tematrix der Qubitzustände als Ergebnis einer Messreihe mit vielen Realisierungen kann durch Spurbildung über die Umgebungsfreiheitsgrade entsprechend der Funktion

$$\begin{aligned}\chi(\hat{\rho}) &= \text{Spur}_{\text{Umg}} \left(\hat{U}(\hat{\rho} \otimes \hat{\rho}_{\text{Umg}}) \hat{U}^\dagger \right) \\ &= \sum_i \hat{E}_i \hat{\rho} \hat{E}_i^\dagger\end{aligned}\quad (6.29)$$

Rechnung getragen werden [11, 20]. Die zweite Identität dieses Ausdrucks besitzt besondere Bedeutung. Hier sind die Dekohärenzeffekte in den Operatoren \hat{E}_i (Englisch für *Environment*) zusammengefasst, welche ausschließlich auf die Dichtematrix der Qubitzustände wirken. Diese können für verschiedene Arten der Dekohärenz angegeben werden, wobei die Form der Operatoren \hat{E}_i für viele Wechselwirkungsmechanismen identisch ist. In der Blochkugeldarstellung der Erwartungswerte des Quantenzustandes mit den Komponenten $\langle x \rangle$, $\langle y \rangle$, $\langle z \rangle$ des Blochvektors $\langle \vec{B} \rangle$ weicht die Wirkung der Dekohärenz von den normerhaltenden Rotationen unitärer Operationen ab. Die Anwendung der Funktion (6.29) hat die Deformation der Blochkugel zur Folge, wobei der Informationsverlust als Kompression mit einhergehender Reduktion der möglichen Zustände $\hat{\rho}$ anschaulich wird.

Die für die Messreihen dieses Kapitels wichtigen Dekohärenzeffekte werden als Amplitudendämpfung und Dephasierung bezeichnet. Ihre allgemeine Wirkung entspricht den in der Kernspinresonanz phänomenologisch eingeführten Dämpfungstermen und ergibt sich in Dichtematrixdarstellung zu

$$\chi(\hat{\rho}) = \begin{pmatrix} \bar{\rho}_{00} + (\rho_{00} - \bar{\rho}_{00})e^{-\frac{t}{T_1}} & \rho_{01}e^{-\frac{t}{T_2}} \\ \rho_{10}e^{-\frac{t}{T_2}} & \bar{\rho}_{11} + (\rho_{11} - \bar{\rho}_{11})e^{-\frac{t}{T_1}} \end{pmatrix} . \quad (6.30)$$

Hier charakterisieren die Werte $\bar{\rho}_{00}, \bar{\rho}_{11}$ den Zustand im thermischen Gleichgewicht, in welchen sich das System mit der Zeitkonstante T_1 entwickelt. Diese wird auch als longitudinale Relaxationszeit bezeichnet und hat den Zerfall der Besetzungen in Form der Diagonalelemente von $\hat{\rho}$ zur Folge. Die transversale Relaxationszeit T_2 beschreibt den Verlust der Phasenbeziehung, welche durch die auch als Kohärenzen bezeichneten Nebendiagonalelemente von $\hat{\rho}$ charakterisiert ist. Sie setzt sich aus den Anteilen von Dephasierung durch homogene Effekte mit der Zeitkonstante T_2' und von Dephasierung aufgrund inhomogener Effekte mit der Zeitkonstante T_2^* zusammen:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{T_2^*} . \quad (6.31)$$

Die Ursachen von inhomogener und homogener Dephasierung werden in Abschnitt 6.3 detailliert beschrieben. Ein wichtiges Merkmal in diesem Zusammenhang ist, dass nur die homogene Dephasierung irreversiblen Informationsverlust beschreibt und eine Limitierung der Kohärenzzeit liefert. Die inhomogene Dephasierung ist hingegen reversibel und ihr Einfluss kann experimentell kompensiert werden.

Amplitudendämpfung

Der zugrundeliegende Prozess der Amplitudendämpfung mit der Zeitkonstante T_A ist allgemein die Überführung eines Systems in seinen thermischen Gleichgewichtszustand aufgrund der Kopplung an die Umgebung, welche ein Bad im thermischen Gleichgewicht darstellt. Im Fall des hier betrachteten atomaren Zwei-Zustands-Systems der Qubitbasis ist diese Entwicklung zum

überwiegenden Teil eine Folge von Streuprozessen. Insbesondere Ramanstreuung resultiert in einer Zustandsänderung (siehe Kapitel 3.1.2) und nach wiederholten, unkorrelierten Streuprozessen ist der Quantenzustand auf den statistischen Mittelwert der Qubit-Basis reduziert. Es ist zu bemerken, dass auch ein Transfer in Zustände der Grundzustandshyperfeinstruktur außerhalb der Qubit-Basis stattfinden kann, so dass es zu einer Abnahme der mittleren Besetzung der Qubitbasis kommt. Da die Detektionsmethode jedoch nur zwischen den F -Quantenzahlen unterscheidet wird effektiv die Gleichgewichtsbesetzung der Hyperfeinstrukturmannigfaltigkeiten $|F = 2, m_F\rangle$ und $|F = 3, m_F\rangle$ ohne Auflösung der magnetischen Zustände nachgewiesen. Demnach haben Streuprozesse mit Endzustand außerhalb der Qubitbasis Informationsverlust, jedoch keinen Signalverlust zur Folge. Sie sind daher ebenfalls eine Ursache der Amplitudendämpfung in den Messreihen dieses Kapitels. Die zugehörigen Operatoren zur Auswertung des Ausdrucks (6.29) sind [11]

$$\begin{aligned}\hat{E}_0^A &= \sqrt{p} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \sqrt{1-\gamma_{t,T_A}} \end{pmatrix}, & \hat{E}_1^A &= \sqrt{p} \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{\gamma_{t,T_A}} \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \hat{E}_2^A &= \sqrt{1-p} \begin{pmatrix} \sqrt{1-\gamma_{t,T_A}} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, & \hat{E}_3^A &= \sqrt{1-p} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \sqrt{\gamma_{t,T_A}} & 0 \end{pmatrix}.\end{aligned}\quad (6.32)$$

Die zeitabhängige Funktion γ_{t,T_A} ist mit der Zeitkonstante der Amplitudendämpfung T_A durch

$$\gamma_{t,T_A} = 1 - e^{-\frac{t}{T_A}} \quad (6.33)$$

gegeben. Für große Zeiten $t \gg T_A$ gilt entsprechend den obigen Überlegungen

$$\hat{\rho}_\infty = \lim_{t \rightarrow \infty} \chi_A(\hat{\rho}) = \lim_{t \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^3 \hat{E}_i^A \hat{\rho} \hat{E}_i^{A\dagger} = \begin{pmatrix} \bar{\rho}_{00} & 0 \\ 0 & \bar{\rho}_{11} \end{pmatrix}.\quad (6.34)$$

In der Blochkugeldarstellung drückt sich die Zeitentwicklung mit dem durch Gleichung (6.34) gegebenen Endzustand als nach innen gerichteter Fluss beliebiger Anfangszustände aus:

$$\langle \vec{B} \rangle = \begin{pmatrix} \langle x_0 \rangle \\ \langle y_0 \rangle \\ \langle z_0 \rangle \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \langle x_0 \rangle e^{-\frac{t}{2T_A}} \\ \langle y_0 \rangle e^{-\frac{t}{2T_A}} \\ (\bar{\rho}_{00} - \bar{\rho}_{11})(1 - e^{-\frac{t}{T_A}}) + \langle z_0 \rangle e^{-\frac{t}{T_A}} \end{pmatrix} \quad (6.35)$$

Das Zentrum ist der Endzustand mit $\langle x \rangle = \langle y \rangle = 0$ und $\langle z \rangle = \bar{\rho}_{00} - \bar{\rho}_{11}$. Amplitudendämpfung als Ursache von Dekohärenz beeinflusst also sowohl die mittlere Besetzung der Basiszustände, welche durch die Diagonalelemente der Dichtematrix wiedergegeben werden, als auch die Kohärenzen in Form der Nebendiagonalelemente. Aus dem Vergleich der Beziehungen (6.30) und (6.35) erhält man die Relation $T_1 = T_A$ und $T_2 = 2T_A$.

Dephasierung

Im Unterschied zur Amplitudendämpfung existieren Wechselwirkungsmechanismen, deren Einfluss sich ausschließlich auf die Kohärenzen von $\hat{\rho}$ beschränkt. Die Wirkung dieser Prozesse kann als veränderliche Rotation des Quantenzustandes um die z -Axe der Blochkugel, wie sie durch $\hat{R}_z(\theta)$ (Gleichung 6.14) beschrieben sind, angesehen werden. Kommt es zu Rotationen mit unbestimmten Winkeln θ oder treten Rotationen stochastisch auf, ist der Verlust von Phaseninformation

die Folge. Die Zeitkonstante dieses irreversiblen Prozesses, welcher auch als homogene Dephasierung bezeichnet wird, ist T'_2 . Für eine Beschreibung der reversiblen inhomogenen Dephasierung mit Zeitkonstante T_2^* am Beispiel der Ramseyspektroskopie sei auf Abschnitt 6.3.1 verwiesen. In der experimentellen Implementierung dieser Arbeit wird irreversible Dephasierung beispielsweise durch Magnetfeldrauschen oder Energiefluktuationen der Einzelatom-Qubits verursacht. Im Allgemeinen müssen Effekte, welche die Modifikation der Energieaufspaltung der Qubit-Basiszustände zur Folge haben und so eine unbestimmte zusätzliche Phase zwischen dem betrachteten Qubit und dem zur Manipulation genutzten Laserfeld einführen berücksichtigt werden. Die Operatoren der irreversiblen Dephasierung sind [11]

$$\hat{E}_0^D = \sqrt{\gamma_{t,T'_2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \hat{E}_1^D = \sqrt{1 - \gamma_{t,T'_2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} , \quad (6.36)$$

mit der zeitabhängigen Funktion γ_{t,T'_2} entsprechend

$$\gamma_{t,T'_2} = \frac{1}{2} \left(1 + e^{-\frac{t}{T'_2}} \right) . \quad (6.37)$$

Die Wirkung der Funktion (6.29) mit den Operatoren \hat{E}_0^D, \hat{E}_1^D ist der exponentielle Zerfall der Kohärenzen

$$\langle \vec{B} \rangle = \begin{pmatrix} \langle x_0 \rangle \\ \langle y_0 \rangle \\ \langle z_0 \rangle \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \langle x_0 \rangle e^{-\frac{t}{T'_2}} \\ \langle y_0 \rangle e^{-\frac{t}{T'_2}} \\ \langle z_0 \rangle \end{pmatrix} , \quad (6.38)$$

was der Projektion des Blochvektors auf die z -Achse entspricht. Dephasierung lässt sich demnach auch als Messung des Qubitzustandes in der Basis $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ verstehen. Der Endzustand ist durch

$$\hat{\rho}_\infty = \lim_{t \rightarrow \infty} \chi_D(\hat{\rho}) = \lim_{t \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^1 \hat{E}_i^D \hat{\rho} \hat{E}_i^{D\dagger} = \begin{pmatrix} \rho_{00} & 0 \\ 0 & \rho_{11} \end{pmatrix} , \quad (6.39)$$

gegeben.

6.2 Kohärente Kopplung der Qubit-Basis mittels Licht

Die Beschreibung der Blochkugeldarstellung des Quantenzustandes und der Ein-Qubit-Operationen des letzten Abschnittes erfolgte zunächst unabhängig von der gewählten Qubit-basis und der speziellen Realisierung der kohärenten Kopplung der Qubit-Basiszustände. Sie besitzt, wie auch die allgemeine Wirkung von Dekohärenz, für verschiedene zur Quanteninformationsverarbeitung genutzte physikalische Systeme Gültigkeit (Beispiele finden sich in Refn. [11, 20–23]). Darüber hinaus lässt sich die Wechselwirkung in diesen Systemen oft in Form des Hamiltonoperators (6.15) formulieren, so dass Manipulationen des Qubit-Zustandes entsprechend des Rotationsoperators (6.18) möglich sind. Im Folgenden wird die lasergestützte kohärente Kopplung der Zustände $|5^2S_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle = |0\rangle$ und $|5^2S_{1/2}, F=3, m_F=0\rangle = |1\rangle$ der ^{85}Rb -Grundzustandshyperfeinstruktur diskutiert und auf die Form (6.15) zurückgeführt. Der daran anschließende Abschnitt stellt die experimentelle Implementierung und Signalauswertung am Beispiel von Rabioszillationen vor.

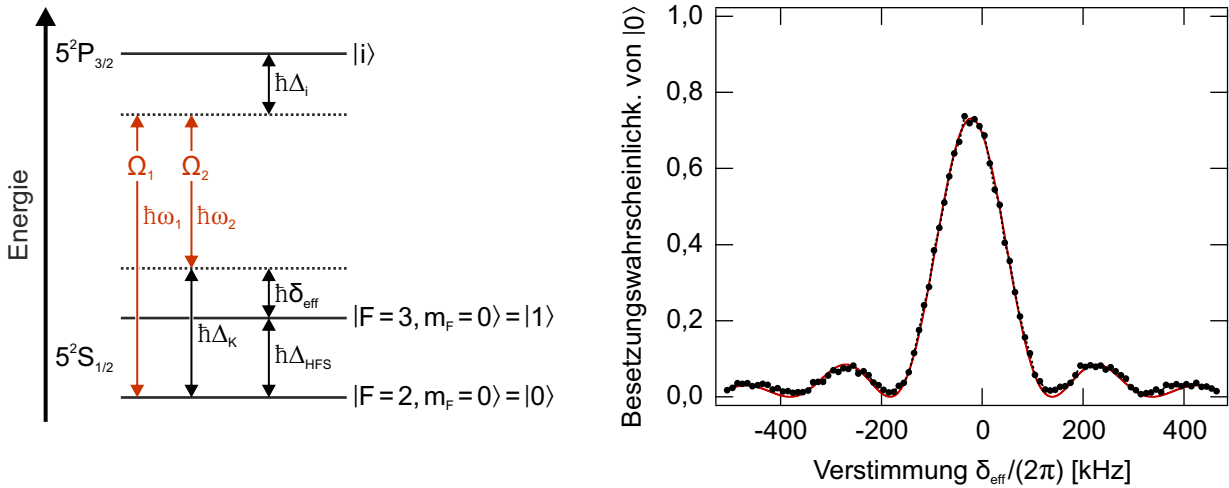


Abbildung 6.2.: Kohärente Zwei-Photonen-Kopplung der Qubit-Basiszustände. (links) Ausschnitt des ^{85}Rb -Termschemas mit eingezeichneten Ein-Photonen-Kopplungen (rote Pfeile) und relevanten Größen des Ramanprozesses (schwarze Pfeile). (rechts) Typische Resonanzkurve des Zwei-Photonen-Übergangs $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ (schwarze Punkte) und angepasste Funktion (6.54) (rot). Eine Verstimmung von $\delta_{\text{eff}} = 0$ entspricht dem Literaturwert der Grundzustands-Hyperfeinstrukturaufspaltung $\Delta_{\text{HFS}} = 2\pi \cdot 3,035732439$ GHz. Jedem Datenpunkt liegen ca. 1100 Einzelmessungen zugrunde.

6.2.1 Stimulierter Ramanprozess

Die Grundzustandshyperfeinstruktur von ^{85}Rb -Atomen setzt sich aus den beiden Mannigfaltigkeiten $|5^2S_{1/2}, F=2, m_F\rangle$ und $|5^2S_{1/2}, F=3, m_F\rangle$ zusammen, deren Frequenzaufspaltung $\Delta_{\text{HFS}}/(2\pi) = 3,035732439$ GHz beträgt [110] (siehe Anhang A). Übergänge zwischen den einzelnen magnetischen Zuständen, wie denen der Qubitbasis, können durch Mikrowellenstrahlung oder optisch, wie in den Messungen dieser Arbeit, mit Hilfe eines Zwei-Photonen-Prozesses induziert werden [172]. Letzterer wird auch als stimulierter Ramanprozess bezeichnet. In der experimentell genutzten Konfiguration wird dieser mit Laserstrahlung im Wellenlängenbereich der ^{85}Rb -D2-Linie realisiert. Die wichtigen Größen und Verhältnisse sowie eine typische Resonanzkurve des kohärenten Ramanübergangs sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Links ist ein Ausschnitt der Energieniveaustruktur gezeigt, welcher die Hyperfeinstruktur des $5^2S_{1/2}$ -Grundzustandes und den angeregten Zustand $5^2P_{3/2}$ (ohne Auflösung der Hyperfeinstruktur) umfasst. Letzterer wird im Folgenden auch als intermediärer Zustand $|i\rangle$ bezeichnet. Für die Zwei-Photonen-Kopplung der Qubit-Basiszustände $|0\rangle, |1\rangle$ kommen zwei Laserfelder mit Frequenzen ω_1, ω_2 zum Einsatz, welche mit einem phasenstabilisierten Diodenlasersystem („Kopplungslaser“) generiert werden. Die Verstimmung gegenüber dem intermediären Niveau ist durch

$$\omega_{|1\rangle \leftrightarrow |i\rangle} - \omega_2 \approx \omega_{|0\rangle \leftrightarrow |i\rangle} - \omega_1 = \Delta_i \quad (6.40)$$

gegebenen. Die Differenzfrequenz $\Delta_K = \omega_1 - \omega_2$ der beiden Laserfelder ist im Bereich der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes frei einstellbar: $\Delta_K \approx \Delta_{\text{HFS}}$. Des Weiteren wird die Verstimmung von Δ_K gegenüber Δ_{HFS} mit $\delta_{\text{eff}} = \Delta_K - \Delta_{\text{HFS}}$ angegeben.

Es gilt eine Reihe von Beziehungen zwischen den oben genannten Größen, welche die weitere

Betrachtung vereinfachen. So kann die Frequenzbreite der Laserfelder kleiner der natürlichen Linienbreite der atomaren Übergänge angenommen werden

$$\Delta\omega_1 \approx \Delta\omega_2 \ll \Gamma_{|i\rangle \rightarrow |1\rangle} \approx \Gamma_{|i\rangle \rightarrow |2\rangle} \quad (6.41)$$

und die effektive Verstimmung δ_{eff} ist in jedem Fall kleiner als die Grundzustands-Hyperfeinstrukturaufspaltung Δ_{HFS} . Zudem ist die Verstimmung beider Laserfelder in Bezug auf das intermediäre Niveau groß gegenüber dessen Hyperfeinstruktur sowie gegenüber der Grundzustandshyperfeinstruktur:

$$\delta_{eff} \ll \Delta_{HFS} \ll \Delta_i \quad . \quad (6.42)$$

Darüber hinaus sind die Rabi-Frequenzen Ω_1, Ω_2 der Ein-Photonen-Kopplungen klein im Vergleich mit der natürlichen Linienbreite und dem Frequenzunterschied der Übergänge:

$$\Omega_1 \approx \Omega_2 \ll \Gamma_{i \rightarrow 1} \approx \Gamma_{i \rightarrow 2} \ll \Delta_{HFS} \ll \Delta_i \quad . \quad (6.43)$$

Mit diesen Voraussetzungen werden ausschließlich die Übergänge $|0\rangle \leftrightarrow |i\rangle$ und $|1\rangle \leftrightarrow |i\rangle$ induziert. Unter Vernachlässigung schnell oszillierender Terme ist der Hamiltonoperator des gekoppelten Drei-Niveau-Systems, den Betrachtungen aus Kapitel 3.1 folgend, durch

$$\hat{H}_{3N} = \hbar\omega_{|0\rangle} |0\rangle \langle 0| + \hbar\omega_{|1\rangle} |1\rangle \langle 1| + \hbar\omega_{|i\rangle} |i\rangle \langle i| + \frac{1}{2}\hbar\Omega_1(\hat{\sigma}_{0i} + \hat{\sigma}_{0i}^\dagger) + \frac{1}{2}\hbar\Omega_2(\hat{\sigma}_{1i} + \hat{\sigma}_{1i}^\dagger) \quad (6.44)$$

gegeben. Für die Kopplungsstärken gilt

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= -\frac{1}{\hbar} \sum_{F', m'_F} \langle 5^2P_{3/2}, F', m'_F | \hat{d} \cdot \mathbf{E} | 5^2S_{1/2}, F = 2, m_F = 0 \rangle \\ \Omega_2 &= -\frac{1}{\hbar} \sum_{F', m'_F} \langle 5^2P_{3/2}, F', m'_F | \hat{d} \cdot \mathbf{E} | 5^2S_{1/2}, F = 3, m_F = 0 \rangle \quad , \end{aligned} \quad (6.45)$$

wobei über alle Zustände der Hyperfeinstruktur des $5^2P_{3/2}$ -Niveaus summiert wird. Eine Kopplung an das Niveau $5^2P_{1/2}$ wird aufgrund der großen Verstimmung vernachlässigt. Hier sind die Auswahlregeln für Dipolübergänge zu beachten, beispielsweise verschwindet die Kopplung für Übergänge mit $|\Delta F| > 1$, $|\Delta m_F| > 1$, oder $|\Delta F| = |\Delta m_F| = 0$. Experimentell wurde eine gleichsinnige zirkuläre Polarisation der beiden Laserfelder gewählt ($q_1 = q_2 = 1$), so dass in Ausdruck (6.45) bezüglich der magnetischen Quantenzahlen der Zusammenhang $m'_F = m_F + q = 1$ gilt.

Im Speziellen bedeutet der Zusammenhang $\Omega_1, \Omega_2 \ll \Delta_i$, dass eine Besetzung des intermediären Zustandes in Folge der Ein-Photonen-Kopplungen vernachlässigt werden kann. Dies hat ebenfalls das Verschwinden inkohärenter, spontaner Zerfallsprozesse aus dem angeregten Niveau zu Folge. In der Betrachtung der Zeitentwicklung des gekoppelten Systems ist es nun möglich, den Zustand $|i\rangle$ adiabatisch zu eliminieren [173–175]. Folglich resultiert ein effektives Zwei-Niveau-System der Zustände $\{|0\rangle, |1\rangle\}$, mit einem Wechselwirkungsanteil des Hamiltonoperators entsprechend dem aus Gleichung (6.15). Die Zwei-Photonen-Rabi-Frequenz Ω_{2p} ist in dieser Konfiguration durch

$$\Omega_{2p} = \frac{\Omega_2^* \Omega_1}{2\Delta_i} \quad (6.46)$$

gegeben, wobei hier angenommen wurde, dass eine resonante Anregung des Übergangs $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ erfolgt ($\Delta_K = \Delta_{HFS}$). Unter dem Einfluss des differentiellen ac-Starkeffektes der Dipolfalle δ_{Diff} und der Kopplungslaser δ_K weicht die Resonanzfrequenz des Qubit-Übergangs jedoch vom Literaturwert der ungestörten Grundzustands-Hyperfeinstrukturaufspaltung ab. Hier ist $\delta_{Diff} = 2\pi \cdot \delta \nu_{Diff}$ gemäß Formel (3.25) und für δ_K gilt den Betrachtungen aus Kapitel 3.1.2 folgend

$$\delta_K = \frac{1}{\hbar} \sum_{i=1}^2 [\delta E_{F=3, m_F=0}(I_i, q=1, \omega_i) - \delta E_{F=2, m_F=0}(I_i, q=1, \omega_i)] \quad , \quad (6.47)$$

mit den Intensitäten der I_1, I_2 der Laserfelder. Des Weiteren kommt es zu einer Frequenzverschiebung δ_B der effektiven Resonanzfrequenz in Folge des quadratischen Zeeman-Effektes. Diese lässt sich anhand der Breit-Rabi-Formel berechnen [110, 176]:

$$\delta_B = \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B^2 B^2}{2\hbar \Delta_{HFS}} \quad . \quad (6.48)$$

Hier bezeichnen g_J, g_I den elektronischen bzw. nuklearen Landé-Faktor (siehe Anhang A) und μ_B ist das Bohrsche Magneton. Das zur Vorgabe der Quantisierungsachse angelegte Magnetfeld beträgt in den Messungen dieses Kapitels $B = 92,5 \mu\text{T}$, so dass eine Frequenzmodifikation von $\delta_B = 2\pi \cdot 1107 \text{ Hz}$ resultiert.

Für die verallgemeinerte Rabifrequenz des Ramanprozesses ergibt sich unter Berücksichtigung dieser Modifikationen

$$\Omega_R = \sqrt{\Omega_{2P}^2 + (\delta_{eff} - \delta_{Diff} - \delta_K - \delta_B)^2} \quad (6.49)$$

und die Resonanzbedingung lautet

$$\delta_{eff} - \delta_{Diff} - \delta_K - \delta_B = 0 \quad . \quad (6.50)$$

Die experimentell erreichten Kopplungsstärken liegen auf Resonanz ($\Omega_R = \Omega_{2P}$) in der Größenordnung $2\pi \cdot 100 \text{ kHz}$, woraus sich nach Gleichung (6.20) eine Einstrahldauer von ca. $5 \mu\text{s}$ für eine Rotation R_π bei rechteckigem Intensitätsverlauf des π -Pulses ergibt. Abbildung 6.2 (rechts) zeigt den Verlauf der Zwei-Photonen-Resonanz, welcher durch Applizieren eines solchen Pulses ($t_\pi = 5,5 \mu\text{s}$) bei Variation der effektiven Verstimmungen δ_{eff} erhalten wurde.

6.2.2 Experimentelle Implementierung am Beispiel von Rabioszillationen

Die Kopplung der Qubit-Basiszustände als Folge des stimulierten Ramanprozesses bewirkt die Rotation des Quantenzustandes mit dem zeitabhängigen Winkel $\theta(t) = \Omega_R \cdot t$. Das kontinuierliche Einstrahlen der Kopplungslaser ruft daher entsprechend

$$\hat{R}(\theta(t), \varphi) |\psi\rangle = \begin{pmatrix} \cos(\theta(t)/2) & ie^{i\varphi} \sin(\theta(t)/2) \\ ie^{-i\varphi} \sin(\theta(t)/2) & \cos(\theta(t)/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (6.51)$$

ein oszillatorisches Verhalten der Amplituden a, b der Basiszustände hervor, welches nach I. I. Rabi² als Rabioszillation bezeichnet wird. Bei Anfänglicher Präparation im Zustand $|1\rangle$ ($|b|^2 = 1$) ergibt sich für die Zeitentwicklung der Besetzung des Zustandes $|0\rangle$

$$|a(t)|^2 = \frac{\Omega_{2P}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R}{2} \cdot t\right) \quad . \quad (6.52)$$

² Nobelpreis in Physik 1944 [177]

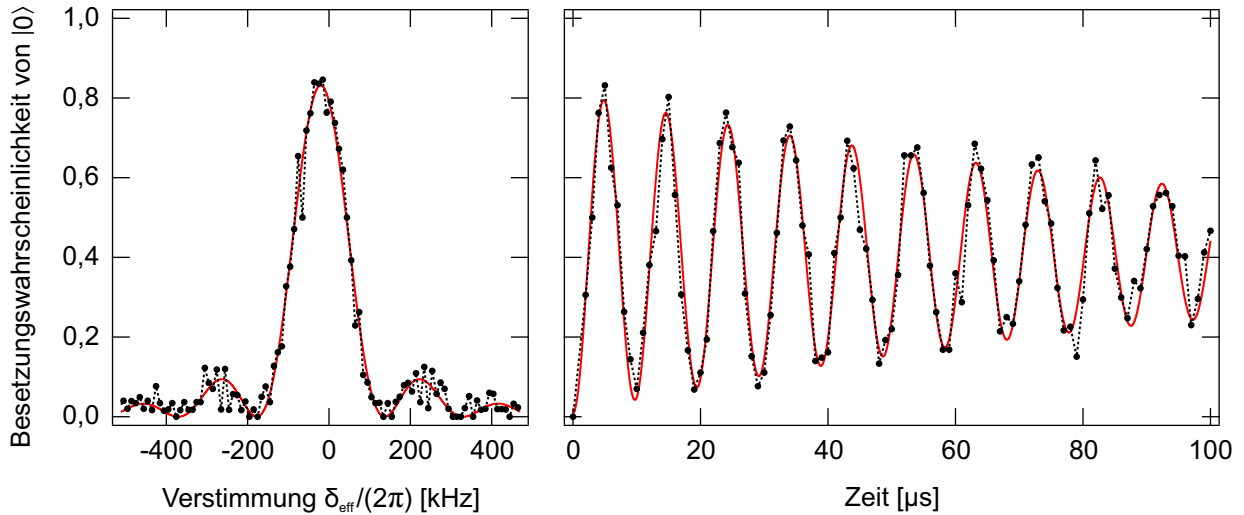


Abbildung 6.3.: (links) Spektrum der Zwei-Photonen-Resonanz von Einzelatom-Qubits einer zentralen Registerfalle (schwarze Punkte) und angepasste Funktion (6.54) (rot). Die π -Puls-Dauer beträgt $5,5 \mu\text{s}$. (rechts) Rabioszillationen auf Resonanz (schwarze Punkte) und angepasste Funktion (6.55) (rot). Die Rabifrequenz beträgt $\Omega_R = 2\pi \cdot 103(1) \text{ kHz}$ und die Zeitkonstante der Amplitudendämpfung ist $T_{Rabi} = 111(13) \mu\text{s}$. Jedem Datenpunkt liegen ca. 50 (links) bzw. ca. 100 (rechts) Einzelmessungen zugrunde.

Auf Resonanz gilt $\Omega_R = \Omega_{2p}$ und die Oszillationsamplitude entspricht einem vollständigen Austausch der Besetzungen $|a|^2, |b|^2$. In Übereinstimmung mit den Definitionen des $\pi/2$ -Pulses bzw. des π -Pulses gilt wiederum auf Resonanz $t_{\pi/2} = \pi/(2\Omega_{2p})$ und $t_\pi = \pi/(\Omega_{2p})$ sowie $|a(t_{\pi/2})|^2 = 1/2$ und $|a(t_\pi)|^2 = 1$. Bei nichtresonanter Kopplung wird die Oszillationsamplitude gemäß Ω_{2p}^2/Ω_R^2 reduziert.

Abbildung 6.3 zeigt das Spektrum der Zwei-Photonen-Resonanz und Rabioszillationen auf Resonanz, welche über mehrere Experimentzyklen für die Einzelatom-Qubits einer zentralen Registerfalle aufgenommen wurden. Dargestellt ist die mittlere Besetzung des Zustandes $|0\rangle$ nach anfänglicher Präparation im Zustand $|1\rangle$. Jedem Datenpunkt liegen ca. 50 (links) bzw. ca. 100 (rechts) Einzelmessungen zugrunde. Es ist zu bemerken, dass in der experimentellen Realisierung kein vollständiger Austausch der mittleren Besetzung beobachtet wird. Ausgehend vom Startwert $|a|^2 = 0$ erreicht die Amplitude beider Signale $|a|_{Exp,max}^2 \approx 0,8$, womit der theoretische Maximalwert von $|a|_{Theo,max}^2 = 1$ deutlich unterschritten wird. Des Weiteren ist im Signalverlauf der Rabioszillationen eine Dämpfung der Oszillationsamplitude zu beobachten, welche auf Dekohärenz hinweist. Die Analyse dieser Abweichungen von der theoretischen Beschreibung nach Formel (6.52) machen das genaue Verständnis der eingesetzten experimentellen Techniken und der Methoden der Datenauswertung unabdingbar, welche im Folgenden zunächst vorgestellt werden. Eine detaillierte Diskussion des Signalverlaufes erfolgt im Anschluss daran.

Phasenstabilisiertes Diodenlasersystem

Die Zwei-Photonen-Kopplung in Form des stimulierten Ramanprozesses des letzten Abschnittes erfordert zwei Lichtfelder mit den optischen Frequenzen ω_1, ω_2 . Diese werden von zwei Diodenlasern („Kopplungslaser“) generiert [130], welche rotverstimmt gegenüber der ^{85}Rb -D2-Linie betrieben werden. Die mit Hilfe eines Wellenlängenmessgerätes (81620B, Hewlett & Packard) bestimmten experimentellen Werte sind $\omega_1 = 2\pi \cdot 384,212(1) \text{ THz}$ und $\omega_2 =$

$2\pi \cdot 384,209(1)$ THz, woraus nach Formel (6.40) eine Verstimmung gegenüber der $^{85}\text{Rb-D2}$ -Linie von $\Delta_i = -2\pi \cdot (21,4 \pm 1,0)$ GHz folgt. Die Absolutfrequenzen der Laser sind nicht aktiv stabilisiert, jedoch ist ihre passive Stabilität ausreichend für die dargestellten Experimente. Die beobachtete Änderung der Verstimmung Δ_i beträgt maximal $2\pi \cdot 0,5$ GHz im Verlauf einer Messreihe. Wesentlich höhere Anforderungen bestehen an die Stabilität der Differenzfrequenz Δ_K . Die Phase des Quantenzustandes der betrachteten Qubits ist relativ zu der Phase von Δ_K definiert, wodurch eine Phasenstabilisierung der Laser unabdingbar wird. Hierzu wird die Differenzfrequenz Δ_K auf einer schnellen Photodiode detektiert (*G4176-03*, Hamamatsu Photonics) und über eine analoge Phasenregelschleife (*phase lock loop*, *PLL*) an einen lokalen Referenzoszillator angebunden. Die Referenzfrequenz der Größenordnung Δ_{HFS} wird durch Mischen des Signals zweier Synthesizer (*8671A*, Hewlett & Packard und *SMGU*, Rhode & Schwarz) der Frequenzen 2900 MHz und 135 MHz bereitgestellt. Die Ausgabefrequenz des Letzteren kann computergesteuert mit einer Auflösung von 1 Hz eingestellt werden, was die Kontrolle von $\delta_{eff} = \Delta_K - \Delta_{HFS}$ und damit Messreihen der Form aus Abbildung 6.3 (links) ermöglicht. Eine ausführliche Beschreibung des Lasersystems findet sich in den Arbeiten von M. Scherer [178], A. Lengwenus [61] und J. Kruse [62]. Der mittlere Phasenfehler der Stabilisierung wurde zu $\sqrt{\langle \varphi^2(t) \rangle} = 24$ mrad bestimmt [62, 69]. Die Quantisierungsachse wird mit Hilfe eines Magnetfeldes der Stärke $92,5 \mu\text{T}$ entlang der Achse der Zugänge B und C der Vakuumkammer vorgegeben (vergleiche Abbildung 3.12). Das Licht der Kopplungslaser wird über Zugang C auf der Quantisierungsachse geführt und besitzt bezüglich dieser zirkulare Polarisation. In der gewählten Konfiguration erfolgt eine parallelisierte Adressierung aller Registerplätze. Die experimentell ermittelte Intensität der Kopplungslaser am Ort der Atome ist $I = 1,7 \text{ W cm}^{-2}$, mit gleichem Anteil beider Lichtfelder. Diese entspricht mit den obigen Laserfrequenzen einer Rate der Photonenstreuung durch Kopplung an die $^{85}\text{Rb-D2}$ -Linie von $\Gamma_{\text{Rayleigh}} = 200 \text{ s}^{-1}$ für Rayleighstreuung bzw. $\Gamma_{\text{Raman}} = 100 \text{ s}^{-1}$ für zustandsändernde Ramanstreuung (siehe Kapitel 3.1.2). Leistungsschwankungen der Kopplungslaser im Vergleich einzelner Pulse eines Experimentzyklus sind kleiner 0,5 % und während einer Messreihe werden Leistungsdrifts kleiner 2 % beobachtet.

Experimentelle Sequenz und Parameter der Dipolfallen

In den Messreihen dieses Kapitels wurde der in Abschnitt 3.3.5 beschriebene experimentelle Ablauf um die in Abschnitt 4.4 vorgestellte Mehrfachdetektion individueller Atome erweitert. Insgesamt umfasst ein Experimentzyklus fünf Belichtungsphasen der Dauer von jeweils 75 ms. Des Weiteren werden innerhalb eines Experimentzyklus unterschiedliche Fallentiefen genutzt. Die Fluoreszenzdetektion erfordert tiefe Fallen um Atomverlust zu minimieren. In der Phase der kohärenten Manipulation der Qubits wird die Fallentiefe hingegen abgesenkt, so dass Photonenstreuung des fallenerzeugenden Lichtes und der differentielle ac-Starkeffekt der Dipolfallen reduziert werden.

Die Dipolfallenregister werden durch Abbilden der Fokalebene von ML4 in die Vakuumkammer generiert. So entsteht ein Register mit quadratischem Raster der Periode $9,8 \mu\text{m}$ aus Fallen der Größe von $w_0 = 1,5 \mu\text{m}$. Die Wellenlänge des Dipolfallenlasers ist $805,1 \text{ nm}$ und der Strahlradius am Ort des Mikrolinsenregisters beträgt $443 \mu\text{m}$. Während den Belichtungsphasen besitzt die zentrale Falle eine Tiefe von $U_0 = k_B \cdot 2,1 \text{ mK}$. Aus dem Strahlradius des Dipolfallenlasers ergibt sich eine Variation Fallentiefen, so dass eine Eckfalle des 5×5 -Ausschnittes zentraler Registerfallen eine Tiefe von $U_0 = k_B \cdot 0,8 \text{ mK}$ aufweist. Nach dem Laden der Fallen während einer Melassenphase dienen zwei Belichtungsphasen der Präparation eines Einzelatom-Quantenregisters. Wie in Abschnitt 4.4 diskutiert reduziert dieses Vorgehen den Atomverlust während weiterer Belichtungsphasen. Anschließend erfolgt die erste zur Datenerzeugung genutzte Belichtungsphase (Belichtungsphase 3), in welcher die Verteilung der Einzelatome nachgewiesen wird. Diese wird im Folgenden als

erste Detektion bezeichnet. Das Quantenregister ist durchschnittlich zu 50 % gefüllt. Es folgt eine Melassenphase der Dauer von 5 ms, welche im Gegensatz zu der Konfiguration der Fluoreszenzdetektion aus Laserstrahlen in allen drei Raumdimensionen besteht. Sie dient dem erneuten Kühlen der Atome und somit der Reduktion von Atomverlusten während der folgenden Sequenz aus Absenken und Wiederanheben der Fallentiefen [179]. Im Anschluss wird die Tiefe aller Fallen in einer linearen Rampe über 20 ms auf 12 % des Startwertes reduziert. Für die zentrale Falle gilt nun $U_0 = k_B \cdot 0,25$ mK und die Streuraten berechnen sich zu $\Gamma_{\text{Rayleigh}} = 23 \text{ s}^{-1}$ bzw. $\Gamma_{\text{Raman}} = 5 \text{ s}^{-1}$. Atome im Zentrum dieser Falle erfahren den maximalen differentiellen ac-Starkeffekt von $\delta_{\text{Diff}}^{\text{max}} = 2\pi \cdot 2,5$ kHz. Die flachste Falle der zentralen 25 Registerplätze besitzt eine abgesenkte Fallentiefe von $U_0 = k_B \cdot 0,1$ mK und entsprechend reduzierte Größen der Streuraten sowie des differentiellen ac-Starkeffektes. Die effektiven Werte von Γ_{Rayleigh} , Γ_{Raman} und δ_{Diff} sind eine Funktion der effektiven Fallentiefe, welche aus dem Verhältnis η der mittleren Atomtemperatur zur Fallentiefe hervorgeht. Ihre Mittelwerte werden daher als Funktion der Energieverteilung der Einzelatome vieler experimenteller Realisierungen modifiziert. Für die tiefen Fallen der Belichtungsphasen wurde in Kapitel 4.2 ein Verhältnis von $\eta = 0,2$ angenommen, woraus sich die Reduktion der Werte Γ_{Rayleigh} , Γ_{Raman} und δ_{Diff} um 20 % ergibt. Der Einfluss der annähernd zehnfachen Reduzierung der Fallentiefe ausgehend von den Parametern der vorangehenden optischen Melasse auf das Verhältnis η bleibt zu klären.

Die Atome aller Registerpositionen werden durch globales Einstrahlen des Rückpumpasers sowie eines linear polarisierten und zum Übergang $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3\rangle$ resonanten Umpumpasers im Zustand $|5^2S_{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$ präpariert (siehe Kapitel 3.3.3), was 400 μs in Anspruch nimmt. Nach der Zustandspräparation werden bis auf den Dipolfallenlaser und den Strahlweg der Kopplungslaser alle Laserstrahlen mechanisch blockiert, wodurch eine Wartezeit von 200 μs entsteht. Anschließend ist die kohärente Manipulation der Einzelatom-Qubits durch Ausführung von Zustandsrotationen ausgehend vom Startzustand $|1\rangle$ möglich. Das Licht der Kopplungslaser kann hierzu mit Hilfe eines akustooptischen Modulators geschaltet werden. Die minimale Zeitdauer eines Pulses ist aufgrund der Bandbreite des AOMs auf 0,2 μs begrenzt und bei einer Pulsdauer kleiner 1 μs kommt es zu signifikanten Abweichungen von einer rechteckigen Form des Intensitätsverlaufes. Nach Abschluss der Ein-Qubit-Operationen öffnet der mechanische Verschluss eines über Zugang C geführten Laserstrahls innerhalb von 200 μs , welcher zum Kühlübergang resonantes Licht einstrahlt. Dies bewirkt die Projektion des Quantenzustandes auf die Basiszustände $\{|0\rangle, |1\rangle\}$ durch Entfernen der Besetzung des Zustandes $|1\rangle$. In der Folge wird die Fallentiefe in einer linearen Rampe auf die Belichtungsparameter angehoben und die Verteilung der verbleibenden Einzelatome des Quantenregisters in der zweiten zur Datenerzeugung genutzten Belichtungsphase detektiert (Belichtungsphase 4). Diese Belichtungsphase wird im Folgenden als zweite Detektion bezeichnet. Nachdem eine Dunkelmessung bei ausgeschaltetem Dipolfallenregister und ohne Applikation der Laser der Fluoreszenzdetektion aufgenommen wurde (Belichtungsphase 5), startet der nächste Experimentzyklus.

Datenauswertung

Die Rohdaten der Messreihe der Rabioszillationen aus Abbildung 6.3 bestehen aus den in 20200 Messzyklen gewonnenen Fluoreszenzbildern. Für jeden der 101 Zeitschritte im Abstand einer Mikrosekunde wurde die Messung 200-Fach wiederholt. Wie in Kapitel 4.3.1 diskutiert, werden aus den detektierten Signalstärken der einzelnen Registerpositionen für jede Belichtungsphase Histogramme gebildet. Auf diese Weise kann eine Grenze der Signalstärke gewonnen werden, welche die computergestützte Zuordnung jedes detektierten Ereignisses zu der Klasse der Null-Atom-Ereignisse bzw. der Ein-Atom-Ereignisse ermöglicht.

Die Histogramme der in allen Messzyklen der Rabioszillationen detektierten Signalstärken einer

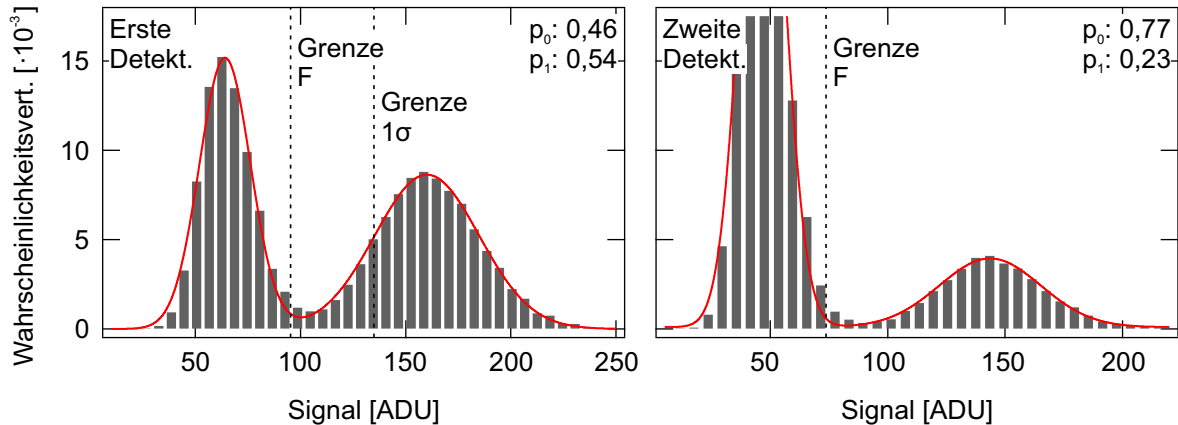


Abbildung 6.4.: Histogramme der Wahrscheinlichkeitsverteilung der detektierten Signalstärken der zwei Belichtungsphasen vor (links) und nach (rechts) der kohärenten Zustandsmanipulation. Eine Signalstärke größer der „Grenze 1σ “ stellt das Vorhandensein eines Einzelatom-Qubits sicher (siehe Text). In der zweiten Belichtung entsprechen Ein-Atom-Ereignisse mit einer Signalstärke größer „Grenze F“ der Detektion im Zustand $|0\rangle$. Der Anteil dieser Ereignisklasse ist in Folge des zustandselektiven Nachweises durch Entfernen der Besetzung des Zustandes $|1\rangle$ gegenüber der ersten Detektion reduziert.

zentralen Registerposition sind in Abbildung 6.4 für zwei Belichtungsphasen gezeigt. Als erste Detektion ist hier die Detektionsphase unmittelbar vor der Manipulation des Quantenzustandes bezeichnet (Belichtungsphase 3), die zweite Detektion erfolgt unmittelbar danach (Belichtungsphase 4). Die in beiden Histogrammen eingezeichnete Zuordnungsgrenze „Grenze F“ ergibt sich aus den angepassten Normalverteilungen unter der Bedingung identischer Fehlerbeiträge ϵ_0, ϵ_1 im Ausdruck der Fidelity (4.14). Die angegebenen Atomzahl-Wahrscheinlichkeiten p_0, p_1 wurden anhand der Zuordnung gemäß „Grenze F“ ermittelt. Im Vergleich der beiden Detektionsphasen ist die Reduktion des Auftretens von Ein-Atom-Ereignissen in den Daten der zweiten Detektion zu beobachten. Dies resultiert aus der Ausführung von Zustandsrotationen und der Projektion des Qubit-Zustandes auf die Basiszustände. Wie im letzten Abschnitt beschrieben, werden hierzu alle Einzelatom-Qubits im Zustand $|1\rangle$ entfernt, so dass im Mittel der Rabioszillationen die Einzelatome der ersten Detektion nur noch zu ca. 50 % in der zweiten Detektion vorhanden sind.

Mit Hilfe der angepassten Normalverteilung des Ein-Atom-Signals der ersten Belichtung wurde ein weiterer, als „Grenze 1σ “ bezeichneter Wert der Signalstärke definiert. Wie in Abbildung 6.4 (links) dargestellt, befindet sich die zusätzliche Grenze im Abstand der einfachen Standardabweichung (1σ) unterhalb des Maximums der Ein-Atom-Signalverteilung. Der Abstand zum Maximum der Klasse der Null-Atom-Ereignisse beträgt mehr als vier Standardabweichungen in Bezug auf dessen Statistik. Die Wahrscheinlichkeit ein Null-Atom-Ereignis anhand der „Grenze 1σ “ fälschlicherweise als Ein-Atom-Ereignis zu werten ist damit auf $\epsilon_0 < 3,2 \cdot 10^{-3}$ reduziert. Die „Grenze 1σ “ bietet daher die Möglichkeit, praktisch das Vorhandensein eines Atoms bei Wertung als Ein-Atom-Ereignis sicherzustellen, wofür jedoch die Reduktion der Gesamtzahl der Ein-Atom-Ereignisse um 15,9 % in Kauf genommen werden muss.

In der Auswertung der Daten der Messreihen dieses Kapitels wurden alle Signale der ersten Detektion mit einer Stärke größer des Wertes der jeweiligen „Grenze 1σ “ als Ein-Atom-Ereignis gewertet. Für alle Einzelrealisierungen wurde an jeder Registerposition das Vorhandensein eines Einzelatoms mit der ersten Detektion geprüft und es wurden ausschließlich entsprechend selektier-

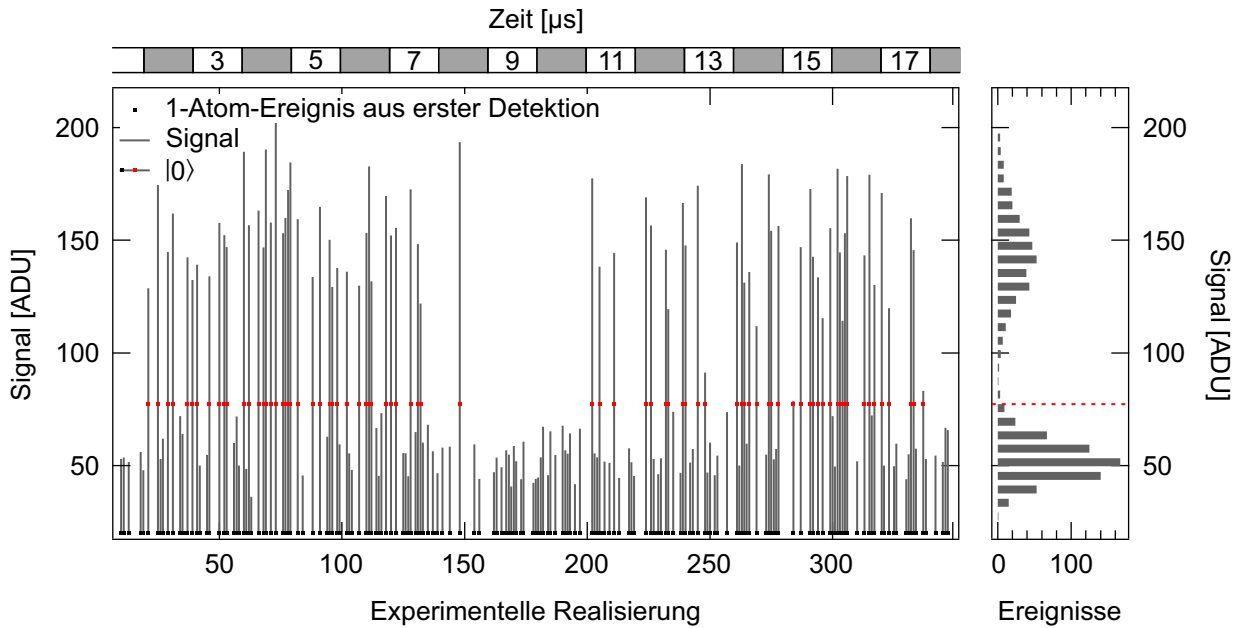


Abbildung 6.5.: Rohdaten der zweiten Detektion eines Ausschnitts der Rabioszillationen aus Abbildung 6.3. Es sind nur Signale (graue Balken) von experimentellen Realisierungen gezeigt, bei welchen in der ersten Detektion ein Einzelatom-Qubit detektiert wurde (schwarze Punkte). Null-Atom-Ereignisse werden als Detektion in Zustand $|1\rangle$ gewertet, Ein-Atom-Ereignisse (rote Punkte) sind dem Zustand $|0\rangle$ zugeordnet.

te Messzyklen in der weiteren Auswertung der Signale berücksichtigt. Für die Atomzahlzuordnung der zweiten Detektion wurde die „Grenze F“ genutzt. So wurde jeweils geprüft, ob das anfangs vorhandene Einzelatom nach der Sequenz aus Absenken der Falltiefe, Präparation im Zustand $|1\rangle$, Manipulation des Qubit-Zustandes, Projektion auf die Qubitbasis und Wiederanheben der Falltiefe weiterhin vorhanden war.

Die Charakteristika dieses Prozesses sind in Abbildung 6.5 für die betrachtete zentrale Registerfalle an einem Ausschnitt der Daten der zweiten Detektion dargestellt, welcher die ersten $18 \mu\text{s}$ der Rabioszillationen mit jeweils 20 Messzyklen pro Zeitschritt zeigt. Das Signal jeder Einzelrealisierung gibt die Projektion des Quantenzustandes eines Einzelatom-Qubits auf einen seiner Basiszustände wieder. Im Zeitverlauf sind bereits die charakteristischen Oszillationen an einer Variation der Häufigkeit der detektierten Ereignisse erkennbar. Wird das Qubit vornehmlich im Zustand $|0\rangle$ detektiert treten gehäuft hohe Ein-Atom-Signalstärken auf, während der Nachweis im Zustand $|1\rangle$ niedrige Null-Atom-Signalstärken (Hintergrundsignal) zur Folge hat. Die Oszillationsmaxima bei $5 \mu\text{s}$ und $15 \mu\text{s}$ sowie das dazwischen liegende Minimum bei $10 \mu\text{s}$ sind zu erkennen. Die Rabioszillationen in Abbildung 6.3 (rechts) wurden wiederum aus 10 dieser Messreihen gewonnen. Jedes Ein-Atom-Ereignis der ersten Detektion ist mit einem schwarzen Punkt auf der Abszisse gekennzeichnet und die Signalstärke der zweiten Detektion dieser Messzyklen ist als grauer Balken dargestellt. Die Signale von Messzyklen mit einer Signalstärke der ersten Detektion kleiner der „Grenze 1σ “ sind nicht gezeigt. Die Anzahl der dargestellten Signale ist daher geringer als die Zahl der experimentellen Realisierungen. Rechts ist das Histogramm der so selektierten Messzyklen aller Zeiten dieses Datensatzes dargestellt.

Alle Ereignisse mit einer Signalstärke größer als der Wert von „Grenze F“ sind links zusätzlich mit einem roten Punkt in Höhe des Grenzwertes von $77,3 \text{ ADU}$ markiert. Diesen wurde für die weitere Auswertung der Wert $S_z^j(t_i) = 1$ zugewiesen, während Null-Atom-Ereignisse

dem Wert $S_z^j(t_i) = 0$ entsprechen. Alle analysierten Messzyklen weisen, wie oben erläutert, ein Ein-Atom-Ereignis in der ersten Detektion auf, welche dem Wert $S_e^j(t_i) = 1$ entsprechen. Das dargestellte Vorgehen überführt die Signalstärken-Verteilung der experimentellen Daten auf diskrete Digitalwerte, wodurch der Einfluss der variierenden, normalverteilten Signalstärke der Einzelereignisse beider Ereignisklassen eliminiert wird. Im Anschluss wird für jeden Zeitschritt t_i das Verhältnis der Summe der Ein-Atom-Ereignisse der zweiten Detektion zu der Summe der Ein-Atom-Ereignisse der ersten Detektion gebildet, wobei letztere der Summe der selektierten Messzyklen entspricht:

$$|a(t_i)|_{Exp}^2 = \sum_j \frac{S_z^j(t_i)}{S_e^j(t_i)} . \quad (6.53)$$

Der Index j bezeichnet hier die Anzahl der analysierten Messzyklen pro Zeitschritt t_i .

Diskussion des Signalverlaufes

Der Signalverlauf der experimentellen Daten der Zwei-Photonen-Spektroskopie und des Rabi-Experimentes aus Abbildung 6.3 weicht von dem aus Formel (6.52) ab. Eine wesentlicher Unterschied ist die reduzierte Maximalamplitude von $|a(t_i)|_{Exp,max}^2 \approx 0,8$. Dieses Merkmal steht nicht in Bezug zur kohärenten Manipulation des Quantenzustandes, sondern resultiert aus der Methode der Datenauswertung, wie im Folgenden dargelegt. Die Betrachtungen besitzen für alle Signale der kohärenten Zustandsmanipulation dieser Arbeit Gültigkeit.

In der Normierung der Signale ist jeder Experimentzyklus mit einem Ein-Atom-Ereignis in der ersten Detektion enthalten und alle Ein-Atom-Ereignisse der zweiten Detektion tragen zur experimentell ermittelten Amplitude $|a(t_i)|_{Exp}^2$ bei. Jegliche Art von Atomverlust zwischen erster und zweiter Detektion reduziert somit die Maximalamplitude der dargestellten Signale. Der Wert $1 - |a(t_i)|_{Exp,max}^2 \approx 0,2$ liefert hierbei den konstanten Anteil statistischer Atomverluste während der Gesamtsequenz zwischen den beiden Detektionsphasen, welche zur Erzeugung des Signalverlaufes verglichen werden.

Ohne Applikation des Lasers zur Projektion der Qubits auf die Basiszustände durch Entfernen der Besetzung des Zustandes $|1\rangle$ betragen die Atomverluste im Durchschnitt von neun zentralen Registerfallen 6(2) %. Die Hauptanteile liefern hier Verluste durch Heizen der Atome als Folge von Photonenstreuung während der Zustandspräparation mit 2(2) % sowie Verluste aufgrund des Absenkens der Fallentiefe und Lebensdauerverluste mit insgesamt 4(2) %. Ein Einfluss der Kopplungslaser trat im Rahmen der Fehlergrenzen nicht auf. Neben der Induzierung direkter Atomverluste durch Heizen der Atome resultiert eine weitere Ursache für Atomverluste aus der Zustandspräparation: Der verbleibende Anteil von Verlusten von ca. 16 % ist durch eine fehlerhafte Präparation mit falschem Endzustand verursacht. Die Effizienz der Zustandspräparation wurde in Ref. [126] zu 76 % bestimmt und konnte durch den Einbau einer Intensitätsstabilisierung des Umpumplasers auf 85(5) % gesteigert werden. Ein Anteil von 15(5) % aller Einzelatome wird demnach in Zuständen $|5^2S_{1/2}, F = 3, m_F \neq 0\rangle$ präpariert. Diese Atome nehmen nicht an der kohärenten Dynamik teil, da ihre Zwei-Photonen-Resonanzfrequenz durch den linearen Zeeman-Effekt in der Größenordnung von $2\pi \cdot 1$ MHz modifiziert ist. Sie werden unabhängig der Einstrahldauer der Kopplungslaser vor der zweiten Detektion entfernt und somit als Besetzung des Zustandes $|1\rangle$

gewertet. Das Signal $|a(t_i)|_{Exp}^2$ der Besetzung des Zustandes $|0\rangle$ wird dementsprechend reduziert. An die Daten der Resonanzkurve (Abbildung 6.3, links) wurde die Funktion

$$|a(\delta_{eff})|_{Spektrum}^2 = A \cdot \frac{\Omega_{2P}^2}{\Omega_R^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_R}{2} \cdot t_\pi\right) \quad \text{mit} \quad \Omega_R = \sqrt{\Omega_{2P}^2 + (\delta_{eff} - (\delta_{Diff} + \delta_K + \delta_B))^2} \quad (6.54)$$

angepasst, welche die Beschreibung der reduzierten Amplitude durch den freien Parameter A erlaubt. Modifikationen der effektiven Resonanzfrequenz sind in der Summe externer Einflüsse ($\delta_{Diff} + \delta_K + \delta_B$) zusammengefasst (vergleiche Formel 6.49). Die Werte der besten Anpassung sind $A = 0,83(2)$, $\Omega_{2P} = 2\pi \cdot 89(8)$ kHz, $t_\pi = 5,5(2)$ μ s und $(\delta_{Diff} + \delta_K + \delta_B) = -2\pi \cdot 20(2)$ kHz. Der ermittelte Wert der Zeitdauer der Kopplung ist hierbei in exzellenter Übereinstimmung mit dem applizierten π -Puls der experimentell vorgegebenen Dauer von $t_\pi = 5,5$ μ s. Hauptursache der Abweichung des Signalmaximums vom Literaturwert der ungestörten Hyperfeinstrukturaufspaltung ($\delta_{eff} = 0$) um $-2\pi \cdot 20(2)$ kHz ist der differentielle ac-Starkeffekt der Kopplungslaser. Dieser kann mit $\delta_B \approx 2\pi \cdot 1$ kHz und $\delta_{Diff} \approx -2\pi \cdot 2$ kHz zu $\delta_K \approx -2\pi \cdot 19$ kHz abgeschätzt werden. An das Signal der Rabioszillationen aus Abbildung 6.3 (rechts) wurde die Funktion

$$|a(t)|_{Rabi}^2 = C + Ae^{-t/T_{Rabi}} \left(\sin^2\left(\frac{\Omega_R}{2} \cdot t + \kappa\right) - \frac{1}{2} \right) \quad (6.55)$$

angepasst. Diese beschreibt eine zu Formel (6.52) äquivalente Oszillation, deren Mittelwert dem Parameter C entspricht und deren Amplitude exponentiell mit der Zeitkonstante T_{Rabi} gedämpft ist. Der Parameter κ berücksichtigt einen möglichen konstanten Phasenfaktor. Aus der Anpassung folgen die Werte $C = 0,41(1)$, $\Omega_R = 2\pi \cdot 103(1)$ kHz, $A = 0,80(4)$ und $T_{Rabi} = 111(13)$ μ s. Die im Vergleich zur Zwei-Photonen-Spektroskopie der Resonanzkurve erhöhte Kopplungsstärke ist auf eine gesteigerte Leistung der Kopplungslaser zurückzuführen. Diese wurde vor der Messreihe zur Aufnahme der Rabioszillationen gegenüber der zur Aufnahme der Resonanzkurve genutzten Leistung erhöht. Die Dauer eines π -Pulses ergibt sich mit der gesteigerten Leistung zu $t_\pi = \pi/\Omega_R = 4,9(1)$ μ s.

Die Zeitkonstante der Dämpfung der Oszillationsamplitude unterschreitet den zu erwartenden Einfluss aller offensichtlicher Dekohärenzeffekte. Sowohl Dephasierung aufgrund von Schwankungen der Stärke des Magnetfeldes der Quantisierungsachse und als Folge des differentiellen ac-Starkeffektes der Dipolfallen müssen erst auf sehr viel größeren Zeitskalen berücksichtigt werden. Dies trifft auch auf Amplitudendämpfung verursacht durch Photonenstreuung des Dipolfallenlasers zu (eine Diskussion folgt in Abschnitt 6.3). Darüber hinaus konnte keine signifikante Abhängigkeit der Zeitkonstante T_{Rabi} von der Falltiefe festgestellt werden, wodurch ein Einfluss des Dipolfallenlasers annähernd ausgeschlossen wird. Als Ursache kommen zwei Effekte der Kopplungslaser in Frage. Einerseits begründet eine statistische Variation der Kopplungsstärke Dephasierung. Die verallgemeinerte Rabifrequenz Ω_R entspricht auf Resonanz der Zwei-Photonen-Rabifrequenz Ω_{2P} . Diese ist direkt proportional zur Intensität der Kopplungslaser, welche innerhalb einer Messreihe Schwankungen von 2 % bei vernachlässigbarem Intensitätsrauschen aufweist. Aus der resultierenden Änderung der Kopplungsstärke berechnet sich eine Abnahme der Amplitude um ca. 2 % zum Zeitpunkt $t = 100$ μ s. Außerdem ist eine Abhängigkeit der Kopplungsstärke Ω_{2P} von der Verstimmung Δ_i der Kopplungslaser gegenüber der ^{85}Rb -D2-Linie gemäß Ausdruck (6.46) gegeben. Die maximale Änderung von Δ_i im Verlauf einer Messreihe ist $2\pi \cdot 0,5$ GHz. Legt man eine lineare Drift zugrunde, hat dies die Reduktion der Oszillationsamplitude um ca. 4 % zum Zeitpunkt $t = 100$ μ s zur Folge, womit der experimentell beobachtete Wert von T_{Rabi} nicht zu erklären ist. Des Weiteren wurde auch für den Fall intensitätsstabilisierter Kopplungslaser mit verdoppelter Verstimmung Δ_i (und damit reduziertem Einfluss der Schwankungen

von Δ_i) sowie einer erheblich reduzierten Messdauer die Dämpfung der Amplitude innerhalb weniger Oszillationsperioden beobachtet [62, 105]. Der zweite Dekohärenzeffekt der Kopplungslaser ist Photonenstreuung auf der ^{85}Rb -D2-Linie. Jedoch können die berechneten Werte mit $\Gamma_{\text{Rayleigh}} = 200 \text{ s}^{-1}$ bzw. $\Gamma_{\text{Raman}} = 100 \text{ s}^{-1}$ nur als Ursache der Amplitudendämpfung auf der Zeitskala von Millisekunden herangezogen werden. Bezieht man alle Streuprozesse mit ein, liegt die berechnete Rate um den Faktor 30 zu niedrig. Ein Verhältnis der gleichen Größenordnung wurde auch von M. Scherer [178] und A. Lengwenus [61] beobachtet, wobei die Kopplungsstärken in diesen Arbeiten durch Abschwächen der Intensität der Kopplungslaser ca. 50-Fach reduziert sind. In der Betrachtung der Photonenstreurate der Kopplungslaser muss deren geringe Verstimmung von $\Delta_i = -2\pi \cdot (21,4 \pm 1,0) \text{ GHz}$ beachtet werden, welche einer Wellenlängendifferenz zur ^{85}Rb -D2-Linie von 0,04 nm entspricht. Die atomaren Resonanzen der Übergänge der ^{85}Rb -D2-Linie liegen innerhalb des Verstärkungsprofils der eingesetzten Laserdioden. Ein für Diodenlaser typischer spektraler Untergrund als Folge spontaner Emission beinhaltet resonante Anteile, welche während der gesamten Einstrahldauer auf die Atome wirken. Dies ist eine mögliche Ursache der gesteigerten Amplitudendämpfung, wobei die lineare Skalierung des Effektes in Bezug auf die Laserintensität die Übereinstimmung mit den früheren Beobachtungen in Refn. [61, 178] plausibel macht.

6.3 Kohärente Spektroskopie an einem Einzelatom-Quantenregister

In der Zeitenwicklung des Qubit-Zustandes kommt es auch bei verschwindender Kopplung durch die Kopplungslaser zu Dekohärenz, welche die fundamentale Grenze der Kohärenzzeit der Qubits des Quantenregisters bestimmt. Die Untersuchung der auftretenden Effekte und Zeitkonstanten erfordert eine gesteigerte Messzeit zur Erhöhung der spektroskopischen Auflösung und die gleichzeitige Reduzierung des Einflusses der Kopplungslaser. Spektroskopiemethoden mit diesen Merkmalen wurden im Rahmen der magnetischen Resonanzspektroskopie an Atom- und Molekülstrahlen entwickelt und können hier in analoger Weise zum Einsatz kommen. Die nach N. F. Ramsey³ benannte Ramseyspektroskopie [181] und ihre Erweiterung in Form der Spin-Echo-Methode [182] basieren auf der Analyse der Zeitentwicklung von Superpositionszuständen. Infolgedessen sind, im Gegensatz zu der Methode der Rabioszillationen, nur wenige, zeitlich getrennte Laserpulse notwendig, mit Hilfe derer die gewünschten Zustände präpariert und nach einer Zeitdauer der Phasenevolution abgefragt werden. Die Anwendung dieser kohärenten Spektroskopiemethoden wird in den folgenden Abschnitten vorgestellt. Sie erlaubt die Charakterisierung der wichtigen experimentellen Größe des effektiven differentiellen ac-Starkeffektes der Dipolfallen sowie die Bestimmung der Zeitkonstanten der inhomogenen- und homogenen Dephasierung.

6.3.1 Ramseyspektroskopie

Das Prinzip der Ramseyspektroskopie an den Qubits des Quantenregisters ist in Abbildung 6.6 an der Blochkugeldarstellung des Qubit-Zustandes veranschaulicht. Die räumlich getrennten Wechselwirkungszonen der Realisierung an Atomstrahlen entsprechen hier zwei zeitlich getrennten $\pi/2$ -Pulsen. Das Anfangs im Zustand $|\psi_0\rangle = |1\rangle$ befindliche Qubit wird durch die erste $\pi/2$ -Rotation in den Superpositionszustand $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - i|0\rangle)$ überführt, welcher in der xy -Ebene der Blochkugel liegt (siehe Abschnitt 6.1.1). Die anschließende Zeit der Phasenevolution bei verschwindender Kopplung wird auch als freie Präzession bezeichnet. Während dieser

³ Nobelpreis in Physik 1989 [180]

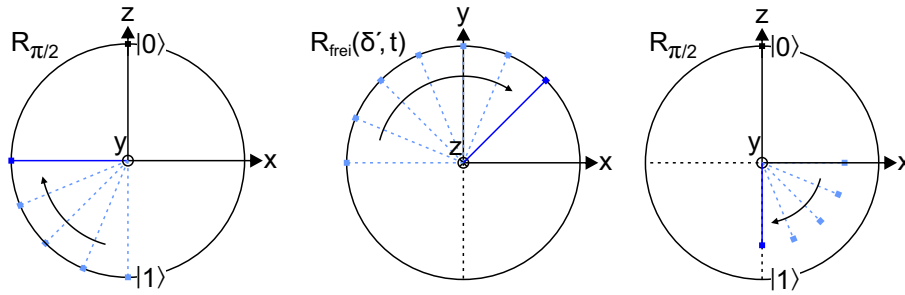


Abbildung 6.6.: Blochkugeldarstellung der Ramseysequenz. Der erste $\pi/2$ -Puls überführt den Anfangszustand $|1\rangle$ in einen Superpositionszustand, dessen Blochvektor in der Äquatorialebene liegt (links). Im Zeitverlauf der freien Präzession rotiert dieser mit dem Winkel $\theta(t) = \delta' \cdot t$ um die z -Achse (Mitte). Die Population der Basiszustände nach Applizieren des zweiten $\pi/2$ -Pulses ist eine Funktion der Phase des Quantenzustandes am Ende der freien Präzession (rechts).

ist die Phasenentwicklung des Quantenzustandes durch die effektive Frequenzaufspaltung der Qubit-Basiszustände ohne Einfluss der Kopplungslaser definiert. Weicht die effektive atomare Resonanzfrequenz von der Differenzfrequenz der Kopplungslaser Δ_K ab, wird ein relativer Phasenfaktor eingeführt, welcher zu der mit δ' bezeichneten Frequenzabweichung proportional ist. Dieser Prozess entspricht einer durch $R_{\text{frei}}(\theta(t))$ beschriebenen Rotation um die z -Achse. Der zeitabhängige Rotationswinkel $\theta(t)$ ist hierbei durch (vergleiche Beziehung 6.50)

$$\theta(t) = \delta' \cdot t \quad \text{mit} \quad \delta' = \delta_{\text{eff}} - \delta_{\text{Diff}} - \delta_B \quad (6.56)$$

gegeben, so dass $R_{\text{frei}}(\theta(t)) = R_{\text{frei}}(\delta', t)$. Der differentielle ac-Starkeffekt der Kopplungslaser ist aufgrund der verschwindenden Kopplung während der freien Präzession nicht zu berücksichtigen. Der Quantenzustand nach Applikation des zweiten $\pi/2$ -Pulses ist damit eine Funktion von $\theta(t)$. Es gilt

$$|\psi(t)\rangle = \hat{R}_{\pi/2} \hat{R}_{\text{frei}}(\theta(t)) \hat{R}_{\pi/2} |\psi_0\rangle \quad . \quad (6.57)$$

Die Ramsey-Sequenz wird durch die Projektion auf die Basiszustände und eine damit einhergehende zustandsselektive Detektion der Besetzungen $|a(t)|^2, |b(t)|^2$ abgeschlossen. Ausgezeichnete Werte der Phasenevolution sind $\theta(t) = j \cdot 2\pi$ ($j = 0, 1, \dots$). Für diese ist die Wirkung der gesamten Ramseysequenz in der Blochkugeldarstellung nicht von der eines einzelnen π -Pulses zu unterscheiden und es kommt zu einem vollständigen Austausch der Amplituden $|a|^2, |b|^2$. Im Fall von $\theta(t) = k \cdot \pi$ ($k = 1, 3, \dots$) überführt der zweite $\pi/2$ -Puls den Blochvektor wieder in die Ausgangsposition $|1\rangle$. Entspricht die zeitliche Änderung der relativen Phase einer festen Rate weist das Signal der Ramseyspektroskopie ein oszillatorisches Verhalten im Zeitverlauf auf. Für die z -Komponente des Blochvektors gilt

$$z_B(t) = \cos(\delta' \cdot t) \quad (6.58)$$

und in der Betrachtung der Besetzung des Zustandes $|0\rangle$ folgt

$$|a(t)|^2 = \frac{1}{2} (1 + \cos(\delta' \cdot t)) \quad . \quad (6.59)$$

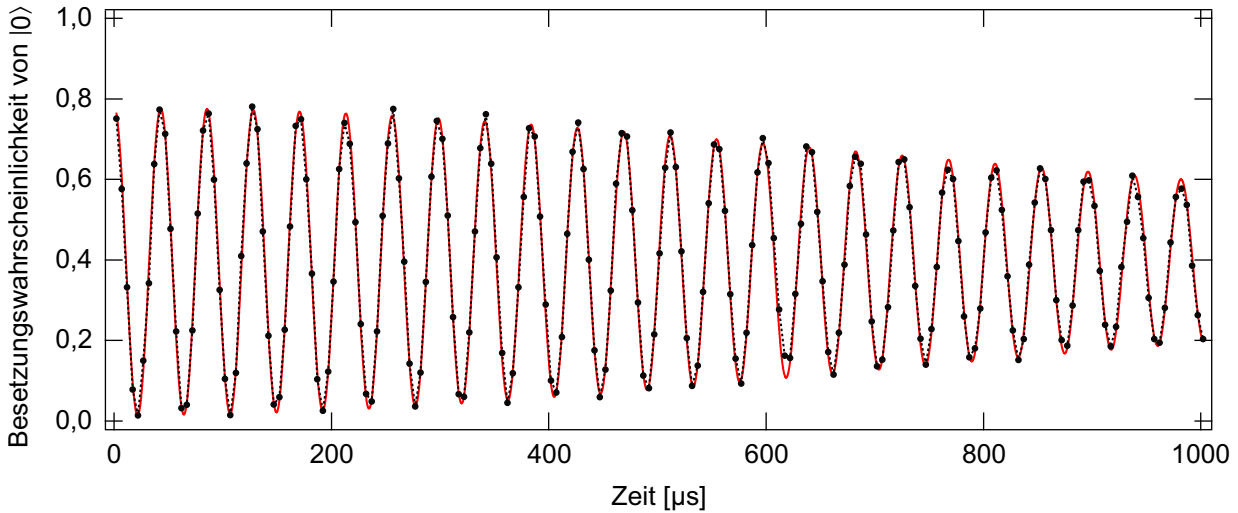


Abbildung 6.7.: Summensignal der Ramseyspektroskopie an Qubits aus 25 Registerfallen. Die Ramseyfrequenz beträgt $\delta_0 = -2\pi \cdot 23,135(5)$ kHz bei einer Verstimmung der Kopplungslaser von $\delta_{eff} = -2\pi \cdot 23,139$ kHz. Die Zeitkonstante der Amplitudenabnahme in Folge inhomogener Dephasierung wird zu $T_{2,Summe}^* = 1335(20)$ μ s bestimmt. Jedem Datenpunkt liegen ca. 1400 Einzelmessungen zugrunde.

Die Frequenz der charakteristischen Ramseyoszillationen ist durch die Verstimmung der Kopplungslaser gegenüber der effektiven atomaren Resonanz gegeben und damit experimentell zugänglich. Jedoch muss bei der Wahl von δ_{eff} die mögliche Reduktion des Kontrastes der Ramseyoszillationen entsprechend des Verlaufs der Resonanzkurve aus Abbildung 6.3 (links) beachtet werden. Diese ist durch die Fourierbreite der zeitlich begrenzten Laserpulse dominiert, welche sich für Pulse der Dauer $t_{\pi/2} = 3$ μ s zu $2\pi \cdot 148$ kHz ergibt.

In den Messreihen dieses Kapitels werden alle Zustandsrotationen auf der gemittelten Resonanz der betrachteten 25 Registerfallen ausgeführt. Die Resonanzbedingung ist auch unter Beachtung der Variation der effektiven Resonanzfrequenzen aufgrund des spezifischen differentiellen ac-Starkeffektes der Dipolfallen für jede Einzelfalle in guter Näherung erfüllt. Die Frequenz der Ramseyoszillationen entspricht somit im Wesentlichen dem differentiellen ac-Starkeffekt der Kopplungslaser, welcher nur während der Laserpulse Einfluss auf die effektive Resonanzfrequenz hat. Abbildung 6.7 zeigt das gemittelte Signal einer Ramseyspektroskopie an einem Quantenregister mit 5×5 Plätzen, wobei die Abszisse die Zeitdauer der freien Präzession angibt. Die Verstimmung der Kopplungslaser ist $\delta_{eff} = -2\pi \cdot 23,139$ kHz und die Frequenz der Ramseyoszillationen wird zu $\delta_0 = -2\pi \cdot 23,135(5)$ kHz bestimmt. Die Zeitkonstante der Dämpfung der Signalamplitude ist durch $T_2^* = 1335(20)$ μ s gegeben. Eine Diskussion der Größe T_2^* sowie der Beziehung von δ_0 und δ' erfolgt im nächsten Abschnitt.

Inhomogene Dephasierung

Die Ursache des Amplitudenabfalls des Ramseysignals ist die Energieverteilung der Einzelatome verschiedener experimenteller Realisierungen. Ein Atom mit hoher kinetischer Energie erfährt im zeitlichen Mittel einen geringeren differentiellen ac-Starkeffekt der Dipolfalle δ_{Diff} als ein Atom mit geringer Energie, welches im Fallenzentrum gebunden ist. Aufgrund der Mittelung über viele Experimentzyklen resultiert daraus eine inhomogene Verbreiterung der mittleren effektiven atomaren Resonanzfrequenz und damit der Rate δ' der Phasenevolution (vergleiche Formel 6.56) während der freien Präzession. Die inhomogene Dephasierung führt im Bild der Bloch-

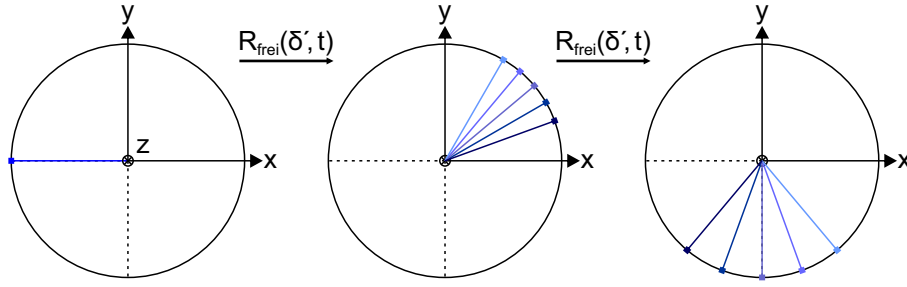


Abbildung 6.8.: Blochkugeldarstellung der inhomogenen Dephasierung. Die Rate δ' der durch $\hat{R}_{\text{frei}}(\theta(t) = \delta' \cdot t)$ beschriebenen Phasenentwicklung erfährt eine inhomogenen Verbreiterung aufgrund der Energieverteilung verschiedener Qubits. Anfänglich gleich ausgerichtete Quantenzustände besitzen unterschiedliche Rotationsgeschwindigkeiten während der freien Präzession und dephasieren.

kugel zu einer inhomogenen Verbreiterung der Rotationsgeschwindigkeiten der Blochvektoren von Einzelatom-Qubits unterschiedlicher Energie. Wie in Abbildung 6.8 dargestellt kommt es zu einer individuellen Zeitentwicklung anfangs gleich ausgerichteter Blochvektoren während der freien Präzession. Im Unterschied zu der in Abschnitt 6.1.2 diskutierten Dephasierung als Ursache von Dekohärenz ist die eingeführte Phasenmodifikation nicht stochastisch, sondern eine wohlbeschriebene, kontinuierliche Funktion der atomaren Energie mit konstanter Rate. Darüber hinaus verschwindet der Einfluss der inhomogenen Dephasierung, falls nur Atome identischer Energie betrachtet werden. Sie stellt somit keinen Dekohärenzmechanismus dar.

Das Spektrum der modifizierten Übergangsfrequenzen eines Ensembles lasergekühlter Atome in einer Dipolfalle wurde in Ref. [62] mit Hilfe der Ramanspektroskopie aufgelöst und in guter Näherung durch eine dreidimensionale Maxwell-Boltzmann-Temperaturverteilung mit Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$p(E) = \frac{E^2}{2(k_B T)^3} \cdot e^{-E/(k_B T)} \quad (6.60)$$

beschrieben. Die Auswirkungen auf den Signalverlauf der Ramseyspektroskopie sind in Ref. [156] diskutiert und werden hier zusammengefasst.

Der differentielle ac-Starkeffekt einer Dipolfalle ist direkt proportional zur Potentialtiefe. Erfährt ein Atom im zeitlichen Mittel eine reduzierte Tiefe, so ist auch die Frequenzmodifikation δ_{Diff} entsprechend reduziert. Unter Annahme einer Energieverteilung gemäß Ausdruck (6.60) erhält man die Wahrscheinlichkeitsverteilung des differentiellem ac-Starkeffektes:

$$p(\delta_{\text{Diff}}) = \frac{1}{2} K^3 (\delta_{\text{Diff}} - \delta_{\text{Diff}}^{\text{max}})^2 \cdot e^{-K(\delta_{\text{Diff}} - \delta_{\text{Diff}}^{\text{max}})} \quad \text{mit} \quad K = \frac{2\hbar}{c_U k_B T} \quad (6.61)$$

Der Parameter $\delta_{\text{Diff}}^{\text{max}} \leq \delta_{\text{Diff}} < 0$ bezeichnet hier den Minimalwert von δ_{Diff} im Fallenzentrum, für welchen die Beziehung $\hbar \delta_{\text{Diff}}^{\text{max}} = c_U U_0$ gilt (siehe Kapitel 3.1.2).

Die Modifikation der Ramseyoszillationen aus Gleichung (6.58) kann durch Integration über alle auftretenden Werte δ_{Diff} erhalten werden:

$$\begin{aligned} z_B(t) &= \int_{\delta_{\text{Diff}}^{\text{max}}}^{\infty} p(\delta_{\text{Diff}}) \cos(\delta'(\delta_{\text{Diff}}) \cdot t) d\delta_{\text{Diff}} \\ &= \Lambda(t, T_2^*) \cos(\delta_0 \cdot t + \Xi(t, T_2^*)) \quad , \end{aligned} \quad (6.62)$$

mit $\delta_0 = \delta'(\delta_{Diff}^{max})$ (vergleiche Formel 6.56). Wie an der Form von Ausdruck (6.62) zu erkennen, bleibt der oszillatorische Zeitverlauf erhalten und wird durch eine zeitabhängige Amplitude entsprechend

$$\Lambda(t, T_2^*) = \left(1 + (e^{2/3} - 1) \cdot \left(\frac{t}{T_2^*} \right)^2 \right)^{-2/3} \quad (6.63)$$

sowie einen zeitabhängigen Phasenfaktor

$$\Xi(t, T_2^*) = -3 \arctan \left(\sqrt{e^{2/3} - 1} \cdot \frac{t}{T_2^*} \right) \quad (6.64)$$

modifiziert [156]. Die Einhüllende $\Lambda(t, T_2^*)$ des Ramseysignals ist durch die Fouriertransformierte der atomaren Energieverteilung (Formel 6.60) gegeben, wobei die Zeitkonstante T_2^* der inhomogene Dephasierung als e^{-1} -Wert von $\Lambda(t, T_2^*)$ definiert ist. Die Phasenverschiebung $\Xi(t, T_2^*)$ trägt der Asymmetrie der Energieverteilung Rechnung. Für große Zeiten $t \geq T_2^*$ ist das Ramseysignal durch Atome niedriger Energie dominiert, da die Klasse der Atome hoher Energie schneller dephasiert. Es findet demnach im Mittel eine Verschiebung zu kleineren Werten δ_{Diff} statt.

Diskussion des Signalverlaufes

Die an das Signal der Ramseyoszillationen angepasste Funktion

$$|a(t)|^2 = C + \frac{A}{2} \Lambda(t, T_2^*) \cos(\delta_0 \cdot t + \Xi(t, T_2^*) + \kappa) \quad (6.65)$$

ist um die freien Parameter des Mittelwertes C , einer konstanten Amplitudenskalierung $A/2$ sowie eines möglichen Phasenfaktors κ ergänzt. Abbildung 6.9 zeigt die Ramseysignale aller Registerpositionen des 5×5 -Quantenregisters. In allen Fällen kommt es zu einer kohärenten Phasenevolution und es sind die charakteristischen Ramseyoszillationen zu beobachten. Die Maximalamplitude des Signals liegt im Mittel der 25 Einzelsignale bei $\bar{A} = 0,77(4)$. Der Effekt der inhomogenen Dephasierung ist bei Betrachtung von Einzelfällen gegenüber dem gemittelten Signal aus Abbildung 6.7 stark reduziert. In Folge der Mittelung über das Ensemble von Fällen mit unterschiedlicher Oszillationsfrequenz wurde dort eine beschleunigte Abnahme der Signalamplitude mit $T_{2,Summe}^* = 1335(20) \mu\text{s}$ beobachtet. Wie Abbildung 6.9 zu entnehmen, weisen Qubits tiefer, zentraler Fallen (beispielsweise Fallnummer 13) eine im Betrag geringere Ramseyfrequenz und daher eine längere Oszillationsperiode als Qubits flacher Randfallen (beispielsweise Fallnummer 1) auf. Der resultierende Unterschied beträgt bei $t = 970 \mu\text{s}$ (vertikale Strichlinie) ca. eine halbe Oszillationsperiode.

Die Zeitkonstanten der inhomogenen Dephasierung der Einzelfallen sind in Abbildung 6.10 (a) aufgeführt und wurden im Rahmen einer weiteren Messreihe mit Messpunkten für Zeitdauern der freien Präzession bis 2,2 ms bestätigt. Die Fehlerbalken geben die Unsicherheit der Anpassung von Funktion (6.65) wieder. Eine Mittelung der Zeitkonstanten aller 25 Registerfallen ergibt $\bar{T}_2^* = 2,6 \text{ ms}$ und der Minimalwert von $T_2^* = 1,65(13) \text{ ms}$ wird für die zentrale Falle 13 gemessen, während die Qubits flacher Randfallen große Zeitkonstanten im Bereich $T_2^* = 3 \dots 4 \text{ ms}$ aufweisen. Dies ist direkte Folge eines reduzierten differentiellen ac-Starkeffekts in flachen Fallen, welcher aus der in Abbildung 6.10 (b) dargestellten Ramseyfrequenz δ_0 der Einzelfallen gewonnen werden kann. Es gilt

$$\delta_{Diff}^{max} = \delta_{eff} - \delta_0 - \delta_B \quad . \quad (6.66)$$

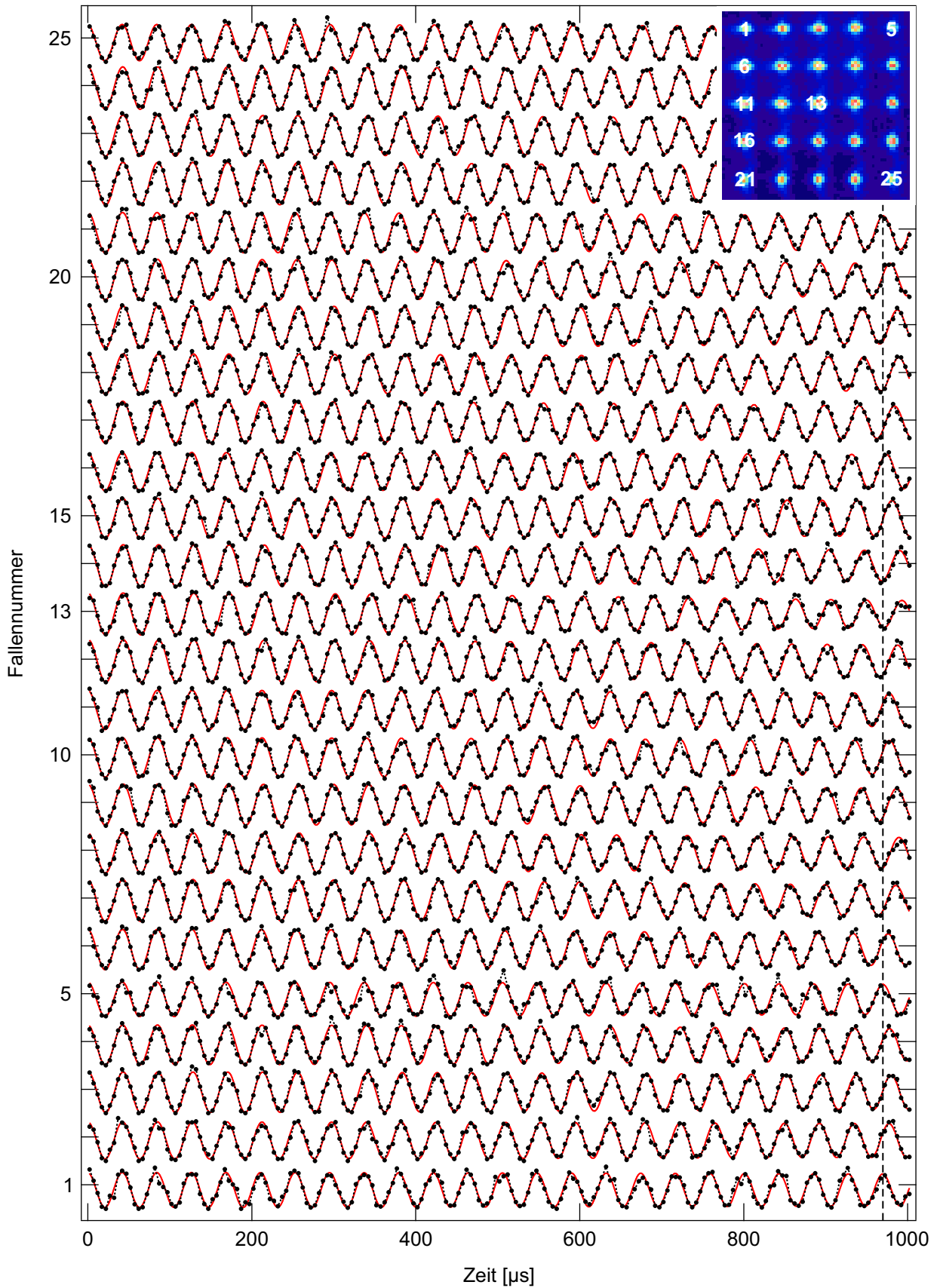


Abbildung 6.9.: Signale der Ramseyspektroskopie aufgelöst nach Registerposition. Jedem Datenpunkt liegen ca. 60 Einzelmessungen zugrunde.

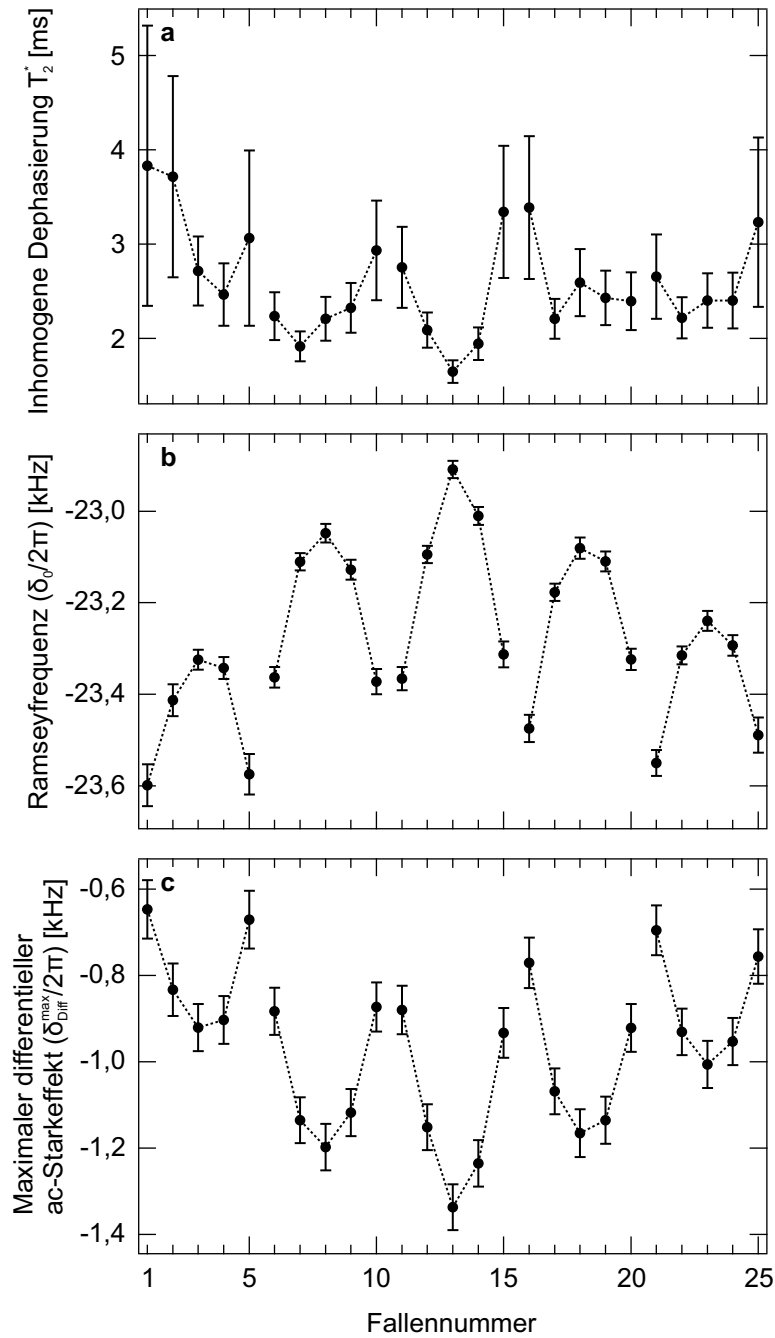


Abbildung 6.10.: Analyse der Ramseyspektroskopie an Qubits aus 25 Registerfällen. (a) Werte der Zeitkonstanten T_2^* der inhomogenen Dephasierung. (b) Oszillationsfrequenzen der Ramsey signale. Die Variation spiegelt den differentiellen ac-Stärkeffekt δ_{Diff}^{max} der Dipolfällen wieder. Die differentielle Modifikation der Qubit-Resonanzfrequenz ist für tiefe zentrale Fällen am stärksten. (c) Nach Gleichung (6.66) aus den Ramseyfrequenzen bestimmte Werte für δ_{Diff}^{max} .

Hier kommt ein Vorteil der Ramsey-spektroskopie zum Tragen und der differentielle ac-Starkeffekt der Kopplungslaser muss aufgrund der verschwindenden Kopplung während der freien Präzession nicht berücksichtigt werden. Die so erhaltenen Werte aller Einzelfallen sind in Abbildung 6.10 (c) aufgeführt, wobei die eingezeichneten Fehlerbalken die Fehler der Frequenz δ_0 aus der Anpassung von Funktion (6.65) und den Fehler von δ_B der Größenordnung $2\pi \cdot 50$ Hz berücksichtigen.

Für die flache Falle 1 ist $\delta_{Diff}^{max} = -2\pi \cdot (647 \pm 78)$ Hz und für die tiefe Falle 13 erhält man $\delta_{Diff}^{max} = -2\pi \cdot (1337 \pm 54)$ Hz. Dieser beträgt nur 53 % des theoretisch erwarteten Wertes von $\delta_{Diff,Theo}^{max} = -2\pi \cdot 2,5$ kHz (siehe Abschnitt 6.2.2). Als Ursache der Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment ist eine Abweichung der Energieverteilung der atomaren Qubits von der angenommenen Maxwell-Boltzmann-Verteilung zu vermuten. Hierzu könnte einerseits der auf das Entfernen schwach gebundener Atome hoher Energie optimierte Präparationsprozess beitragen. Darüber hinaus bleibt der Einfluss des Absenkens der Fallentiefen auf die Energieverteilung der gespeicherten Qubits zu prüfen. Generell hätte der Verlust der Klasse von Atomen hoher Energie die Reduktion des Betrages von δ_{Diff}^{max} zur Folge [156], wie es mit der Unterschreitung des theoretischen Betrages durch den Betrag des experimentellen Wertes beobachtet wird. Eine Diskrepanz gleicher Größenordnung tritt ebenfalls für flache Fallen in der Arbeit von J. Kruse [62] und nach Absenken der Fallentiefe in Ref. [156] auf.

Die ermittelten Zeitkonstanten der inhomogenen Dephasierung als e^{-1} -Wert der Oszillationsamplitude sind von der Diskussion der Energieverteilung unbeeinflusst. Sie sind mit denen der Messungen an atomaren Ensembles vergleichbar [61, 62] und belegen die Kohärenzeigenschaften des Einzelatom-Quantenregisters auf einer Zeitskala von Millisekunden.

6.3.2 Spin-Echo-Methode

Die Spin-Echo-Methode [182] stellt eine Technik bereit, mit Hilfe derer der Einfluss der inhomogenen Dephasierung auf den Quantenzustand am Ende der freien Präzession weitgehend kompensiert werden kann [183, 184]. Sie bietet damit die Möglichkeit gesteigerter Messdauern, welche zur Charakterisierung der Kohärenzzeit der Qubits des Quantenregisters genutzt werden können.

Das zentrale Element der Spin-Echo-Methode ist die Erweiterung der Ramseysequenz (vergleiche Ausdruck 6.57) durch Einfügen eines π -Pulses zum Zeitpunkt τ_π zwischen den beiden $\pi/2$ -Pulsen, wobei der Zeitnullpunkt durch den anfänglichen $\pi/2$ -Puls definiert wird:

$$|\psi(t)\rangle = \hat{R}_{\pi/2} \hat{R}_{\text{frei}}(\theta(\tau_\pi)) \hat{R}_\pi \hat{R}_{\text{frei}}(\theta(\tau_\pi)) \hat{R}_{\pi/2} |\psi_0\rangle \quad . \quad (6.67)$$

Der zusätzliche π -Puls wird aufgrund seiner Wirkung auch als Spiegel-Puls (engl.: *mirror pulse*) bezeichnet. Wie in Abbildung 6.11 (oben) in der Blochkugeldarstellung des Qubit-Zustandes veranschaulicht, teilt dieser die Zeitdauer der freien Präzession in zwei Teilphasen. Zunächst dephasieren die Zustände von Qubits mit einem Unterschied in δ' , wie im letzten Abschnitt beschrieben. Die Zustandsrotation \hat{R}_π des π -Pulses führt zu einer effektiven Spiegelung der Blochvektoren an der xz -Ebene. Als Folge rephasieren die Zustände, so dass die individuellen Blochvektoren nach einer weiteren Phasenevolution der Dauer $t = \tau_\pi$ wieder überlagert sind. Unter der Voraussetzung, dass die Rate der Phasenevolution δ' eines Qubits während beiden Teilphasen der freien Präzession identisch ist, verschwindet demnach der Einfluss der inhomogenen Dephasierung zum Zeitpunkt $t = 2\tau_\pi$. Der Zusammenhang zwischen Ramsey- und Spin-Echo-Spektroskopie ist auch in Abbildung 2.5 aus Kapitel 2.2 dargestellt, welche die kohärente Spektroskopie an einem Atomensemble mit reduzierten Kopplungsstärken zeigt.

In Abbildung 6.11 (a-d) sind die gemittelten Spin-Echo-Signale eines Quantenregisters mit 25

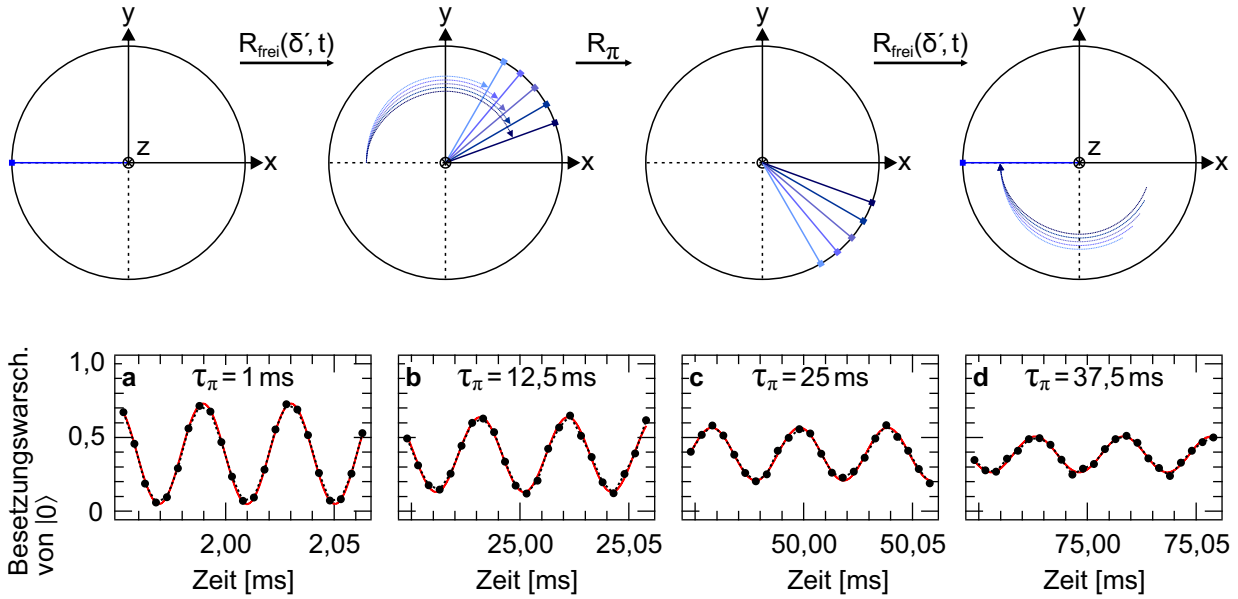


Abbildung 6.11.: Spin-Echo-Spektroskopie an einem Einzelatom-Quantenregister. (oben) Blochkugel-Darstellung der Spin-Echo-Methode. (unten) Summensignale der Qubits aus 25 Registerfällen für verschiedene Zeiten τ_π des Spiegelpulses. Jedem Datenpunkt liegen ca. 1300 Einzelmessungen zugrunde.

Plätzen für verschiedene Zeiten $\tau_\pi = 1 \text{ ms} \dots 37,5 \text{ ms}$ gezeigt. Das oszillatorische Verhalten des Signalverlaufes belegt die Kohärenz des Superpositionszustandes und bleibt in Abbildung 6.11 (d) auch nach $2\tau_\pi = 75 \text{ ms}$ erhalten. Analog zu Ausdruck (6.62) der Ramseyspektroskopie erhält man für die Zeitentwicklung der z -Komponente des Blochvektors

$$z_B(t) = -\Lambda(t - 2\tau_\pi, T_2^*) \cos(\delta_0 \cdot (t - 2\tau_\pi) + \Xi(t - 2\tau_\pi, T_2^*)) \quad (6.68)$$

Die an den entsprechend der Beschreibung in Abschnitt 6.2.2 erhaltenen Signalverlauf angepasste Funktion

$$|a(t)|^2 = C + \frac{A}{2} \Lambda(t - 2\tau_\pi, T_2^*) \cos(\delta_0 \cdot (t - 2\tau_\pi) + \Xi(t - 2\tau_\pi, T_2^*) + \kappa) \quad (6.69)$$

ist darüber hinaus um die freien Parameter des Mittelwertes C , der experimentellen Amplitude A und einen Phasenfaktor κ ergänzt.

Diskussion des Signalverlaufes

In der Messreihe der Spin-Echo-Spektroskopie wurden Daten über ein Zeitintervall mit einem Umfang von $\Delta t = 110 \mu\text{s}$, dessen jeweiliger zentraler Zeitwert durch $t = 2\tau_\pi$ gegeben ist, aufgenommen. Wie aus Abbildung 6.11 ersichtlich, wird die inhomogene Dephasierung im Signalverlauf nicht aufgelöst, da das Messintervall kürzer als deren Zeitkonstante ist ($\Delta t \ll T_2^*$). Für die Anpassung von Funktion 6.69 wurden daher die mit Hilfe der Ramseyspektroskopie ermittelten Zeitkonstanten T_2^* genutzt. Es wird eine sehr gute Übereinstimmung der angepassten Funktion mit den experimentellen Daten beobachtet.

Im Vergleich der rephasierten Signale zum Zeitpunkt $t = 2\tau_\pi$ für verschiedene Zeiten τ_π des Spiegel-Pulses kommt es zu einer Dämpfung der maximalen Oszillationsamplitude A . Deren Werte wurden für insgesamt sechs Zeiten von $\tau_\pi = \{1; 2,5; 5; 12,5; 25; 37,5\} \text{ ms}$ bestimmt und sind in

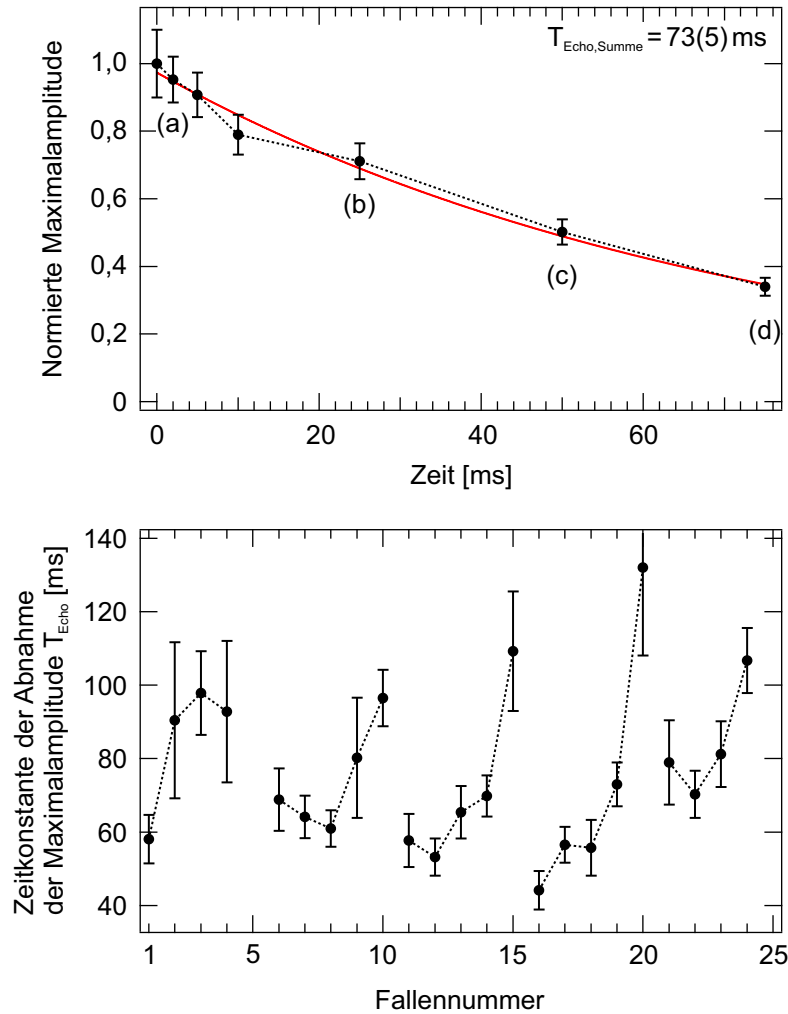


Abbildung 6.12.: Analyse der Amplitudenabnahme in den Messreihen der Spin-Echo-Spektroskopie für verschiedene Zeiten τ_π des Spiegelpulses. (oben) Maximalamplituden des Summensignals von 25 Registerplätzen und angepasste exponentielle Abnahme mit Zeitkonstante $T_{Echo,Summe} = 73(5) \text{ ms}$. Der Datenpunkt bei $t = 0 \text{ ms}$ stammt aus einer Ramseyspektroskopie. (unten) Zeitkonstanten der Abnahme der Maximalamplitude aufgelöst nach Registerposition.

Abbildung 6.12 (oben) exemplarisch für das Summensignal aller Registerplätze aufgetragen. Hier sind die Werte der in Abbildung 6.11 (a-d) gezeigten Spin-Echo-Spektroskopien entsprechend mit den Indizes (a)-(d) gekennzeichnet. Zusätzlich wurde die Amplitude eines Ramseysignals zum Zeitpunkt $t = 0$ bestimmt, welche den ersten Datenpunkt bildet. Alle Amplituden sind auf den Anfangswert der Ramseyspektroskopie normiert. Im Zeitverlauf der experimentellen Maximalamplituden A ist für alle Registerpositionen und auch für deren Summensignal ein exponentieller Abfall zu beobachten. Die angepasste Exponentialfunktion

$$A(t) = A_0 e^{-\frac{t}{T_{Echo}}} \quad (6.70)$$

liefert für das Summensignal eine Zeitkonstante des Amplitudenabfalls von $T_{Echo,Summe} = 73(5) \text{ ms}$. Die für die Qubits aller 25 Einzelfallen ermittelten Zeitkonstanten sind in Abbildung 6.12 (unten) aufgeführt. Im Mittel der dargestellten Einzelwerte erhält man $\bar{T}_{Echo} = 76,7 \text{ ms}$.

Als Ursache der beobachteten Abnahme der Maximalamplitude der Spin-Echo-Spektroskopie für zunehmende Zeiten von τ_π kommen verschiedene Klassen von Dekohärenzmechanismen in Frage. Eine ausführliche Diskussion findet sich in Ref. [156]. Des Weiteren wurde ein Großteil der zu beachtenden Prozesse in der Analyse der Spin-Echo-Spektroskopie an atomaren Ensembles in einem Dipolfallenregister von A. Lengwenaus [61] untersucht. Insbesondere Dephasierung aufgrund von Intensitätsfluktuationen des Dipolfallenlasers und als Folge von Magnetfeldfluktuationen stellte sich mit den Überlegungen in Ref. [61] als vernachlässigbar heraus. Da die eingesetzten Netzteile zur Erzeugung der Magnetfelder sowie der Regelkreis der Intensitätsstabilisierung zu denen dieses Experimentes identisch sind werden diese Ursachen auch hier vernachlässigt. Als dominierende Wechselwirkung mit der Umgebung wird Photonenstreuung vermutet, welche bereits die Amplitudendämpfung der Rabioszillationen aus Abschnitt 6.2.2 verursachte. Ihr Einfluss auf die Dekohärenzzeit der Spin-Echo-Spektroskopie wird im Folgenden abgeschätzt.

Amplitudendämpfung

Während der Spin-Echo-Sequenz wirken der Dipolfallenlaser und die Kopplungslaser auf die Qubits, alle weiteren Laserstrahlen sind mechanisch blockiert. Die Gesamtzeit der Kopplungspulse ist mit $9 \mu\text{s}$ wesentlich geringer als die Zeitkonstante der Amplitudendämpfung der Rabioszillationen von $T_{Rabi} = 111(13) \mu\text{s}$. Darüber hinaus ist diese für alle Werte τ_π konstant und Dekohärenz in Folge der Kopplungspulse wird daher als Ursache des beobachteten Amplitudenabfalls ausgeschlossen. Das Licht der Kopplungslaser wird über einen AOM geschaltet, dessen Unterdrückung zu mehr als $1 : 25000$ bestimmt wurde. Die experimentell bestimmte Rate inkohärenter, zustandsändernder Streuprozesse der Kopplungslaser von $\Gamma_{Raman} \approx T_{Rabi}^{-1} = 9(1) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$ wird damit auf $\Gamma_{Raman} \leq 0,4 \text{ s}^{-1}$ abgeschwächt. Infolgedessen ist Amplitudendämpfung durch Photonenstreuung der Kopplungslaser zu vernachlässigen.

Die Streurrate des Dipolfallenlasers im Fallenzentrum berechnet sich zu $\Gamma_{SC} = 28 \text{ s}^{-1}$, wobei der Anteil zustandsändernder Ramanstreuung $\Gamma_{Raman} = 5 \text{ s}^{-1}$ beträgt. Für die Zeitkonstante der Amplitudendämpfung ergibt sich daraus $T_A = 1/\Gamma_{Raman} = 0,2 \text{ s}$. Dieser Wert liegt ca. dreifach erhöht über der durchschnittlichen experimentell bestimmten Zeitkonstante. Die Amplitudendämpfung als Resultat der Photonenstreuung des Dipolfallenlasers stellt damit nicht den dominierenden Effekt, ist jedoch auch nicht zu vernachlässigen. Es ist zu bemerken, dass das Spektrum des Dipolfallenlasers hier als monochromatisch mit einer Wellenlänge von $805,1 \text{ nm}$ angenommen wurde. Jede Abweichung, beispielsweise durch Streuprozesse in der optischen Faser (Brillouin-Streuung), durch welche das Licht zum Experiment geführt wird, trägt potentiell zu einer Erhöhung der effektiven Streurrate bei. Entsprechende Effekte wurden in früheren Realisierungen bereits beobachtet [126].

Homogene Dephasierung

Eine weitere Klasse von Dephasierungsmechanismen ist, ähnlich wie die inhomogene Dephasierung, in der Abhängigkeit der Frequenzaufspaltung der Qubit-Basiszustände von der Energie des Einzelatom-Qubits in Folge des differentiellen ac-Starkeffektes der Dipolfalle begründet. Jeder Unterschied des Energiezustandes einzelner Qubits im Vergleich der beiden Abschnitte der freien Präzession führt zu einer Unterdrückung des Rephasierens des Quantenzustandes zum Zeitpunkt $t = 2\tau_\pi$. Unter der Annahme normalverteilter, stochastischer Fluktuationen der resultierenden Frequenzverschiebungen $\Delta\delta'$ resultiert irreversibler Kohärenzverlust, welcher auch als homogene Dephasierung bezeichnet wird [156]. Aus der Wahrscheinlichkeitsverteilung

$$p(\Delta\delta', \tau_\pi) = (\sqrt{2\pi}\sigma(\tau_\pi))^{-1} e^{-\frac{(\Delta\delta')^2}{2\sigma^2(\tau_\pi)}} \quad (6.71)$$

folgt eine Abnahme der Maximalamplitude der Spin-Echo-Spektroskopie entsprechend

$$A(\Delta\delta', \tau_\pi) = e^{\tau_\pi^2 \sigma^2 / 2} \quad . \quad (6.72)$$

Die Zeitkonstante T'_2 der homogenen Dephasierung wird als e^{-1} -Wert der Amplitudenabnahme definiert. Es gilt

$$T'_2 = \sqrt{2} / \sigma(\tau_\pi) \quad . \quad (6.73)$$

Im Fall von Einzelatomen kommt als Ursache einer Energieänderung Photonenstreuung in Frage. Diese folgt aus der Rückstoßenergie der Photonen von $E_R = p^2/m = \hbar^2 k^2 / (2m)$ mit dem Photonenimpuls $p = \hbar k$ und der atomaren Masse m zu

$$\dot{E} = \Gamma_{SC} \frac{\hbar^2 k^2}{m} \quad , \quad (6.74)$$

wobei das Potential als harmonisch genähert und die Energieverteilung im thermischen Gleichgewicht angenommen wurde. Als Fluktuationsbreite erhält man [156]

$$\sigma_{SC}(t) = c_U k \sqrt{3 k_B T \Gamma_{SC} \tau_\pi / m} \quad , \quad (6.75)$$

wobei hier im Gegensatz zu der Amplitudendämpfung die Gesamtstreurate Γ_{SC} zu berücksichtigen ist. Die nötige Angabe der mittleren Temperatur der Atome kann aus den Daten der Ramseyspektroskopie gewonnen werden. Für die ermittelten Zeitkonstanten der inhomogenen Dephasierung T_2^* gilt unter der Annahme einer Maxwell-Boltzmann-Temperaturverteilung der Zusammenhang

$$T_2^* = \frac{2\hbar}{c_U k_B T} \sqrt{e^{2/3} - 1} \quad . \quad (6.76)$$

Bei Betrachtung der zentralen Registerfalle (Falle 13) mit einer Falltiefe von $U_0 = k_B \cdot 0,25$ mK ergibt sich aus $T_2^* = 1,65$ ms eine Temperatur von $T = 23,7$ μ K.

Das Verhältnis von Raman- zu Rayleighstreuung beträgt für die Verstimmung der Absolutfrequenzen der Kopplungslaser gegenüber der ^{85}Rb -D2-Linie 1 : 2. Demnach kann deren Gesamtstreurate zu $\Gamma_{SC} \approx 3 \cdot T_{Rabi}^{-1} / 25000 \approx 1,1$ s^{-1} abgeschätzt werden. Für die experimentell relevante Zeitskala [61, 156] von $\tau_\pi = T_{Echo, Falle13} / 2 = 32,7$ ms erhält man damit $\sigma_{SC} = 2\pi \cdot 7,7$ s^{-1} . Die resultierende Zeitkonstante der homogenen Dephasierung berechnet sich somit zu $T'_2 = 180$ ms.

Legt man hingegen die Streurrate der Dipolfalle zugrunde, ergibt sich $\sigma_{SC} = 2\pi \cdot 39,3$ s^{-1} und $T'_2 = 36,0$ ms. Diese Zeitkonstante unterschreitet den experimentellen Wert um 50 %. Eine Abweichung dieser Größenordnung liegt im Rahmen der zu erwartenden Unsicherheiten, welche sich aus der unbekanntem Temperaturverteilung der Einzelatom-Qubits ergeben. Mit den Betrachtungen zur inhomogenen Dephasierung der Ramseyspektroskopie im Zusammenhang mit dem differentiellen ac-Starkeffekt der Dipolfalle (siehe Abschnitt 6.3.1) scheint die Annahme einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung in der Herleitung von Ausdruck (6.75) nur in grober Näherung erfüllt. Darüber hinaus wurde in der Berechnung die Maximalstreurate im Fallenzentrum angenommen und nicht die reduzierte effektive Streurrate als Funktion der Energieverteilung der Atome, wodurch der Wert von T'_2 potentiell unterschätzt wird.

In der Abwägung aller Effekte kann die homogene Dephasierung als Folge von Energiefluktuationen der Qubits verursacht durch Photonenstreuung des Dipolfallenlaser als dominierender Dekohärenzeffekt angesehen werden. Die zu erwartende Abhängigkeit der Zeitkonstanten der Einzelfallen (Abbildung 6.12) von der Falltiefe ist, unter Beachtung der Fehlergrenzen, nur andeutungsweise zu erkennen. Daher scheint es durchaus möglich, dass auch andere, global wirkende Effekte, wie die Photonenstreuung der Kopplungslaser einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag stellen. Der Einfluss beider Ursachen kann durch Optimierung der Laserparameter, beispielsweise durch Wahl einer höheren Verstimmung, bei Bedarf verringert werden.

6.4 Zusammenfassung und Diskussion

Inhalt dieses Kapitels war die parallelisierte Realisierung von Ein-Qubit-Operationen in einem zweidimensionalen Quantenregister. Die Qubits wurden hierfür in dem internen Zwei-Zustands-System des Uhrenübergangs der Grundzustands-Hyperfeinstruktur einzelner ^{85}Rb -Atome kodiert. Die kohärente Kopplung der Qubit-Basiszustände über einen Zwei-Photonen-Prozess wurde anhand von Rabioszillationen demonstriert. Aus der experimentell bestimmten Rabifrequenz von typischerweise $\Omega_R = 2\pi \cdot 100$ kHz ergibt sich eine Größenordnung der Zeitdauer einzelner Quantenoperationen von Mikrosekunden. Die optische Kontrolle des Qubit-Zustandes bietet den Vorteil einer hohen Ortsauflösung. So besteht, wie in Ref. [47] und Kapitel 5.3 demonstriert, die Möglichkeit der Laseradressierung individueller Registerplätze und damit der selektiven Manipulation einzelner Qubits (siehe auch Kapitel 2).

Des Weiteren wurde die grundlegende Beschreibung der Wirkung von Quantenoperationen auf den Qubit-Zustand zusammengefasst. Ein wichtiges Ergebnis ist in diesem Zusammenhang die Realisierbarkeit beliebiger Ein-Qubit-Gatter mit Hilfe des eingesetzten Kopplungsmechanismus. Darüber hinaus wurde die Zeitentwicklung des Qubit-Zustandes unter dem Einfluss von Dephasierung und Amplitudendämpfung diskutiert und die Zeitkonstante der Dekohärenz experimentell charakterisiert. Für die Amplitudendämpfung der Rabioszillationen wurde diese zu $T_{Rabi} = 111(13)$ μs bestimmt. Bei nicht eingestrahlem Kopplungslicht ergaben sich im Vergleich wesentlich größere Kohärenzzeiten. So wurde die Zeitentwicklung der Phasenbeziehung quantenmechanischer Superpositionszustände mit Hilfe der Ramsey- und Spin-Echo-Spektroskopie untersucht. Hier konnte der Einfluss des speichernden Potentials in Form der reversiblen inhomogenen Dephasierung mit der Zeitkonstante der Größenordnung $\bar{T}_2^* = 2,6$ ms beschrieben werden. Als Dekohärenzzeit wurde die charakteristische Zeitkonstante der Spin-Echo-Spektroskopie definiert, in welcher zeitlich konstante inhomogene Effekte unterdrückt sind. Diese betrug im Registermittel $\bar{T}_{Echo} = 76,7$ ms. Aus der Diskussion der Störeinflüsse wurde auf eine Energiefluktuation der Qubits als Folge von Photonenstreuung des Dipolfallenlasers als dominierende Limitierung der Dekohärenzzeit geschlossen. Hier bestehen verschiedene Ansätze zur Reduzierung dieses Effektes. Wie bereits in Kapitel 3 dargelegt, führt eine Steigerung der Verstimmung der eingesetzten Dipolfallenregister zu einer Verringerung der Streuraten sowie des differentiellen ac-Starkeffektes. Die Nutzung eines kommerziell verfügbaren Nd:YAG-Lasers mit einer Wellenlänge von $\lambda = 1064$ nm würde eine Reduzierung der Streuraten auf 2,5 % und des differentiellen ac-Starkeffektes auf 5,4 % des aktuellen Wertes zur Folge haben. Darüber hinaus existieren Techniken zur Kompensation des differentiellen ac-Starkeffektes, welcher die Dephasierung bei Energiefluktuationen vermittelt [114]. In Ref. [62] konnte so die Kohärenzzeit atomarer Ensembles in Dipolfallen um 45 % gesteigert werden. Auch die Implementierung erweiterter Sequenzen aus Spiegelpulsen verspricht die Reduktion des Einflusses von Dephasierung [185]. Experimentell wurde diese Technik (engl.: *dynamical decoupling*) an optisch gespeicherten neutralen Atomen nur für atomare Ensembles mit nicht zu vernachlässigender Stoßwechselwirkung realisiert [186] und ihre Wirkung im Fall des Einzelatom-Quantenregisters bleibt zu prüfen.

Im Vergleich der Spin-Echo-Kohärenzzeit der aktuellen experimentellen Implementierung mit der Zeitdauer einzelner Quantenoperationen wird das geforderte Verhältnis von 10^4 erreicht [34]. Dieses Ergebnis muss jedoch unter dem Vorbehalt der weit schnelleren Amplitudendämpfung der Rabioszillationen betrachtet werden. In zukünftigen Implementierung ist es daher unabdingbar, die Streuraten der Kopplungslaser um ca. drei Größenordnungen zu senken. In diesem Zusammenhang ist zu beachten, dass als Ursache der experimentell bestimmten Streuraten ein resonanter Untergrund der eingesetzten Diodenlaser angenommen werden muss. Daraus ergibt sich als erster Ansatzpunkt die Steigerung der Verstimmung der Kopplungslaser gegenüber der ^{85}Rb -D2-Linie,

welche in den Messreihen dieses Kapitels einer Wellenlängendifferenz von 0,044 nm entsprach. Wird der Untergrund der Laserdioden als konstant angenommen, ist ein um den Faktor zehn gesteigerter Wellenlängenabstand erforderlich um das Laserlicht mit Hilfe schmalbandiger Filter zu säubern. Der mit der Verstimmung einhergehende Verlust an Kopplungsstärke könnte in diesem Fall durch eine potentielle Fokussierung der Kopplungslaser auf die individuellen Registerplätze mit Hilfe eines Mikrolinsenregisters überkompensiert werden.



7 Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte erstmals die parallelisierte Präparation einzelner Atome in Dipolfallenregistern mit mehr als 100 Speicherstellen, die kohärente Manipulation der so bereitgestellten Einzelatom-Qubits und der orts aufgelöste Mehrfachnachweis individueller neutraler Atome in mikrooptisch erzeugten zweidimensionalen Potentialgeometrien in wiederholten Detektionszyklen demonstriert werden. Im Zusammenspiel mit der Reduzierung der Registerperiode auf $9,8 \mu\text{m}$ und der Implementierung von Einzelatom-Quantenregistern in Fallengeometrien aus mehreren überlagerten Dipolfallenregistern mit einstellbaren Fallenabständen unter $5 \mu\text{m}$ wurden wesentliche Schritte auf dem Weg zur Implementierung der, in Kapitel 2 vorgestellten, skalierbaren Architektur für die Quanteninformationsverarbeitung realisiert.

Die eingesetzten Techniken der Fluoreszenzdetektion erlauben den Nachweis von atomaren Ensembles und Einzelatomen mit Auflösung der Atomzahl N , wodurch der Einfluss lichtinduzierter Stöße in der Zeitentwicklung der Atomzahlen detailliert analysiert werden konnte. Für eine Fallengröße von $w_0 = 3,6 \mu\text{m}$ wurden Einkörper- und Zweikörperverlusten der Größenordnung $10^{-9} \text{cm}^3\text{s}^{-1}$ in Abhängigkeit der Fallentiefe bestimmt. Die Stoßraten weisen eine Skalierung gemäß w_0^{-4} und N^2 auf, so dass in optimierten Mikrofallen mit starker Fokussierung der Prozess der Kollisionsblockade beobachtet werden konnte: Unabhängig der Anfangsatomzahl führen Stoßverluste bereits auf kurzen Zeitskalen an jeder Position des Dipolfallenregisters zu einer Präparation eines einzelnen Atoms oder dem Verlust aller Atome. Mit Hilfe dieser Methode wurden Einzelatom-Quantenregister mit 150 Speicherstellen und einer durchschnittlichen Anzahl von $\bar{N}_\Sigma = 75$ mit einem Einzelatom besetzter Registerfallen erzeugt. Zukünftige Realisierungen würden von einer Erhöhung des Füllfaktors profitieren, welcher durch die maximale Einzelatom-Präparationseffizienz von $p_1 = 0,6$ der aktuellen experimentellen Implementierung begrenzt ist. Ausgehend von der numerischen Simulation der Atomzahldynamik wurde, in Übereinstimmung mit den Beobachtungen in Ref. [38], der Anteil von Zweikörperverlusten als Limitierung des Wertes p_1 identifiziert. Dieser könnte durch die Favorisierung von stoßinduzierten Einkörperverlusten mit geeigneter Wahl der stoßinduzierenden Laserstrahlung weitgehend reduziert werden. Wie in Refn. [38, 149, 158] beschrieben, wurden so, mit einer auf das Dipolfallenregister übertragbaren Methode, durch Einsatz blau verstimmter Laserstrahlung in Einzelfallen Präparationseffizienzen p_1 von bis zu 91 % erreicht. Die theoretische Höchstgrenze bei ausschließlichen Einkörperverlusten beträgt $p_1 \approx 1$.

Der resultierende Füllfaktor läge damit in einer Größenordnung, welcher zu der einer Präparation von Einzelatomen als Folge des Übergangs eines Bose-Einstein-Kondensates in den Zustand eines Mott-Isolators in einem optischen Gitter vergleichbar wäre [140–142]. Damit stünde eine zweidimensional-periodische Konfiguration einzelner Quantensysteme zur Verfügung, welche über Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung hinaus experimentelle Vorteile bietet: Die Realisierung gelingt im Vergleich mit geringem Aufwand auf eine simple und direkte Art und ist auch ohne die Voraussetzung der Möglichkeit zur Kondensation eines Quantengases des gewählten Elementes bzw. Isotopes möglich.

Die angestrebte lückenlose Befüllung aller Speicherstellen des Quantenregisters sowie der kontinuierliche Betrieb eines potentiellen Quantenprozessors machen darüber hinaus die Bereitstellung von Einzelatom-Qubits unabhängig des simultanen Ladeprozesses aller Registerfallen notwendig. Basierend auf dem Transport von Atomen in beweglichen Dipolfallen [40, 41] (siehe auch Kapi-

tel 2) wurden in Ref. [75] die Einzelkomponenten eines dreigliedrigen Konzeptes demonstriert, welches auf den Einsatz in mikrooptisch erzeugten Dipolfallenregistern zugeschnitten ist. Ein Teilbereich der Registerfallen wird auf die Speicherung einer großen Anzahl von Atomen optimiert. Aus diesen Reservoir-Fallen können kleine Atomensembles mit einstellbarer mittlerer Größe extrahiert werden [69, 75], welche im Anschluss als Ausgangspunkt für die Einzelatom-Präparation mit Hilfe lichtinduzierter Stöße dienen. Der stochastische Präparationsprozess kann durch den schnellen, verlustfreien Nachweis der Einzelatome mit Einzelphotonenzählwerken und konditionierten Weitertransport im Erfolgsfall in eine deterministische Methode überführt werden. Die erwarteten Repetitionsraten liegen für ein Einzelpaar aus Reservoir- und Transportfalle bei 100 s^{-1} und sind aufgrund der potentiellen mikrooptischen Vielfachrealisierung skalierbar, wodurch eine quasi-kontinuierliche Bereitstellung von Einzelatom-Qubits möglich wird.

Die internen Zustände des Uhrenübergangs der Grundzustands-Hyperfeinstruktur optisch gespeicherter ^{85}Rb -Atome stellen ein wohlbeschriebenes Quasi-Spin-1/2-System dar und bilden aufgrund ihrer Langlebigkeit, der weitreichenden Entkopplung von der Umwelt sowie der umfassenden experimentellen Kontrolle eine ausgezeichnete Qubit-Basis [29, 31, 32, 42]. Für die kohärente Manipulation der Qubits wurde ein stimulierter Zwei-Photonen-Ramanprozess genutzt, wobei die Zeitskala einzelner Quantenoperationen ausgehend von früheren Realisierungen an atomaren Ensembles von mehreren hundert auf einzelne Mikrosekunden reduziert wurde. Im Vergleich mit der experimentell charakterisierten Kohärenzzeit quantenmechanischer Superpositionszustände von 76,7 ms entspricht die erreichte Kopplungsstärke einer Anzahl von mehr als 10^4 ausführbaren Quantenoperationen.

In den Messreihen der kohärenten Zustandsmanipulation musste ein Verlust von ca. 20 % der Qubits hingenommen werden. Dieser resultierte zum Großteil aus Imperfektionen in der Zustandspräparation und aus Atomverlust aufgrund der Notwendigkeit unterschiedlicher Fallentiefen während den Phasen der Manipulation und Detektion. Die Präparationseffizienz des Zustandes $|1\rangle = |5^2S_{1/2}, F = 3, m_F = 0\rangle$ durch zum Übergang $|5^2S_{1/2}, F = 3\rangle \leftrightarrow |5^2P_{3/2}, F = 3\rangle$ resonantes und linear polarisiertes Laserlicht wird von der nichtverschwindenden Wahrscheinlichkeit einer Anregung der Zustände mit einer Quantenzahl $F \neq 3$ der ^{85}Rb -D2-Linie begrenzt. Insbesondere der Zustand $|5^2P_{3/2}, F = 2\rangle$ besitzt eine nur um $h \cdot 63,4 \text{ MHz}$ geringere Energie. Darüber hinaus wird die atomare Resonanzfrequenz als Folge des ac-Starkeffektes der Dipolfallen inhomogen verbreitert. Hier bietet sich einerseits die Nutzung der ^{85}Rb -D1-Linie mit einer sechsfach größeren Hyperfeinstrukturaufspaltung an, andererseits kann der Einfluss der Dipolfallen durch zyklisches, antisynchrones Applizieren von Dipolfallen- und Präparationslicht eliminiert werden. Mit diesen Techniken wurden in Ref. [77] Präparationseffizienzen von 0,99 für ^{87}Rb -Atome erreicht. Eine Reduktion der Atomverluste wäre durch ein weiteres Herabsetzen der mittleren Atomtemperatur, beispielsweise durch die Implementierung von Raman-Seitenband-Kühlen [63–65], möglich. Diese Methode erlaubt die Verringerung der Energie gefangener Atome bis zur Besetzung des Vibrations-Grundzustandes des speichernden Potentials mit hoher Wahrscheinlichkeit. Neben dem Nutzen in der kohärenten Kontrolle des Qubit-Zustandes hätte eine experimentelle Implementierung weitere Vorteile. So würde in Kombination mit der Technik des Quanten-Schieberegisters damit die experimentelle Untersuchung der theoretischen Vorschläge zum adiabatischen Besetzungstransfer zwischen Fallenpotentialen (engl.: *spatial STIRAP*) [92] und den Ansätzen der Atomtronik (engl.: *Atomtronics*) [95] in Dipolfallenregistern möglich.

In Betrachtung der Kriterien von DiVincenzo für ein System zur physikalischen Implementierung der Quanteninformationsverarbeitung [34] verbleibt die Grundanforderung der Ausführbarkeit von Zwei-Qubit-Operationen als letzte zu demonstrierende Komponente. Der Weg dorthin scheint zum Zeitpunkt dieser Arbeit in Form der lasergestützten Anregung in Rydberg-Zustände als direkte Möglichkeit zur Realisierung kontrollierter Wechselwirkung zwischen optisch gespeicherten

neutralen Atomen fest vorgegeben. Hierfür wurden mit der Erzeugung variabler Fallengeometrien aus überlagerten Dipolfallenregistern unter Nutzung der Talbotebene $T_{1/2}$ eine ausgezeichnete Ausgangsposition geschaffen. So wurden Systeme aus Fallenpaaren realisiert, deren Parameter denen der Refn. [51, 52, 77] entsprechen, in welchen ein cNOT-Gatter zwischen Einzelatom-Qubits in einer Konfiguration aus zwei Dipolfallen demonstriert wurde. Der Abstand benachbarter Registerpositionen der Größenordnung einzelner Mikrometer kann hierbei an das spezifische Wechselwirkungspotential der Rydberg-Atome angepasst werden. Darüber hinaus bleiben die individuellen Qubits der Quantenregister über fokussierte Laserstrahlen selektiv adressierbar. In diesem Zusammenhang verspricht die Erweiterung der experimentellen Implementierung um akustooptische Techniken zur Strahlpositionierung erhebliche Vorteile. Diese würde die Möglichkeit der dynamischen Laseradressierung der Qubits mit einer Bandbreite im 10 MHz-Bereich eröffnen. Eine weitere Einsatzmöglichkeit ist die Kontrolle der relativen Position mehrerer Dipolfallenregister, wodurch der Abstand benachbarten Speicherstellen simultan für das aus allen Fallen gebildete Quantenregister dynamisch variiert werden könnte. Mit diesen Techniken würde die parallelisierte Verschränkung einer skalierbaren Anzahl von Qubits in der registerbasierten Architektur greifbar.



A Eigenschaften von ^{85}Rb

Eine Zusammenstellung der atomphysikalischen Daten von ^{85}Rb findet sich in Ref. [110]. Tabelle A.1 zeigt eine Auswahl der für diese Arbeit relevanten Daten. In Abbildung A.1 ist ein Ausschnitt des Termschemas von ^{85}Rb dargestellt, welcher den $5^2S_{1/2}$ -Grundzustand und die ersten angeregten Zustände $5^2P_{1/2}$ und $5^2P_{3/2}$ umfasst.

Atomare Eigenschaften von ^{85}Rb		
Ordnungszahl	Z	37
Nukleonenzahl	$Z + N$	85
Atomare Masse	m	$1,40999 \cdot 10^{-25}$ kg
Kernspin	I	5/2
nukl. Landé-Faktor	g_I	$-2,936400 \cdot 10^{-4}$
Eigenschaften des $5^2S_{1/2}$ -Grundzustands		
elektr. Landé-Faktor	g_J	2,00233113
HFS-Aufspaltung	ω_{HFS}	$2\pi \cdot 3035,732439$ MHz
quadr. Zeeman-Effekt	$\Delta\omega_{0 \rightarrow 0}$	$2\pi \cdot 129,398$ mHz/ $(\mu\text{T})^2 \cdot \text{B}^2$
Eigenschaften der ^{85}Rb -D1-Linie und des angeregten Zustands $5^2P_{1/2}$		
Wellenlänge	λ	794,979014933 nm
Übergangsfrequenz	ω_0	$2\pi \cdot 377,107385690$ THz
Natürliche Linienbreite	Γ	$2\pi \cdot 5,7500$ MHz
Eigenschaften der ^{85}Rb -D2-Linie und des angeregten Zustands $5^2P_{3/2}$		
Wellenlänge	λ	780,241368271 nm
Übergangsfrequenz	ω_0	$2\pi \cdot 384,230406373$ THz
Natürliche Linienbreite	Γ	$2\pi \cdot 6,0666$ MHz
Sättigungsintensität	I_0	1,66932 mW/cm ²
Doppler-Temperatur	T_D	145,57 μK
Rückstoßtemperatur	T_R	370,47 nK
Rückstoßfrequenz	ν_R	3,86 kHz

Tabelle A.1.: Physikalische Eigenschaften von ^{85}Rb . Daten entnommen aus Ref. [110].

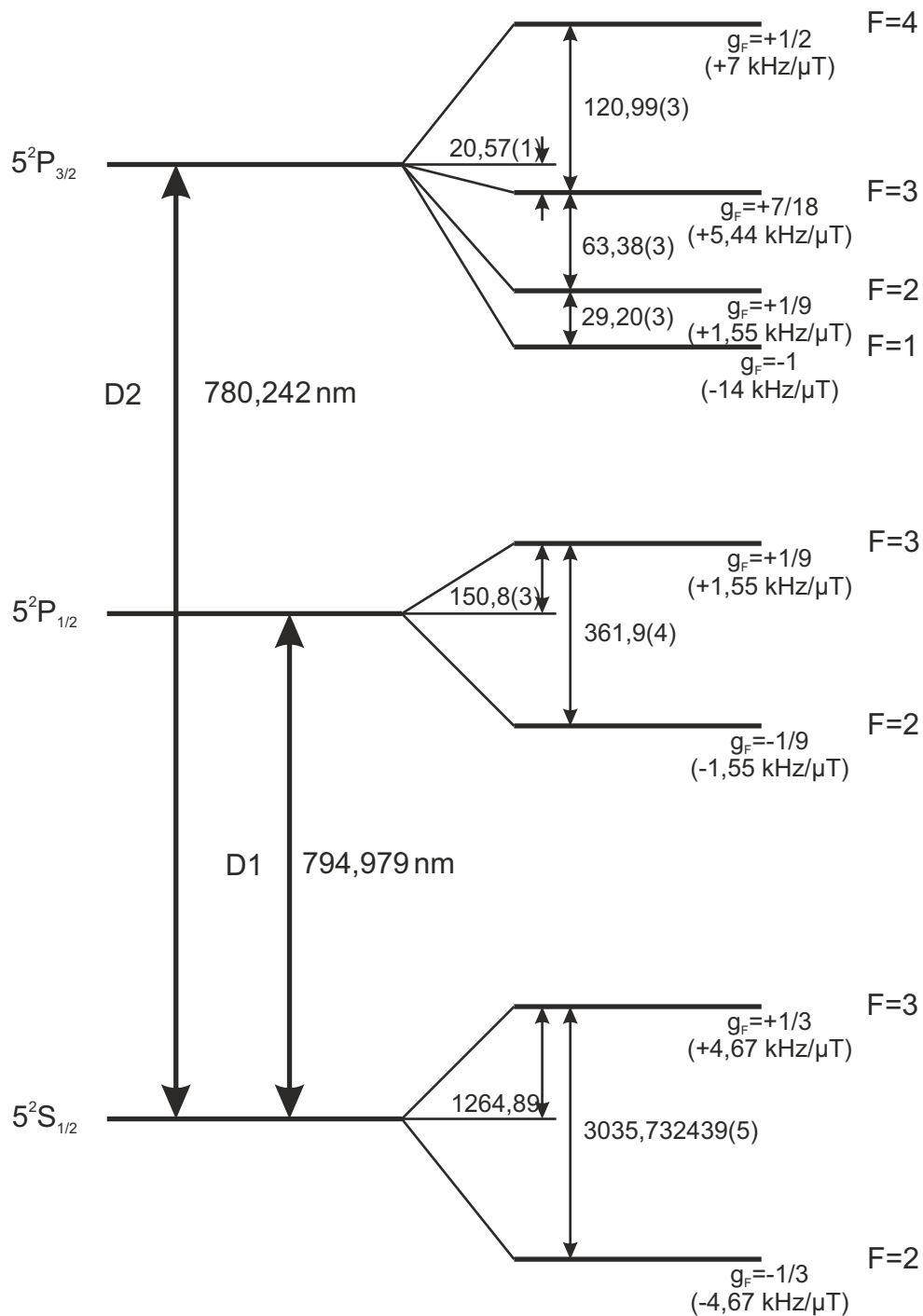


Abbildung A.1.: Termschema der Zustände der D-Linien für ^{85}Rb . Die Aufspaltung der Hyperfeinstruktur ist in MHz angegeben. Neben dem g_F -Faktor ist ebenfalls die Zeeman-Aufspaltung der m_F -Zustände angegeben.

B Eigenschaften der Mikrolinsenregister

B.0.1 Spezifikationen und berechnete Parameter

In den Messungen dieser Arbeit kamen vier verschiedene Mikrolinsenregister zum Einsatz. Berechnete und experimentelle Parameter der Mikrolinsenregister und der erzeugten Dipolfallenregister sind in Kapitel 3.2.2 in den Tabellen 3.1 und 3.2 aufgeführt. Diese entsprechen den hier gezeigten Tabellen B.1 und B.2.

Bez.	f_{ML}	NA_{ML}	a_{ML}	d	z_T^*	w_0	z_R	$w_{0,exp}$
ML1	1,00 mm	0,05	50 μm	125 μm	19,4 mm	7,2 μm	202 μm	6,9 μm
ML2	625 μm	0,1	62,5 μm	125 μm	19,4 mm	3,6 μm	50,6 μm	2,6 μm
ML3	93 μm	0,143	13,25 μm	30 μm	1,11 mm	2,5 μm	25,1 μm	2,2 μm
ML4	1,90 mm	0,028	53 μm	110 μm	15,0 mm	13,0 μm	657 μm	10,1 μm

Tabelle B.1.: Parameter der in dieser Arbeit genutzten Mikrolinsenregister und der von diesen generierten Fallenstrukturen ohne Wiederabbildung für eine Wellenlänge von $\lambda = 805$ nm. Bezüglich $w_{0,exp}$ siehe auch [87, 89, 123, 124].

Bez.	f_{L1}	NA_{L1}	d_0	z_T^*	w_0	z_R	$w_{0,exp}$
ML1	80 mm	0,129	55,5 μm	3,82 mm	3,2 μm	40 μm	3,6 μm
ML2	80 mm	0,129	55,5 μm	3,82 mm	1,6 μm	10 μm	1,7 μm
ML3	80 mm	0,129	13,3 μm	220 μm	1,25 μm	6,6 μm	1,5 μm
ML4	400 mm	0,026	9,8 μm	119 μm	1,25 μm	6,1 μm	1,5 μm

Tabelle B.2.: Parameter der Linsen der Wiederabbildung und der generierten Fallenstrukturen nach Wiederabbildung für eine Wellenlänge von $\lambda = 805$ nm. Bezüglich $w_{0,exp}$ siehe auch [61, 88, 89, 124, 125].

Die Linsen aller Register sind in einem quadratischen Raster angeordnet. Hiervon wurden zwei Mikrolinsenregister bereits in den Dissertationen von M. Volk [124], A. Lengwenus [61] und J. Kruse [62] eingesetzt. Die Daten dieser Register sind in Tabelle B.3 zusammengefasst. Aus diesen Angaben können die Größen der Strahltaile im Fokus sowie der Rayleigh-Länge und der Talbot-Länge gewonnen werden. Diese sind zusammen mit dem experimentell bestimmten Wert der Strahltaile im Fokus in Tabelle 3.1 bzw. Tabelle B.1 aufgeführt. Die Formeln zur Berechnung finden sich in den Kapiteln 3.1.3 und 3.2.1. Der aus dem Unterschied der eingesetzten Wellenlänge von $\lambda \approx 800$ nm zu der Spezifikation der Brennweite für $\lambda = 633$ nm resultierende Fehler der Brennweite aufgrund der Differenz im Brechungsindex von $n_{633} = 1,457$ zu $n_{800} = 1,453$ liegt unter 1 %.

Bez.	d	Linsentyp	$2a$	NA	f
ML1	125 μm	rund, refraktiv	100 μm	0,05	1,00 mm
ML2	125 μm	quadratisch, diffraktiv	125 $\mu\text{m} \times 125 \mu\text{m}$	0,1	625 μm

Tabelle B.3.: Parameter der Mikrolinsenregister ML1 und ML2. Die angegebene Brennweite ist für $\lambda = 633 \text{ nm}$ spezifiziert.

Bez.	d	Linsentyp	$2a$	ROC	NA	f
ML3	30 μm	rund, refraktiv	26,5 μm	42 μm	0,143	93 μm
ML4	110 μm	rund, refraktiv	106 μm	0,86 mm	0,028	1,9 mm

Tabelle B.4.: Parameter der Mikrolinsenregister ML3 und ML4. Die Werte der numerischen Apertur und der Brennweite sind für $\lambda = 805 \text{ nm}$ berechnet.

Es wurden zwei weitere Mikrolinsenregister eingesetzt, deren Daten in Tabelle B.4 zusammengefasst sind.

Die Herstellerangaben der Register ML3 und ML4 spezifizieren den Krümmungsradius (*radius of curvature*, ROC) und den Durchmesser ($2a$) der Linsen. Des Weiteren sind die Mikrolinsenregister aus Quarzglas gefertigt. Aus diesen Werten kann die Brennweite über die Beziehung

$$f = \frac{\text{ROC}}{n_\lambda - 1} \quad (\text{B.1})$$

berechnet werden, wobei n_λ der wellenlängenabhängige Brechungsindex ist ($n_{805} \approx 1,453$). Die numerische Apertur ergibt sich zu

$$\text{NA} = \frac{f}{a} \quad (\text{B.2})$$

Alle weiteren Werte in Tabelle 3.1 bzw. B.1 sind aus diesen Daten berechnet.

B.0.2 Modifikation der Fokallänge durch eine begrenzte Apertur

Der Durchmesser der Mikrolinsen ist typischerweise kleiner als der Durchmesser der Laserstrahlen, welche zum Ausleuchten der Linsen eingesetzt werden. Daher ist die Intensitätsverteilung hinter einer Mikrolinse neben der optischen Wirkung der Linse durch die Beugung an der Apertur der Linse beeinflusst. Eine wichtige Größe zur Beschreibung der Beugung einer ebenen Welle an einer Blende mit Aperturradius a ist die Fresnel-Zahl. Diese ist durch die Beziehung

$$\text{FN} = \frac{a^2}{\lambda f} \quad (\text{B.3})$$

gegeben. Mit abnehmender Fresnel-Zahl nimmt die Stärke von Beugungseffekten zu. Ab einer Größenordnung von $\text{FN} \leq 5$ kommt es zu signifikanten Abweichungen von im Rahmen geometrischer Optik gewonnenen Vorhersagen, wie beispielsweise der aus dem Krümmungsradius einer

Linse ermittelten Brennweite [116]. Aufgrund der Beugung entsteht ein Intensitätsmaximum in endlichem Abstand z_a hinter der Apertur. Es gilt [187]

$$z_a = \frac{a^2}{\lambda} . \quad (\text{B.4})$$

In Kombination mit der fokussierenden Linse führt dies zu einer Verkürzung der effektiven Brennweite. Darüber hinaus ist die maximale effektive Brennweite im Fall kleiner Fresnel-Zahlen bei verschwindender optischer Wirkung der Linse durch z_a limitiert. Die relative Abweichung als Funktion der Fresnel-Zahl ist näherungsweise durch

$$\frac{\Delta f}{f} = (1 + \pi^2 \text{FN}^2 / 12)^{-1} \quad (\text{B.5})$$

gegeben [116]. Tabelle B.5 fasst die Fresnel-Zahlen, die Werte von z_a und die relativen Fokusverschiebungen der eingesetzten Mikrolinsenregister zusammen.

Bez.	a	f	z_a	FN	$\Delta f / f$
ML1	50 μm	1,00 mm	3,1 mm	3,1	0,11
ML2	62,5 μm	625 μm	4,9 mm	7,8	0,02
ML3	13,25 μm	93 μm	218 μm	2,3	0,18
ML4	53 μm	1,9 mm	3,5 mm	1,8	0,26

Tabelle B.5.: Parameter der Mikrolinsenregister ML1-ML4 und daraus berechnete Werte der Fresnel-Zahlen sowie der relativen Fokusverschiebungen für $\lambda = 805 \text{ nm}$.

Der Experimentaufbau ist aktuell auf Mikrolinsenregister mit einem Linsenabstand von 110 μm und großen Brennweiten optimiert. In den Abbildungen B.1 und B.2 wird das Verhalten der oben diskutierten Größen der Brennweite und der Fresnel-Zahl als Funktion des Krümmungsradius einer Linse dieser Größe gezeigt. In Abbildung B.3 ist die Fokusverschiebung nach Formel (B.5) als Funktion der Fresnel-Zahl aufgetragen. In den Graphen ist jeweils der Wert von ML4 markiert.

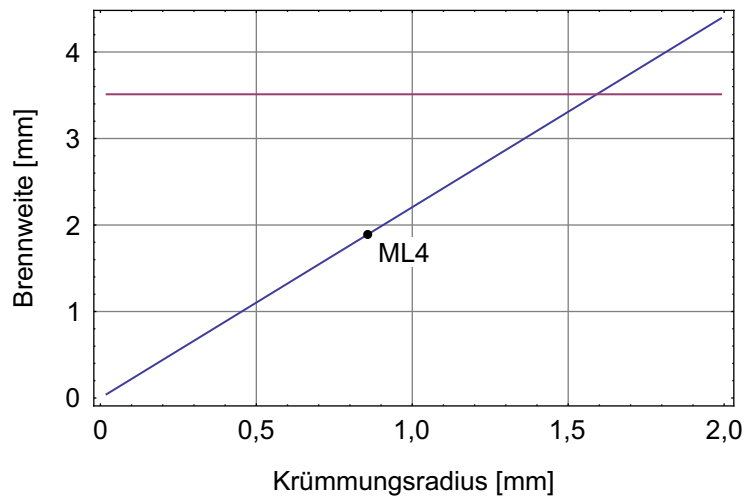


Abbildung B.1.: Brennweite als Funktion des Krümmungsradius (blau) und axiale Position des Intensitätsmaximums als Folge von Beugung an einer Blende mit Aperturradius $a = 53 \mu\text{m}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 805 \text{ nm}$.

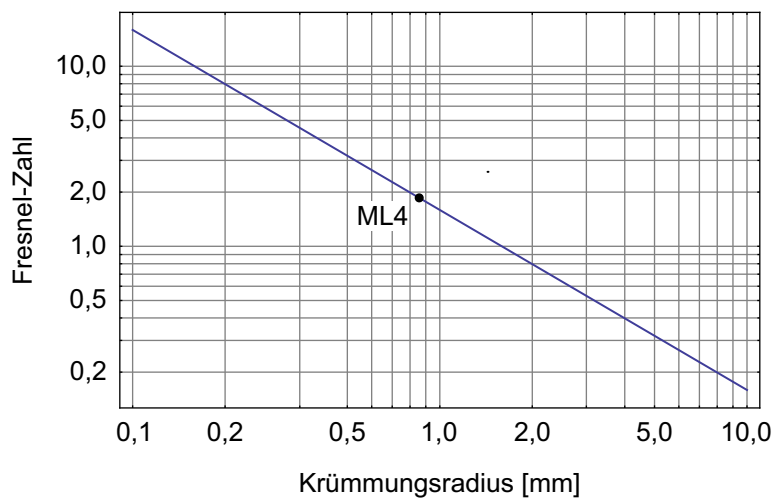


Abbildung B.2.: Fresnel-Zahl als Funktion des Krümmungsradius einer Linse mit Aperturradius $a = 53 \mu\text{m}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 805 \text{ nm}$.

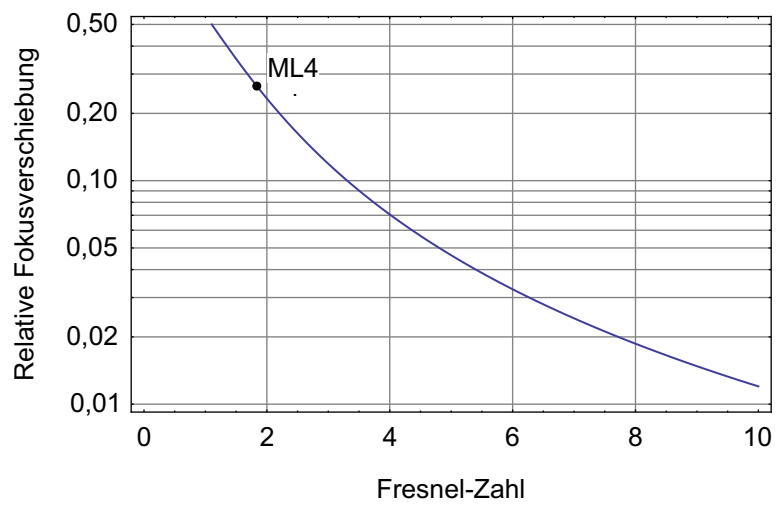


Abbildung B.3.: Relative Fokusverschiebung als Funktion der Fresnel-Zahl.



C Numerische Berechnung von Wellenfunktionen der ⁸⁵Rb-Rydberg-Zustände

Die Eigenschaften von Rydberg-Atomen sind in der Literatur beschrieben [80]. Hier werden die Berechnung von Zustandsenergien auf Basis experimentell bestimmter Quantendefekte und die numerische Berechnung der zugehörigen Wellenfunktionen der Rydberg-Zustände von ⁸⁵Rb-Atomen zusammengefasst (siehe auch Refn. [188, 189]).

Der Abweichung der Bindungsenergie der Rydberg-Zustände von Alkaliatomen im Vergleich zur Bindungsenergie entsprechender Wasserstoff-Zustände kann mit Hilfe von Quantendefekten $\delta_{n,l,j}$ Rechnung getragen werden. Für die Bindungsenergie folgt mit der Rydbergkonstanten für ⁸⁵Rb $C_{RY} = 109736,606 \text{ cm}^{-1}$

$$W = \frac{C_{RY}}{(n - \delta_{n,l,j})^2} = \frac{C_{RY}}{(n^*)^2} \quad \text{mit} \quad n^* = n - \delta_{n,l,j} \quad . \quad (\text{C.1})$$

Die Werte des zustandsabhängigen Quantendefekts ergeben sich nach der Beziehung

$$\delta_{n,l,j} = \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2} + \frac{\delta_4}{(n - \delta_0)^4} + \dots \quad (\text{C.2})$$

aus spektroskopisch ermittelten Werten für $\delta_0, \delta_2, \dots$ (eine Zusammenstellung findet sich in Ref. [190]).

Das Valenzelektron eines Rydberg-Atoms ist im zeitlichen Mittel sehr weit vom Atomkern entfernt. Es befindet sich daher annähernd in dem $1/r$ -Coulombpotential der von der Elektronenhülle abgeschirmten Kernladung. Das effektive Potential ist durch die nichtverschwindende Aufenthaltswahrscheinlichkeit innerhalb der Elektronenhülle nahe des Kerns modifiziert. Es wird daher das Modellpotential aus Ref. [83] verwendet, welches diesen Effekt berücksichtigt:

$$V_c(r) = -\frac{Z_{nl}(r)}{r} - \frac{\alpha_c}{2r^4} \cdot (1 - e^{-(\frac{r}{r_c})^6}) \quad (\text{C.3})$$

mit

$$Z_{nl}(r) = 1 + (Z - 1) \cdot e^{-a_1 r} - (a_3 + a_4 r) \cdot r e^{-a_2 r} \quad . \quad (\text{C.4})$$

Hier bezeichnet α_c die Kernpolarisierbarkeit. Die Parameter $a_1 - a_4$, r_c und α sind in Ref. [83] aufgelistet.

Das effektive Potential setzt sich aus dem Modellpotential $V_c(r)$ und dem Potential der Spin-Orbit Kopplung zusammen. Dieses ist durch

$$V_{LS}(r) = \frac{\alpha^2}{2r^3} \cdot \frac{1}{2} (j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)) \quad (\text{C.5})$$

gegeben und es folgt

$$V_{eff} = V_c + V_{LS}(r) \quad (\text{C.6})$$

Mit Hilfe des effektiven Potentials V_{eff} und der Quantendefekt-Zustandsenergien können die radialen Wellenfunktionen $R(r)$ der Rydberg-Zustände von ^{85}Rb -Atomen durch numerische Integration der radialen Schrödingergleichung gewonnen werden. Das Vorgehen orientiert sich an dem in Ref. [81] und verwendet die Numerov-Methode. Die Wellenfunktion wird entsprechend $u = \sqrt{r}$ und $\chi = r^{3/4}R(r)$ skaliert, so dass die Integration mit konstanter Schrittweite ausgeführt werden kann (siehe Ref. [82]).

Der folgende Abschnitt ist Quellcode des zur Berechnung der Wellenfunktionen genutzten Mathematica-Notebooks (n^* ist hier als nRy bezeichnet). Die aus den so berechneten Wellenfunktionen resultierenden normierten radialen Wahrscheinlichkeitsdichten der Zustände $5^2P_{3/2}$, $50^2S_{1/2}$ und $100^2D_{5/2}$ sind in Abbildung 2.10 in Kapitel 2.3 dargestellt. Der Berechnung der Wellenfunktion des Zustands $5^2P_{3/2}$ wurde die spektroskopische Zustandsenergie (anstatt einer Quantendefekt-Energie) zugrunde gelegt.

(*****)

(*Potential*)

```

acore := 9.0760
a10 = {3.69628474, 1.64915255, -9.86069196, 0.19579987, 1.66242117};
a11 = {4.44088979, 1.92828831, -16.79597770, -0.81633314, 1.50195124};
a12 = {3.78717363, 1.57027864, -11.65588970, 0.52942835, 4.86851938};
a13 = {2.39848933, 1.76810544, -12.07106780, 0.77256589, 4.79831327};

aMatrix := {a10, a11, a12, a13}
a1[l_] := aMatrix[[l + 1]][[1]]
a2[l_] := aMatrix[[l + 1]][[2]]
a3[l_] := aMatrix[[l + 1]][[3]]
a4[l_] := aMatrix[[l + 1]][[4]]
rc[l_] := aMatrix[[l + 1]][[5]]

Vcoul[r_] := -1 / r

Zl[l_, r_] := 1 + (37 - 1) * e^-a1[l]*r - r * (a3[l] + a4[l] * r) * e^-a2[l]*r

Vcore[l_, r_] := - (2 * Zl[l, r]) / r - (acore / (2 * r^4)) * (1 - e^-(r/rc[l])^6)

Vls[l_, j_, r_] := ((alpha_s)^2 / (2 * r^3)) * (j * (j + 1) - 1 * (1 + 1) - (1 / 2) * ((1 / 2) + 1)) / 2

Vmod[l_, j_, r_] := Vcore[l, r] + Vls[l, j, r]

```

(Fortsetzung auf nächster Seite)

```

(*****)
(*Numerov-Integration*)

NwaveRydSQfull[nval_, lval_, jval_, step_] := Module[
  {start, end, actX, actval, oldval, oldoldval, numerovlist, wavelist, wavelistN,
  norm},

  g[n_, l_, j_, x_] := 4 * x^2 * Vmod[1, j, x^2] + 8 * x^2 / (2 * nRy[n, 1, j]^2) +
    (2 * l + 1 / 2) * (2 * l + 3 / 2) / x^2;

  T[n_, l_, j_, x_] := dx^2 * g[n, l, j, x] / 12;
  numerov = ((2 + 10 * T[nval, lval, jval, x]) * Y0 -
    (1 - T[nval, lval, jval, x + dx]) * Yplus) / (1 - T[nval, lval, jval, x - dx]);

  start = Ceiling[1 * Sqrt[2 * n * (n + 15)]] /. {n -> nval};
  end = 0.2 - step / 2; (*Max[Sqrt[n * (n - Sqrt[n^2 - 1 * (l + 1)])], rp/a0] /. {n -> nval, l -> lval};*)
  actX = start - step;
  wavelist = {{start, RydSQ[nval, lval, jval, start]},
    {actX, RydSQ[nval, lval, jval, actX]}};

  oldval = wavelist[[2]][[2]];
  oldoldval = wavelist[[1]][[2]];
  norm = wavelist[[1]][[1]]^2 * wavelist[[1]][[2]]^2 +
    wavelist[[2]][[1]]^2 * wavelist[[2]][[2]]^2;

  numerovlist =
  Last[
  Reap[
  While[
  True,
  If[! ((actX - step) > end), Break[]];
  actval = numerov /. {Y0 -> oldval, Yplus -> oldoldval, dx -> step, x -> actX};
  actX -= step;
  norm += actval^2 * (actX)^2;
  Sow[{actX, actval}];
  oldoldval = oldval;
  oldval = actval;
  ]
  ]
  ][[1]];

  wavelist = Reverse[Join[wavelist, numerovlist]];
  wavelistN = Table[{wavelist[[i]][[1]],
    wavelist[[i]][[2]] / (Sqrt[2 * norm])}, {i, Length[wavelist]};

  Return[wavelistN]
];

```



D Numerische Berechnung der Lichtpropagation durch Mikrolinsenregister

Abbildung 3.7 in Kapitel 3.2.1 zeigt den Talbot-Teppich eines Mikrolinsenregisters der Periode $110\ \mu\text{m}$ bei Ausleuchtung vieler Linsen mit kohärentem Licht der Wellenlänge $\lambda = 805\ \text{nm}$. Die Einzellinsen haben einen Durchmesser von $106\ \mu\text{m}$ und eine Brennweite von $1,88\ \text{mm}$. Der folgende Abschnitt zeigt den der Berechnung der Intensitätsverteilung des Talbot-Teppichs zugrunde liegenden Quellcode. Die Programmierung und die Berechnungen wurden von J. Schütz durchgeführt [118]. Der Quellcode wird mit Genehmigung des Autors wiedergegeben und die numerischen Daten für Abbildung 3.7 wurden vom Autor zu Verfügung gestellt.

```
// This program calculates the field of a microlens array on a screen by summing
// up the contributions of spherical waves originating from the array (Huygens
// principle or diffraction integral). The lenses are supposed to be thin
// lenses, i.e. they just give rise to a phase shift (no deflection).
#include <stdio.h>
#include <math.h>
#include <iostream>
#include <sstream>
#include <fstream>
#include <istream>
#include <string>
#include <sstream>
#include <complex>

#include <time.h>

using namespace std;

// All lengths are in micro m.
const double lambda=0.805; // wavelength
const double rLens=53.0; // lens radius
const double dLenses=110.0; // distance between lenses
const double f=1880.0; // focal length of the lenses
const int NLENSES=30; // Number of lenses. The lenses are centered around x=y=0.
double y=55.0; // y-value for the cut (usually 0.0)

// pixeling of the lens
const double dx=lambda/2.0;
int NXLENS = floor(dLenses/dx);

// pixeling of the screen
const double dxScreen = lambda*2.0;
const double rScreen = 6*dLenses/2.0;
const int NXSCREEN = floor(2*rScreen/dxScreen);
```

```

// pixeling of the screen for one lens (need to be sqrt(2) larger than the screen,
// since this is the maximum distance a pixel on the screen can have from a lens)
const double rOneLens = (NLENSES*dLenses+rScreen)/2.0*sqrt(2.0);
const int NXONELENS = floor(rOneLens/dx);

const double dLensesBy2=dLenses/2.0; // half distance between lenses
const double k=2*M_PI/lambda; //k-vector

// define arrays:
double x0Lenses[NLENSES]; // origins of the lenses
// field of one lens on the screen:
complex<double>* OneLens= new complex<double>[NXONELENS];
double* screen = new double[NXSCREEN];
// phase shift of the lens initialized below.

int
main (void)
{
    // set arrays to 0.0:
    // EPhase: phase shift of the lens. Defining a complex array of variable length is
    // not that trivial...
    complex<double>** EPhase = new complex<double>*[NXLENS];
    // allocate an array of pointers
    for(int i=0; i<NXLENS; i++)
    {
        EPhase[i] = new complex<double>[NXLENS];
        // allocate an array to each pointer
        for(int j=0; j<NXLENS; j++)
            EPhase[i][j]=complex<double>(0.0,0.0);
    }
    for(int i=0; i<NXONELENS; i++){OneLens[i]=complex<double>(0.0,0.0);}
    for(int i=0; i<NXSCREEN; i++){screen[i]=0.0;}

    double r;
    complex<double> ESlit; // field "without lens" exp(i k r)/r
    complex<double> screenval;
    // for summation of the field on the screen (to avoid a complex screen)
    double z; // distance of screen

    ofstream data; // outputfile
    data.open ("data_xz_y0",ios::out);
    if (!data.is_open()) {cout << "Problems to open outputfile: data"; return 1;}

    // positions of the lenses (symmetric around 0)
    for (int i=0;i<NLENSES;i++){ x0Lenses[i]=(-dLenses*((NLENSES-1)/2.0) + i*dLenses);}

    // phase shift of one lens
    // Attention: The lens is supposed to give a phase shift -k r^2 / 2f
    // but for microscopic lenses this formula is not 100% correct.
    // Maybe we should better use the curvature and the index of refraction
    // to calculate the phase shift...
    for (int i=0; i<NXLENS; i++){
        for (int j=0; j<NXLENS; j++){

```

```

    if (pow(i*dx-dLensesBy2,2)+pow(j*dx-dLensesBy2,2)<rLens*rLens)
    {
        EPhase[i][j]=exp( complex<double>(0.0, -k*(pow(i*dx-dLensesBy2,2)+
        pow(j*dx-dLensesBy2,2))/(2.0*f)) );
    }
    else{EPhase[i][j]=complex<double>(0.0, 0.0);}
}
}

for (int zz=1;zz<=37000;zz+=100){
// calculate field as function of r for a given z
z=zz;
cout << zz << endl;
for (int i=0; i<NXONELENS; i++){OneLens[i]=complex<double>(0.0,0.0);}
for (int i=0; i<NXSCREEN; i++){screen[i]=0.0;}

// We first need to calculate the field of a single lens on the screen as
// function of the distance from the lens centre on the screen.

// We want to calculate the following sum, but the summation using
// the next block is 5 times faster cause we use some symmetries.
// The lens is situated at x=0,y=0 and the screen is in distance z.
// So for every pixel on the screen we need to sum over the whole lens area.
// for (int ii=0; ii<NXONELENS; ii++){
// screenval=(0.0,0.0);
// for (int jj=0; jj<NXLENS; jj++){
// for (int kk=0; kk<NXLENS; kk++){
// r=sqrt(pow(ii*dx-(jj*dx-dLensesBy2),2)+
// pow((kk*dx-dLensesBy2),2)+
// pow(z,2));
// ESlit = exp(complex<double>(0.0, k*r))/r;
// OneLens[ii]+=ESlit*EPhase[jj][kk];
// }
// }
// }

// start of sum for one lens
// symmetrties used:
// 1. we measure the distance from the lens in x-direction, so the contribution from
// y equals the comtribution from -y, i.e we only need to calculate from -ymax to 0.
// 2. the major part of the calculation is calculating exp(i k r)/r, so the calculation
// will be faster if we calculate this just once and then sum up for all pixel on
// the screen that have the same distance. For every pixel we then just need to
// account for a different EPhase since the partial wave comes from a different
// pixel on the lens. We just need to be careful at the borders of the screen.
for (int kk=0; kk<NXLENS/2; kk++){
// left border
for (int ii=1; ii<NXLENS; ii++){
r=sqrt(pow((-ii*dx+dLensesBy2),2)+pow((kk*dx-dLensesBy2),2)+pow(z,2));
ESlit = exp(complex<double>(0.0, k*r))/r;
for (int jj=0; jj<NXLENS-ii; jj++){
OneLens[jj]+=2.0*ESlit*EPhase[jj+ii][kk];
}
}
}

```

```

}
// center part
for (int ii=0; ii<NXONELENS-NXLENS; ii++){
    r=sqrt(pow((ii*dx+dLensesBy2),2)+pow((kk*dx-dLensesBy2),2)+pow(z,2));
    ESlit = exp(complex<double>(0.0, k*r))/r;
    for (int jj=0; jj<NXLENS; jj++){
        OneLens[ii+jj]+=2.0*ESlit*EPhase[jj][kk];
    }
}
//right border
for (int ii=NXONELENS-NXLENS; ii<NXONELENS; ii++){
    r=sqrt(pow((ii*dx+dLensesBy2),2)+pow((kk*dx-dLensesBy2),2)+pow(z,2));
    ESlit = exp(complex<double>(0.0, k*r))/r;
    for (int jj=0; jj<NXONELENS-ii; jj++){
        OneLens[ii+jj]+=2.0*ESlit*EPhase[jj][kk];
    }
}
}
// if NXLENS is odd we will miss contribution of the center of the lens.
if(NXLENS%2==1){
    int kk=NXLENS/2+1;
    // left border
    for (int ii=1; ii<NXLENS; ii++){
        r=sqrt(pow((-ii*dx+dLensesBy2),2)+pow((kk*dx-dLensesBy2),2)+pow(z,2));
        ESlit = exp(complex<double>(0.0, k*r))/r;
        for (int jj=0; jj<NXLENS-ii; jj++){
            OneLens[jj]+=ESlit*EPhase[jj+ii][kk];
        }
    }
    // center part
    for (int ii=0; ii<NXONELENS-NXLENS; ii++){
        r=sqrt(pow((ii*dx+dLensesBy2),2)+pow((kk*dx-dLensesBy2),2)+pow(z,2));
        ESlit = exp(complex<double>(0.0, k*r))/r;
        for (int jj=0; jj<NXLENS; jj++){
            OneLens[ii+jj]+=ESlit*EPhase[jj][kk];
        }
    }
    //right border
    for (int ii=NXONELENS-NXLENS; ii<NXONELENS; ii++){
        r=sqrt(pow((ii*dx+dLensesBy2),2)+pow((kk*dx-dLensesBy2),2)+pow(z,2));
        ESlit = exp(complex<double>(0.0, k*r))/r;
        for (int jj=0; jj<NXONELENS-ii; jj++){
            OneLens[ii+jj]+=ESlit*EPhase[jj][kk];
        }
    }
}
// end of sum for one lens

// Now we just need to sum over all lenses. So for every pixel on the screen we need to
// calculate the distance to every lens and sum the known field contributions of them.
// for(int i=0;i<NXSCREEN/2+1;i++){
// for(int j=0;j<NXSCREEN/2+1;j++){
// for(int ii=0;ii<NXSCREEN;ii++){

```

```

    screenval=(0.0,0.0);
    for(int kk=0;kk<NLENSES;kk++){
        for(int ll=0;ll<NLENSES;ll++){
            int n=floor(sqrt( pow(ii*dxScreen-rScreen-x0Lenses[kk],2)+
                pow(y-x0Lenses[ll],2) )/dx);
            screenval+=OneLens[n];
        }
    }
    screen[ii]=pow(abs(screenval),2);
}

for (int ii=0; ii<NXSCREEN; ii++){
    data << ii*dxScreen-rScreen <<" "<< z <<" "<< screen[ii]<< endl;
}
data<<endl;

} // end of z-loop

data.close();

// free memory of dynamically allocated arrays
delete [] screen;
for(int i=0; i<NXLENS; i++){delete [] EPhase[i];}
delete [] EPhase;
delete [] OneLens;
return 0;
}
\chapter{Quellcode}

```



E Monte-Carlo Simulation der Atomzahlentwicklung

In Kapitel 4.2 sind Monte-Carlo-Simulationen von Gleichung (4.6) unter diversen Randbedingungen dargestellt. Der nächste Abschnitt zeigt beispielhaft den Quellcode eines Mathematica-Notebooks, welches zur Simulation der Zeitentwicklung der Atomzahl in Abbildung 4.6 genutzt wurde. Die so aus den experimentellen Daten extrahierten Verlustraten sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

```
(*****)  
Atomzahlentwicklung = Compile[  
  {{num, _Integer}, {nmeanstart, _Real}, {obc, _Real}, {tbc, _Real},  
   {obl, _Real}, {time, _Real}, {stepsizeratio, _Integer}, {points, _Integer},  
   {obcB, _Real}, {tbcB, _Real}, {oblB, _Real}, {time2, _Real}},  
  Module[  
    {obc0, tbc0, obl0, obcn, tbcn, obln, obcB0, tbcB0, oblB0, obcBn, tbcBn, oblBn, n,  
     m, l = 0, k = 1, nB, nBint = 0., nBint0, stepsize0, stepsize, stepsize2,  
     tact2 = 0., k2 = 0, tact0 = 0., tact = 0., getdata = True, templist, returnlist,  
     list0, list1, list2, list3, list4, weightsStart, numStart, nStartDelta = 0.,  
     maxnumstart},  
    templist = Table[0, {points}]; list0 = Table[0, {points}];  
    list1 = Table[0, {points}]; list2 = Table[0, {points}];  
    list3 = Table[0, {points}]; list4 = Table[0, {points}];  
    stepsize0 = time / (points - 1);  
    nStartDelta = Sqrt[0.75 * nmeanstart];  
    maxnumstart = Ceiling[nmeanstart + nStartDelta * 4];  
    numStart = Table[i, {i, 0, maxnumstart}];  
    weightsStart = Table[Exp[-(x - nmeanstart)^2 / (2 * nStartDelta^2)] /  
      (Sqrt[2 * Pi] * nStartDelta), {x, 0, maxnumstart}];  
    While[  
      l < num,  
      n = RandomChoice[weightsStart -> numStart]; k = 0; tact = 0.; getdata = True;  
      While[  
        k < points,  
        If[n == 0, m = k + 1; While[m <= points, list0[[m]] += 1; m += 1;];];  
        If[n == 0, Break[]];  
        If[  
          getdata, k += 1; tact2 = 0.; nBint = 0; nB = n;  
          While[  
            True,  
            If[nB == 0, Break[]];  
            If[tact2 >= time2, Break[]];  
            obcB0 = nB * (nB - 1) * obcB / 2; tbcB0 = nB * (nB - 1) * tbcB / 2;  
            oblB0 = nB * oblB;  
            stepsize2 = 1 / ((obcB0 + tbcB0 + oblB0) * stepsizeratio + 1);  
            If[((tact2 + stepsize2) >= time2), stepsize2 = time2 - tact2;  
              tact2 = time2;, tact2 += stepsize2;];  
          ]  
        ]  
      ]  
    ]  
  ]
```

(Fortsetzung auf nächster Seite)

```

(*****
obcBn = obcB0 * stepsize2; tbcBn = tbcB0 * stepsize2;
oblBn = oblB0 * stepsize2; nBint += nB * stepsize2 / time2;
If[
  nB > 1,
  nB == (RandomChoice[{1 - obcBn, obcBn} -> {0, 1}] +
    RandomChoice[{1 - tbcBn, tbcBn} -> {0, 2}] +
    RandomChoice[{1 - oblBn, oblBn} -> {0, 1}]),
  nB == RandomChoice[{(1 - oblBn), oblBn} -> {0, 1}]
];
If[nB < 0, nB = 0];
];
nBint0 = Round[nBint];
If[nBint0 == 0, list0[[k]] += 1]; If[nBint0 == 1, list1[[k]] += 1];
If[nBint0 == 2, list2[[k]] += 1]; If[nBint0 == 3, list3[[k]] += 1];
If[nBint0 == 4, list4[[k]] += 1];
templist[[k]] += nBint0; getdata = False;
];
obc0 = n * (n - 1) * obc / 2; (* passe Raten an aktuelles n an. *)
tbc0 = n * (n - 1) * tbc / 2; obl0 = n * obl; (* Passe Schrittweite an *)
stepsize = 1 / ((obc0 + tbc0 + obl0) * stepsizeratio + 1);
tact0 = k * stepsize0;
If[((tact + stepsize) >= tact0), stepsize = tact0 - tact; tact = tact0;
  getdata = True; , tact += stepsize;];
obcn = obc0 * stepsize; (* normiere Raten auf aktuelle Schrittweite *)
tbcn = tbc0 * stepsize; obln = obl0 * stepsize;
If[
  n > 1,
  n == (RandomChoice[{1 - obcn, obcn} -> {0, 1}] +
    RandomChoice[{1 - tbcn, tbcn} -> {0, 2}] +
    RandomChoice[{1 - obln, obln} -> {0, 1}]),
  n == RandomChoice[{(1 - obln), obln} -> {0, 1}]
];
If[n < 0, n = 0];
];
l += 1;
];
returnlist = {
  Table[{(i - 1) * stepsize0, templist[[i]] / num}, {i, points}],
  Table[{(i - 1) * stepsize0, list0[[i]] / num}, {i, points}],
  Table[{(i - 1) * stepsize0, list1[[i]] / num}, {i, points}],
  Table[{(i - 1) * stepsize0, list2[[i]] / num}, {i, points}],
  Table[{(i - 1) * stepsize0, list3[[i]] / num}, {i, points}],
  Table[{(i - 1) * stepsize0, list4[[i]] / num}, {i, points}]
}
]
]

```

F Publikationsliste

M. Schlosser, S. Tichelmann, M. Hambach und G. Birkel

Universal method for the realization of large-scale single-atom qubit arrays with individual addressability, (in Vorbereitung).

M. Schlosser, J. Kruse, C. Gierl, S. Teichmann, S. Tichelmann und G. Birkel

Fast transport, atom sample splitting and single-atom qubit supply in two-dimensional arrays of optical microtraps, New Journal of Physics **14**, 123034 (2012).

M. Schlosser, S. Tichelmann, J. Kruse und G. Birkel

Scalable architecture for quantum information processing with atoms in optical micro-structures, Quantum Information Processing **10**, 907-924 (2011).

A. Lengwenus, J. Kruse, M. Schlosser, S. Tichelmann und G. Birkel

Coherent Transport of Atomic Quantum States in a Scalable Shift Register, Physical Review Letters **105**, 170502 (2010).

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).

N. Lundblad, M. Schlosser, und J. V. Porto

Experimental observation of magic-wavelength behavior of ^{87}Rb atoms in an optical lattice, Physical Review A **81**, 031611 (2010).¹

¹ Veröffentlichung ist im Rahmen eines 6 Monatigen Aufenthalts am National Institute of Standards and Technology (Gaithersburg, USA) entstanden.



Literaturverzeichnis

- [1] S. Chu, *Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles*, Rev. Mod. Phys. **70**, 685 (1998).
- [2] C. N. Cohen-Tannoudji, *Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons*, Rev. Mod. Phys. **70**, 707 (1998).
- [3] W. D. Phillips, *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Rev. Mod. Phys. **70**, 721 (1998).
- [4] E. A. Cornell und C. E. Wieman, *Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments*, Rev. Mod. Phys. **74**, 875 (2002).
- [5] W. Ketterle, *Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser*, Rev. Mod. Phys. **74**, 1131 (2002).
- [6] N. Hinkley, J. A. Sherman, N. B. Phillips, M. Schioppo, N. D. Lemke, K. Beloy, M. Pizzocaro, C. W. Oates und A. D. Ludlow, *An Atomic Clock with 10^{-18} Instability*, Science **341**, 1215 (2013).
- [7] B. J. Bloom, T. L. Nicholson, J. R. Williams, S. L. Campbell, M. Bishof, X. Zhang, W. Zhang, S. L. Bromley und J. Ye, *An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10^{-18} level*, Nature **506**, 71 (2014).
- [8] S. Haroche, *Nobel Lecture: Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary*, Rev. Mod. Phys. **85**, 1083 (2013).
- [9] D. J. Wineland, *Nobel Lecture: Superposition, entanglement, and raising Schrödinger's cat*, Rev. Mod. Phys. **85**, 1103 (2013).
- [10] J. M. Raimond, M. Brune und S. Haroche, *Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity*, Rev. Mod. Phys. **73**, 565 (2001).
- [11] M. A. Nielsen und I. L. Chuang, *Quantum computation and quantum information* (Cambridge University Press, New York, NY, USA, 2000).
- [12] D. Deutsch, *Quantum Theory, the Church-Turing Principle and the Universal Quantum Computer*, Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences **400**, 97 (1985).
- [13] R. Feynman, *Simulating physics with computers*, International Journal of Theoretical Physics **21**, 467 (1982).
- [14] L. K. Grover, *Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack*, Phys. Rev. Lett. **79**, 325 (1997).
- [15] P. Shor, *Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer*, SIAM Journal on Computing **26**, 1484 (1997).
- [16] R. Hughes et. al., *A Quantum Information Science and Technology Roadmap*, Produced for the Advanced Research and Development Activity (ARDA), published online, <http://qist.lanl.gov>, 2004.
- [17] P. Zoller et al., *Quantum information processing and communication*, The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics **36**, 203 (2005).
- [18] I. L. Chuang, L. M. K. Vandersypen, X. Zhou, D. W. Leung und S. Lloyd, *Experimental realization of a quantum algorithm*, Nature **393**, 143 (1998).

-
- [19] L. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C. S. Yannoni, M. H. Sherwood und I. L. Chuang, *Experimental realization of Shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance*, Nature **414**, 883 (2001).
- [20] D. Bouwmeester, A. Ekert und A. Zeilinger, *The physics of quantum information: quantum cryptography, quantum teleportation, quantum computation* (Springer, London, UK, 2000).
- [21] T. Beth und G. Leuchs, *Quantum Information Processing* (Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 2005).
- [22] H. O. Everitt, *Experimental Aspects of Quantum Computing* (Springer, New York, NY, USA, 2005).
- [23] W. P. Schleich und H. Walther, *Elements of Quantum Information* (Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 2007).
- [24] R. Blatt und D. Wineland, *Entangled states of trapped atomic ions*, Nature **453**, 1008 (2008).
- [25] R. Blatt und C. F. Roos, *Quantum simulations with trapped ions*, Nature Physics **8**, 277 (2012).
- [26] T. Monz, P. Schindler, J. T. Barreiro, M. Chwalla, D. Nigg, W. A. Coish, M. Harlander, W. Hänsel, M. Hennrich und R. Blatt, *14-Qubit Entanglement: Creation and Coherence*, Phys. Rev. Lett. **106**, 130506 (2011).
- [27] B. P. Lanyon *et al.*, *Universal Digital Quantum Simulation with Trapped Ions*, Science **334**, 57 (2011).
- [28] M. Saffman und T. G. Walker, *Analysis of a quantum logic device based on dipole-dipole interactions of optically trapped Rydberg atoms*, Phys. Rev. A **72**, 022347 (2005).
- [29] I. Bloch, *Quantum coherence and entanglement with ultracold atoms in optical lattices*, Nature **453**, 1016 (2008).
- [30] I. Bloch, J. Dalibard und W. Zwerger, *Many-body physics with ultracold gases*, Rev. Mod. Phys. **80**, 885 (2008).
- [31] M. Saffman, T. G. Walker und K. Mølmer, *Quantum information with Rydberg atoms*, Rev. Mod. Phys. **82**, 2313 (2010).
- [32] R. Folman, Editor, *Quantum Information Processing* (Springer, 2011), Vol. 10, Special Issue on Neutral Particles.
- [33] I. Bloch, J. Dalibard und S. Nascimbene, *Quantum simulations with ultracold quantum gases*, Nat Phys **8**, 267 (2012).
- [34] D. P. DiVincenzo, *The Physical Implementation of Quantum Computation*, Fortschritte der Physik **48**, 771 (2000).
- [35] H. J. Metcalf und P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer, New York, 1999).
- [36] R. Grimm, M. Weidemüller und Y. B. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Molecular and Optical Physics **42**, 95 (2000).
- [37] N. Schlosser, G. Reymond, I. Protsenko und P. Grangier, *Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap*, Nature **411**, 1024 (2001).
- [38] T. Grünzweig, A. Hilliard, M. McGovern und M. F. Andersen, *Near-deterministic preparation of a single atom in an optical microtrap*, Nat. Phys. **6**, 951 (2011).
- [39] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, I. Dotsenko, Y. Miroshnychenko, W. Rosenfeld, M. Khudaverdyan, V. Gomer, A. Rauschenbeutel und D. Meschede, *Coherence Properties and Quantum State Transportation in an Optical Conveyor Belt*, Phys. Rev. Lett. **91**, 213002 (2003).
- [40] J. Beugnon *et al.*, *Two-dimensional transport and transfer of a single atomic qubit in optical tweezers*, Nat. Phys. **3**, 696 (2007).

-
- [41] A. Lengwenus, J. Kruse, M. Schlosser, S. Tichelmann und G. Birkel, *Coherent Transport of Atomic Quantum States in a Scalable Shift Register*, Phys. Rev. Lett. **105**, 170502 (2010).
- [42] D. Schrader, I. Dotsenko, M. Khudaverdyan, Y. Miroshnychenko, A. Rauschenbeutel und D. Meschede, *Neutral Atom Quantum Register*, Phys. Rev. Lett. **93**, 150501 (2004).
- [43] 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*, Phys. Rev. Lett. **96**, 063001 (2006).
- [44] 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*, Nature Physics **5**, 110 (2009).
- [45] 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 (2009).
- [46] 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 (2009).
- [47] J. Kruse, C. Gierl, M. Schlosser und G. Birkel, *Reconfigurable site-selective manipulation of atomic quantum systems in two-dimensional arrays of dipole traps*, Phys. Rev. A **81**, 060308 (2010).
- [48] C. Weitenberg, M. Endres, J. F. Sherson, M. Cheneau, P. Schauß, T. Fukuhara, I. Bloch und S. Kuhr, *Single-spin addressing in an atomic Mott insulator*, Nature **471**, 319 (2011).
- [49] O. Mandel, M. Greiner, A. Widera, T. Rom, T. W. Hansch und I. Bloch, *Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms*, Nature **425**, 937 (2003).
- [50] 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 (2007).
- [51] 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).
- [52] 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).
- [53] J. Fortágh und C. Zimmermann, *Magnetic microtraps for ultracold atoms*, Rev. Mod. Phys. **79**, 235 (2007).
- [54] 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 (2009).
- [55] R. Dumke, T. Mütter, M. Volk, W. Ertmer und G. Birkel, *Interferometer-Type Structures for Guided Atoms*, Phys. Rev. Lett. **89**, 220402 (2002).
- [56] H. Kreuzmann, U. V. Poulsen, M. Lewenstein, R. Dumke, W. Ertmer, G. Birkel und A. Sanpera, *Coherence Properties of Guided-Atom Interferometers*, Phys. Rev. Lett. **92**, 163201 (2004).
- [57] M. Schlosser, S. Tichelmann, J. Kruse und G. Birkel, *Scalable architecture for quantum information processing with atoms in optical micro-structures*, Quantum Information Processing **10**, 907 (2011).
- [58] A. Barenco, C. H. Bennett, R. Cleve, D. P. DiVincenzo, N. Margolus, P. Shor, T. Sleator, J. A. Smolin und H. Weinfurter, *Elementary gates for quantum computation*, Phys. Rev. A **52**, 3457 (1995).
- [59] K. D. Nelson, X. Li und D. S. Weiss, *Imaging single atoms in a three-dimensional array*, Nat. Phys. **3**, 556 (2007).
- [60] 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 (2009).

-
- [61] A. Lengwenus, *Manipulation der internen und externen Freiheitsgrade neutraler Atome in optischen Mikropotentialen*, Dissertation, TU Darmstadt, (2008).
- [62] J. Kruse, *Neutrale Atome in Dipolfallenregistern für die Quanteninformationsverarbeitung*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, (2010).
- [63] M. Kasevich und S. Chu, *Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1741 (1992).
- [64] 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*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4149 (1998).
- [65] J. D. Thompson, T. G. Tiecke, A. S. Zibrov, V. Vuletić und M. D. Lukin, *Coherence and Raman Sideband Cooling of a Single Atom in an Optical Tweezer*, Phys. Rev. Lett. **110**, 133001 (2013).
- [66] 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 (1994).
- [67] W. HAPPER, *Optical Pumping*, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 (1972).
- [68] A. Lengwenus, J. Kruse, M. Volk, W. Ertmer und G. Birkl, *Coherent manipulation of atomic qubits in optical micropotentials*, Appl. Phys. B **86**, 377 (2007).
- [69] C. Gierl, *Kontrollierte Adressierbarkeit eines optischen Dipolfallenregisters*, Masterthesis, TU Darmstadt, (2008).
- [70] 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*, J. Opt. Soc. Am. B **21**, 1889 (2004).
- [71] 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*, Phys. Rev. A **73**, 031402 (2006).
- [72] L. Amico, A. Osterloh und F. Cataliotti, *Quantum Many Particle Systems in Ring-Shaped Optical Lattices*, Phys. Rev. Lett. **95**, 063201 (2005).
- [73] B. Olmos, R. González-Férez und I. Lesanovsky, *Collective Rydberg excitations of an atomic gas confined in a ring lattice*, Phys. Rev. A **79**, 043419 (2009).
- [74] S. Tichelmann, *Kohärenter Transport atomarer Quantenzustände in Registern optischer Dipolfallen*, Masterthesis, TU Darmstadt, (2010).
- [75] M. Schlosser, J. Kruse, C. Gierl, S. Teichmann, S. Tichelmann und G. Birkl, *Fast transport, atom sample splitting and single-atom qubit supply in two-dimensional arrays of optical microtraps*, New Journal of Physics **14**, 123034 (2012).
- [76] D. Jaksch, H.-J. Briegel, J. I. Cirac, C. W. Gardiner und P. Zoller, *Entanglement of Atoms via Cold Controlled Collisions*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1975 (1999).
- [77] X. L. Zhang, L. Isenhower, A. T. Gill, T. G. Walker und M. Saffman, *Deterministic entanglement of two neutral atoms via Rydberg blockade*, Phys. Rev. A **82**, 030306 (2010).
- [78] 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 (2000).
- [79] I. E. Protsenko, G. Reymond, N. Schlosser und P. Grangier, *Operation of a quantum phase gate using neutral atoms in microscopic dipole traps*, Phys. Rev. A **65**, 052301 (2002).
- [80] T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms* (Cambridge University Press, New York, NY, USA, 1994).

-
- [81] M. L. Zimmerman, M. G. Littman, M. M. Kash und D. Kleppner, *Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms*, Phys. Rev. A **20**, 2251 (1979).
- [82] S. A. Bhatti, C. L. Cromer und W. E. Cooke, *Analysis of the Rydberg character of the $5d7d^1D_2$ state of barium*, Phys. Rev. A **24**, 161 (1981).
- [83] M. Marinescu, H. R. Sadeghpour und A. Dalgarno, *Dispersion coefficients for alkali-metal dimers*, Phys. Rev. A **49**, 982 (1994).
- [84] L. Béguin, A. Vernier, R. Chicireanu, T. Lahaye und A. Browaeys, *Direct Measurement of the van der Waals Interaction between Two Rydberg Atoms*, Phys. Rev. Lett. **110**, 263201 (2013).
- [85] M. Saffman, X. L. Zhang, A. T. Gill, L. Isenhower und T. G. Walker, *Rydberg state mediated quantum gates and entanglement of pairs of neutral atoms*, Journal of Physics: Conference Series **264**, 012023 (2011).
- [86] A. Fuhrmanek, R. Bourgain, Y. R. P. Sortais und A. Browaeys, *Free-Space Lossless State Detection of a Single Trapped Atom*, Phys. Rev. Lett. **106**, 133003 (2011).
- [87] S. Teichmann, *Characterizing Microlenses for Optical Dipole Trap Arrays*, Bachelorthesis, TU Darmstadt, (2008).
- [88] F. Schmaltz, *Charakterisierung von Transportverfahren für Dipolfallenregister*, Bachelorthesis, TU Darmstadt, (2011).
- [89] D. O. de Mello, *Dynamische Positionierung optischer Mikrofallenregister*, Bachelorthesis, TU Darmstadt, (2012).
- [90] R. Fries, *Zweidimensionale Laser-Adressierung von Dipolfallenregistern*, Bachelorthesis, TU Darmstadt, (2013).
- [91] K. Eckert, J. Mompert, 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).
- [92] K. Eckert, M. Lewenstein, R. Corbalán, G. Birkl, W. Ertmer und J. Mompert, *Three-level atom optics via the tunneling interaction*, Phys. Rev. A **70**, 023606 (2004).
- [93] K. Eckert, J. Mompert, R. Corbalán, M. Lewenstein und G. Birkl, *Three level atom optics in dipole traps and waveguides*, Optics Communications **264**, 264 (2006).
- [94] J. Mompert, K. Eckert, W. Ertmer, G. Birkl und M. Lewenstein, *Quantum Computing with Spatially Delocalized Qubits*, Phys. Rev. Lett. **90**, 147901 (2003).
- [95] A. Benseny, S. Fernández-Vidal, J. Bagudà, R. Corbalán, A. Picón, L. Roso, G. Birkl und J. Mompert, *Atomtronics with holes: Coherent transport of an empty site in a triple-well potential*, Phys. Rev. A **82**, 013604 (2010).
- [96] A. Ashkin, *Applications of Laser Radiation Pressure*, Science **210**, 1081 (1980).
- [97] T. Hänsch und A. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, Opt. Commun. **13**, 68 (1975).
- [98] D. A. Steck, *Quantum and Atom Optics*, published online, <http://steck.us/teaching>, 2012.
- [99] J. Weiner und P-T. Ho, *Light-Matter Interaction, Volume 1: Fundamentals and Applications* (Wiley-VCH Verlag GmbH, Weinheim, Germany, 2007).
- [100] G. Grynberg, A. Apect und C. Fabre, *Introduction to Quantum Optics: From the Semi-classical Approach to Quantized Light* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2010).
- [101] J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji, *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1707 (1985).

-
- [102] V. Weisskopf und E. Wigner, *Berechnung der natürlichen Linienbreite auf Grund der Diracschen Lichttheorie*, Zeitschrift für Physik **63**, 54 (1930).
- [103] P. M. Farrell und W. R. MacGillivray, *On the consistency of Rabi frequency calculations*, Journal of Physics A: Mathematical and General **28**, 209 (1995).
- [104] B. E. King, *Angular Momentum Coupling and Rabi Frequencies for Simple Atomic Transitions*, arXiv:0804.4528 (2008).
- [105] M. Schlosser, *Kohärente Präzisionsspektroskopie an Rubidium in einem Register optischer Dipolfallen*, Masterthesis, Technische Universität Darmstadt, (2008).
- [106] A. Messiah, *Quantenmechanik, Band 2* (Walter de Gruyter & Co., Berlin, 1990).
- [107] U. Volz und H. Schmoranzner, *Precision lifetime measurements on alkali atoms and on helium by beam-gas-laser spectroscopy*, Physica Scripta **1996**, 48 (1996).
- [108] G. Barwood, P. Gill und W. Rowley, *Frequency measurements on optically narrowed Rb-stabilised laser diodes at 780 nm and 795 nm*, Applied Physics B **53**, 142 (1991).
- [109] Y. Ralchenko, A. E. Kramida, J. Reader und N. A. S. D. Team, *NIST Atomic Spectra Database*, <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>, .
- [110] D. A. Steck, *Rubidium 85 D line data*, published online, <http://steck.us/alkalidata>, 2012.
- [111] M. S. Safronova, C. J. Williams und C. W. Clark, *Relativistic many-body calculations of electric-dipole matrix elements, lifetimes, and polarizabilities in rubidium*, Phys. Rev. A **69**, 022509 (2004).
- [112] Y. O. Dudin, R. Zhao, T. A. B. Kennedy und A. Kuzmich, *Light storage in a magnetically dressed optical lattice*, Phys. Rev. A **81**, 041805 (2010).
- [113] R. Chicireanu, K. D. Nelson, S. Olmschenk, N. Lundblad, A. Derevianko und J. V. Porto, *Differential Light-Shift Cancellation in a Magnetic-Field-Insensitive Transition of ^{87}Rb* , Phys. Rev. Lett. **106**, 063002 (2011).
- [114] 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).
- [115] A. G. Radnaev, Y. O. Dudin, R. Zhao, H. H. Jen, S. D. Jenkins, A. Kuzmich und T. A. B. Kennedy, *A quantum memory with telecom-wavelength conversion*, Nature Physics advance online publication (2010).
- [116] Y. Li und E. Wolf, *Focal shifts in diffracted converging spherical waves*, Optics Communications **39**, 211 (1981).
- [117] M. Born und E. Wolf, *Principles of Optics*, 5 ed. (Pergamon Press, 1975).
- [118] J. Schütz, *Numerische Berechnung der Lichtpropagation durch Mikrolinsenregister*, unveröffentlicht, 2013.
- [119] J. T. Winthrop und C. R. Worthington, *Theory of Fresnel Images. I. Plane Periodic Objects in Monochromatic Light*, J. Opt. Soc. Am. **55**, 373 (1965).
- [120] E. Bonet, P. Andrés, J. Barreiro und A. Pons, *Self-imaging properties of a periodic microlens array: versatile array illuminator realization*, Optics Communications **106**, 39 (1994).
- [121] B. Besold und N. Lindlein, *Fractional Talbot effect for periodic microlens arrays*, Optical Engineering **36**, 1099 (1997).
- [122] B. Besold und N. Lindlein, *Practical limitations of Talbot imaging with microlens arrays*, Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A **6**, 691 (1997).
- [123] L. Kreher, *Charakterisierung von Mikrolinsenregistern*, Forschungsarbeit, TU Darmstadt, (2010).

-
- [124] M. Volk, *Kalte Atome für die Quanteninformationsverarbeitung*, Dissertation, Universität Hannover, (2005).
- [125] L. Hohmann, *Untersuchung eines Mikrolinsenregisters*, Forschungsarbeit, TU Darmstadt, (2010).
- [126] P. Schauß, *Charakterisierung von Dipolfallenregistern für die Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen*, Masterthesis, TU Darmstadt, (2009).
- [127] J. Sattler, *Planung und Aufbau eines Experiments zur Manipulation einzelner neutraler Atome*, Mastert-thesis, TU Darmstadt, (2008).
- [128] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable und A. Ashkin, *Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).
- [129] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu und D. E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [130] X. Baillard, A. Gauguet, S. Bize, P. Lemonde, P. Laurent, A. Clairon und P. Rosenbusch, *Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers*, Optics Communications **266**, 609 (2006).
- [131] H. J. Kimble, *The quantum internet*, Nature **453**, 1023 (2008).
- [132] S. Ritter, C. Nolleke, C. Hahn, A. Reiserer, A. Neuzner, M. Uphoff, M. Mücke, E. Figueroa, J. Bochmann und G. Rempe, *An elementary quantum network of single atoms in optical cavities*, Nature **484**, 195 (2012).
- [133] H. Weimer, M. Müller, I. Lesanovsky, P. Zoller und H. P. Büchler, *A Rydberg quantum simulator*, Nat Phys **6**, 382 (2010).
- [134] I. Bloch, J. Dalibard und S. Nascimbène, *Quantum simulations with ultracold quantum gases*, Nature Physics **8**, 267 (2012).
- [135] Z. Hu und H. J. Kimble, *Observation of a single atom in a magneto-optical trap*, Opt. Lett. **19**, 1888 (1994).
- [136] F. Ruschewitz, D. Bettermann, J. L. Peng und W. Ertmer, *Statistical investigations on single trapped neutral atoms*, Europhys. Lett. **34**, 651 (1996).
- [137] D. Haubrich, H. Schadwinkel, F. Strauch, B. Ueberholz, R. Wynands und D. Meschede, *Observation of individual neutral atoms in magnetic and magneto-optical traps*, EPL (Europhysics Letters) **34**, 663 (1996).
- [138] 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*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3777 (2000).
- [139] S. Kuhr, W. Alt, D. Schrader, M. Müller, V. Gomer und D. Meschede, *Deterministic Delivery of a Single Atom*, Science **293**, 278 (2001).
- [140] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hansch und I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415**, 39 (2002).
- [141] W. S. Bakr, A. Peng, M. E. Tai, R. Ma, J. Simon, J. I. Gillen, S. Fölling, L. Pollet und M. Greiner, *Probing the Superfluid-to-Mott Insulator Transition at the Single-Atom Level*, Science **329**, 547 (2010).
- [142] J. F. Sherson, C. Weitenberg, M. Endres, M. Cheneau, I. Bloch und S. Kuhr, *Single-atom-resolved fluorescence imaging of an atomic Mott insulator*, Nature **467**, 68 (2010).
- [143] M. T. DePue, C. McCormick, S. L. Winoto, S. Oliver und D. S. Weiss, *Unity Occupation of Sites in a 3D Optical Lattice*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2262 (1999).
- [144] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio und P. S. Julienne, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Rev. Mod. Phys. **71**, 1 (1999).

-
- [145] S. J. M. Kuppens, K. L. Corwin, K. W. Miller, T. E. Chupp und C. E. Wieman, *Loading an optical dipole trap*, Phys. Rev. A **62**, 013406 (2000).
- [146] A. Fuhrmanek, R. Bourgain, Y. R. P. Sortais und A. Browaeys, *Light-assisted collisions between a few cold atoms in a microscopic dipole trap*, Phys. Rev. A **85**, 062708 (2012).
- [147] T. Bondo, M. Hennrich, T. Legero, G. Rempe und A. Kuhn, *Time-resolved and state-selective detection of single freely falling atoms*, Optics Communications **264**, 271 (2006).
- [148] N. Schlosser, G. Reymond und P. Grangier, *Collisional Blockade in Microscopic Optical Dipole Traps*, Phys. Rev. Lett. **89**, 023005 (2002).
- [149] T. Grünzweig, M. McGovern, A. J. Hilliard und M. F. Andersen, *Using light-assisted collisions to consistently isolate individual atoms for quantum information processing*, Quantum Information Processing **10**, 925 (2011).
- [150] B. Ueberholz, S. Kuhr, D. Frese, D. Meschede und V. Gomer, *Counting cold collisions*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **33**, L135 (2000).
- [151] Y. R. P. Sortais, A. Fuhrmanek, R. Bourgain und A. Browaeys, *Sub-Poissonian atom-number fluctuations using light-assisted collisions*, Phys. Rev. A **85**, 035403 (2012).
- [152] V. A.-c. Romero-Roch n und V. S. Bagnato, *Thermodynamics of an ideal gas of bosons harmonically trapped: equation of state and susceptibilities*, Brazilian Journal of Physics **35**, 607 (2005).
- [153] L. Förster, W. Alt, I. Dotsenko, M. Khudaverdyan, D. Meschede, Y. Miroshnychenko, S. Reick und A. Rauschenbeutel, *Number-triggered loading and collisional redistribution of neutral atoms in a standing wave dipole trap*, New Journal of Physics **8**, 259 (2006).
- [154] A. H. Myerson, D. J. Szwer, S. C. Webster, D. T. C. Allcock, M. J. Curtis, G. Imreh, J. A. Sherman, D. N. Stacey, A. M. Steane und D. M. Lucas, *High-Fidelity Readout of Trapped-Ion Qubits*, Phys. Rev. Lett. **100**, 200502 (2008).
- [155] C. J. Clopper und E. S. Pearson, *The use of confidence or fiducial limits illustrated in the case of the binomial*, Biometrika **26**, 404 (1934).
- [156] 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*, Phys. Rev. A **72**, 023406 (2005).
- [157] M. Hambach, *Vorarbeiten zur Implementierung von Quantengattern in Dipolfallenregistern*, Masterthesis, TU Darmstadt, (2012).
- [158] A. V. Carpentier, Y. H. Fung, P. Sompet, A. J. Hilliard, T. G. Walker und M. F. Andersen, *High efficiency preparation of single trapped atoms using blue detuned light assisted collisions*, <http://arxiv.org/abs/1208.0707>, 2012.
- [159] M. Saffman und K. Mølmer, *Scaling the neutral-atom Rydberg gate quantum computer by collective encoding in holmium atoms*, Phys. Rev. A **78**, 012336 (2008).
- [160] R. Dumke, M. Volk, T. M ther, F. B. J. 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*, Phys. Rev. Lett. **89**, 097903 (2002).
- [161] S. Lloyd, *Universal Quantum Simulators*, Science **273**, 1073 (1996).
- [162] R. Reichle, D. Leibfried, R. Blakestad, J. Britton, J. Jost, E. Knill, C. Langer, R. Ozeri, S. Seidelin und D. Wineland, *Transport dynamics of single ions in segmented microstructured Paul trap arrays*, Fortschritte der Physik **54**, 666 (2006).

-
- [163] D. Hucul, M. Yeo, S. M. Olmschenk, C. R. Monroe, W. K. Hensinger und J. Rabchuk, *On the transport of atomic ions in linear and multidimensional ion trap arrays.*, Quantum Information & Computation **8**, 501 (2008).
- [164] M. Murphy, L. Jiang, N. Khaneja und T. Calarco, *High-fidelity fast quantum transport with imperfect controls*, Phys. Rev. A **79**, 020301 (2009).
- [165] X. Chen, E. Torrontegui, D. Stefanatos, J.-S. Li und J. G. Muga, *Optimal trajectories for efficient atomic transport without final excitation*, Phys. Rev. A **84**, 043415 (2011).
- [166] A. Negretti, A. Benseny, J. Mompert und T. Calarco, *Speeding up the spatial adiabatic passage of matter waves in optical microtraps by optimal control*, Quantum Information Processing **12**, 1439 (2013).
- [167] S. Schulz, U. Poschinger, K. Singer und F. Schmidt-Kaler, *Optimization of segmented linear Paul traps and transport of stored particles*, Fortschritte der Physik **54**, 648 (2006).
- [168] A. Couvert, T. Kawalec, G. Reinaudi und D. Guéry-Odelin, *Optimal transport of ultracold atoms in the non-adiabatic regime*, EPL (Europhysics Letters) **83**, 13001 (2008).
- [169] D. Chen, H. Zhang, X. Xu, T. Li und Y. Wang, *Nonadiabatic transport of cold atoms in a magnetic quadrupole potential*, Applied Physics Letters **96**, 134103 (2010).
- [170] J.-F. Schaff, P. Capuzzi, G. Labeyrie und P. Vignolo, *Shortcuts to adiabaticity for trapped ultracold gases*, New Journal of Physics **13**, 113017 (2011).
- [171] Felix Bloch and Edward M. Purcell, *The Nobel Prize in Physics 1952 “for their development of new methods for nuclear magnetic precision measurements and discoveries in connection therewith.”*, Nobel-prize.org (2013).
- [172] R. G. Brewer und E. L. Hahn, *Coherent two-photon processes: Transient and steady-state cases*, Phys. Rev. A **11**, 1641 (1975).
- [173] K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich und S. Chu, *Theoretical analysis of velocity-selective Raman transitions*, Phys. Rev. A **45**, 342 (1992).
- [174] M. Kasevich und S. Chu, *Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer*, Applied Physics B **54**, 321 (1992).
- [175] E. Brion, L. H. Pedersen und K. Mølmer, *Adiabatic elimination in a lambda system*, Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical **40**, 1033 (2007).
- [176] Theo Mayer-Kuckuk, *Atomphysik*, 5 ed. (Teubner, 1997).
- [177] Isidor Isaac Rabi, *The Nobel Prize in Physics 1952 “for his resonance method for recording the magnetic properties of atomic nuclei.”*, Nobelprize.org (2013).
- [178] M. Scherer, *Aufbau eines Ramanlasersystems zur kohärenten Manipulation von ^{85}Rb für die Quanteninformation*, Diplomarbeit, TU Darmstadt, (2007).
- [179] C. Tuchendler, A. M. Lance, A. Browaeys, Y. R. P. Sortais und P. Grangier, *Energy distribution and cooling of a single atom in an optical tweezer*, Phys. Rev. A **78**, 033425 (2008).
- [180] Norman F. Ramsey, *The Nobel Prize in Physics 1989 “for the invention of the separated oscillatory fields method and its use in the hydrogen maser and other atomic clocks.”*, Nobelprize.org (2013).
- [181] N. F. Ramsey, *A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields*, Phys. Rev. **78**, 695 (1950).
- [182] E. L. Hahn, *Spin Echoes*, Phys. Rev. **80**, 580 (1950).
- [183] F. B. J. Buchkremer, R. Dumke, H. Levsen, G. Birkl und W. Ertmer, *Wave Packet Echoes in the Motion of Trapped Atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3121 (2000).

-
- [184] M. F. Andersen, A. Kaplan und N. Davidson, *Echo Spectroscopy and Quantum Stability of Trapped Atoms*, Phys. Rev. Lett. **90**, 023001 (2003).
- [185] L. Viola und S. Lloyd, *Dynamical suppression of decoherence in two-state quantum systems*, Phys. Rev. A **58**, 2733 (1998).
- [186] Y. Sagi, I. Almog und N. Davidson, *Process Tomography of Dynamical Decoupling in a Dense Cold Atomic Ensemble*, Phys. Rev. Lett. **105**, 053201 (2010).
- [187] P. Ruffieux, T. Scharf, H. P. Herzig, R. Völkel und K. J. Weible, *On the chromatic aberration of microlenses*, Opt. Express **14**, 4687 (2006).
- [188] K. T. T. Singer, *Interactions in an ultracold gas of Rydberg atoms*, Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, (2004).
- [189] J. D. Pritchard, *Cooperative Optical Non-linearity in a blocked Rydberg Ensemble*, Dissertation, Durham University, (2011).
- [190] A. Grabowski, *Aufbau einer Messapparatur zur Laserkühlung und hochauflösende Rydberg-Spektroskopie an ^{87}Rb -Atomen*, Dissertation, Universität Stuttgart, (2006).

Lebenslauf

Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.



Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 11.10.2013

(Malte Schlosser)