

Aufbau einer Messapparatur zur Laserkühlung und hochauflösende Rydberg-Spektroskopie an ^{87}Rb -Atomen

Von der Fakultät Mathematik und Physik der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktors der
Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

Axel Grabowski

aus Völklingen

Hauptberichter:

Prof. Dr. Tilman Pfau

Mitberichter:

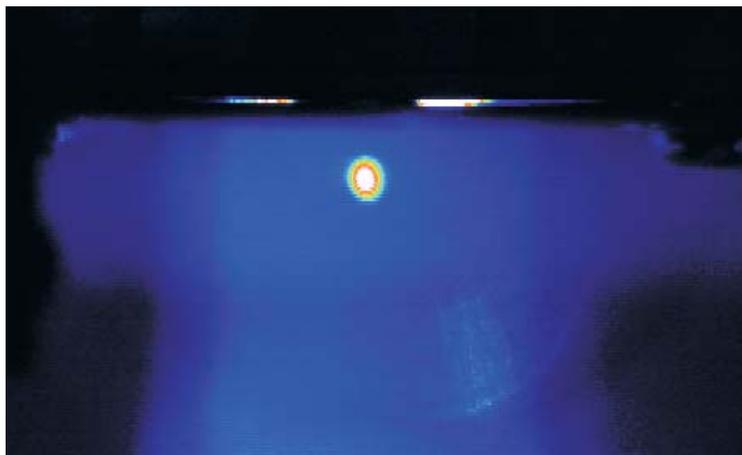
Prof. Dr. Uwe Schumacher

Tag der mündlichen Prüfung:

21.03.2006

Physikalisches Institut der Universität Stuttgart

2006



Falschfarben-Fluoreszenz-Aufnahme einer ^{87}Rb magneto-optischen Falle mit ca. 10^7 gefangenen Atomen (Mitte des Bildes). Der waagerechte Streifen im oberen Teil des Bildes wird von Streulicht erzeugt, das an der Kante des in der Vakuumkammer angebrachten Goldplättchens reflektiert wird. Durch den hohen ^{87}Rb -Hintergrundgasdruck ist auch die Fluoreszenz der Atome, die sich im Bereich der Kühlaserstrahlen befinden, zu erkennen (helle blaue Bereiche).

Inhaltsverzeichnis

Summary	IV
1 Einführung	1
2 Laserkühlung und magnetische Speicherung von Atomen	5
2.1 Atom-Licht-Wechselwirkung	5
2.2 „Dressed Atoms“	7
2.3 3-Niveau-Atome	9
2.4 Dopplerkühlung	10
2.5 Magneto-optische Falle	11
2.5.1 Funktionsprinzip der magneto-optischen Falle	12
2.5.2 MOT in Reflexion	14
2.6 Polarisationsgradientenkühlung	15
2.7 Grundlagen der magnetischen Speicherung von Atomen	16
2.7.1 Die Quadrupolfalle	17
2.7.2 Die Ioffe-Pritchard-Falle	18
3 Grundlagen von Magnetfallen in Drahtfallengeometrie	23
3.1 Gerader Leiter mit externem Feld	23
3.2 H-Quadrupol-Falle und U-Falle	25
3.3 H-Ioffe-Pritchard-Falle und Z-Falle	26
4 Rydberg-Atome	29
4.1 Allgemeine Eigenschaften von Rydberg-Atomen	29
4.2 Das Wasserstoff-Atom	31
4.3 Rubidium-Rydberg-Wellenfunktionen	33
4.4 Lebensdauer von Rydberg-Zuständen	36
4.5 Atome in elektrischen Feldern	38
4.5.1 Energieverschiebung der Zustände in elektrischen Feldern	38
4.5.2 Feldionisation	42
5 Experimenteller Aufbau und Methoden	45
5.1 Lasersystem	45
5.1.1 Kühllaser	45
5.1.2 Umpumplaser	47
5.1.3 Rückpumplaser	47
5.1.4 Lasersystem zur Rydberg-Anregung	47
5.2 Vakuumsystem	49
5.2.1 Einkammer-Aufbau	50
5.2.2 Rubidium-Quelle: Rubidiumdispenser	52

5.3	MOT und Magnetfallen-Realisierung	53
5.4	Computersteuerung	56
5.5	Abbildungssystem und Fluoreszenzabbildung	56
5.6	Datenauswertung und Temperaturbestimmung	58
5.7	Elektrische Feldkonfiguration	59
5.8	Mikro-Kanal-Platte (MCP)	61
6	Experimentelle Untersuchungen von MOT und Magnetfalle	65
6.1	Spiegel-MOT	65
6.1.1	Laden mit einem Dispenser	65
6.1.2	Verstimmte MOT	67
6.2	Magnetfalle	69
6.2.1	Transfer in die Z-Magnetfalle und Kompression der Falle	69
6.2.2	Lebensdauer der Atome in der Z-Magnetfalle	72
6.3	Zusammenfassung	72
7	MOT- und Magnetfallen-Gitter mit Drähten	75
7.1	Gitter-Konfigurationen	75
7.2	Störungen durch die endliche Größe der Gitter	76
7.3	Experimentelle Gitter-Realisierung	79
7.4	Experimentelle Untersuchung der verschiedenen Gitter-Konfigurationen	80
7.4.1	Individuelle Adressierung	80
7.4.2	Experimentelle Realisierung der Konfiguration B	82
7.4.3	Experimentelle Realisierung der Konfiguration C	82
7.4.4	MOT-Gitter	83
7.4.5	Warum keine Magnetfallen-Realisierung?	83
7.5	Zusammenfassung	85
8	Experimente mit Rydberg-Atomen	87
8.1	Anregungssequenz	87
8.2	Spektroskopische Untersuchungen	89
8.3	Räumliche Adressierung von Rydberg-Zuständen	96
8.4	Zustandsadressierung von Rydberg-Zuständen	97
8.5	Autler-Townes-Aufspaltung	99
8.5.1	Theorie zur Autler-Townes-Aufspaltung	99
8.5.2	Experimentelle Untersuchung der Autler-Townes-Aufspaltung	100
8.6	Zusammenfassung	103
9	Zusammenfassung und Ausblick	105
9.1	Zusammenfassung	105
9.2	Ausblick	107
A	Quanteninformationsverarbeitung (QIV) mit Rydberg-Atomen	109
A.1	Phasengatter mit Rydberg-Atomen	110
A.2	Dipolblockade im mesoskopischen Systemen	112
B	Das Element Rubidium	115
B.1	Physikalische Eigenschaften von Rubidium	115
B.2	Optische Eigenschaften	115

C Reflexion von einer Metalloberfläche	119
D Nicht infinitesimal dünne Leiter	121
E Matrizen zur Stark Map Berechnung	125
F MCP Elektronik	127
Literaturverzeichnis	129
Danksagung	137

Summary

Already in the 19th century, Kirchhoff und Bunsen discovered, that every element has characteristic spectral properties. To investigate these properties to compare experimental and theoretical results, the easiest model system is the hydrogen atom. Because of its simple structure (only one proton and one electron), the quantum mechanical properties, including the energy levels and therefore the spectroscopic properties can be calculated analytically [1]. The spectroscopic structure of non-hydrogen atoms, like alkali-atoms, is more complicated due to the many electrons interacting with each other. A system similar to hydrogen can be created from not-hydrogen atoms by exciting one of the electrons of an atom to a state with a high main quantum number. This leads to a system with an extended positively charged core and outer electrons, which are far away from the core. Atoms in such states are called Rydberg atoms [2]. First investigations of Rydberg atoms could only be undertaken in plasmas or in outer space, where they origin from ion-electron recombinations [3]. The laser made it possible to excite atoms to defined states by optical excitation.

Until a few years ago, these excitation experiments could only be performed in room temperature vapor cells or atomic beams of thermal velocity [4]. This changed with the newly developed methods of laser cooling. These methods made it possible to cool atomic ensembles to the μK range and below. For these new methods, the nobel price was awarded to Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji and William D. Phillips in 1997 [5, 6, 7].

The combination of these two methods allows one nowadays to excite Rydberg atoms from laser cooled ensembles. Such a system consisting of cooled Rydberg atoms is called "frozen Rydberg gas" [8, 9]. The name reflects the fact, that during the time constant of the experiment, there is nearly no thermal motion of the atoms and the system is dominated by the interaction of the atoms among each other. This interaction can be the dipole-dipole interaction, respectively the van-der-Waals interaction, which can be large due to the large polarizability of the atoms. In such frozen Rydberg gases, the so called dipole-respectively the van-der-Waals-blockade has been investigated [10, 11, 12, 13, 14]. In this process, the resonance frequencies of atoms, which are situated nearby an already excited atom, are shifted because of the interaction out of the excitation lasers frequency. A first proposal was published in 2000 by D. Jaksch et al [15] to use this dipole-dipole interaction of Rydberg atoms for quantum information processing (QIP). The basic concept of QIP uses the quantum mechanical properties of systems to do information processing [16]. Shore has shown that in such systems for example prime factorization can be performed much faster than on classical computers [17]. In the proposal of Jaksch et al., the dipole-dipole interaction is used to realize a so called controlled phase gate. This is one of the basic ingredients for a possible quantum computer, a system, which can be used for quantum information processing [16]. The basic components needed for this approach are the abilities to arrange Rydberg atoms in a defined way in space, to address them and to read out their internal state individually. Furthermore, one has to be able to excite the ground state atoms position- and state- selectively to Rydberg states.

This thesis deals on the one hand with the possibility to trap ultracold ensembles of ^{87}Rb atoms in periodic structures, on the other hand with experiments on the properties of Rydberg excitation processes. In the first part, I present a new versatile experimental setup, which can be used for both the investigation of ultracold ^{87}Rb atoms in a magneto-optical trap (MOT) and in a magnetic

trap. Furthermore, theoretical and experimental investigations on a lattice of magneto-optical and magnetic traps for cold atoms are presented. In the last chapter of this thesis, experiments on Rydberg atoms are shown.

Magneto-optical and magnetic wire trap

In this part fundamental experiments on magneto-optical traps (MOT) and magnetic traps in wire-configuration are presented. These measurements are performed to determine the basic properties of the new experimental apparatus. For the preparation of the ultracold atomic cloud ^{87}Rb atoms are emitted thermally from a Rubidium dispenser and captured in a reflection MOT [18, 19, 20]. It turned out that the MOT atom number reaches a maximum of $5.3 \cdot 10^7$ atoms at dispenser current of 8A. The MOT atom number increases exponentially with the dispenser heating current.

In the experiments, the typical temperature of the cooled atomic cloud after loading of the MOT is 300-400 μK . For a further reduction of this temperature the MOT is cooled in a "detuned MOT"-step. Therefore, the MOT lasers are detuned further and the laser intensity is decreased while, in contrast to molasses cooling, the MOT magnetic field is kept turned on during the cooling process. This leads to a temperature decrease because the MOT temperature scales like $1/\delta$, where I is the laser intensity and δ the detuning of the laser with respect to the atomic transition [21, 22]. This cooling step decreases the MOT temperature by a factor of 6, ending at a final temperature of about 50 μK . The density remains constant during this cooling process at a density of about $6 \cdot 10^6$ atoms/cm³. In the experimental sequence, in which the dispenser is supplied with a pulsed current of 7 A, the typical atom number after the detuned MOT step is $1.5 \cdot 10^7$ atoms at 50 μK . These are the starting conditions to transfer the atoms into a magnetic trap.

The magnetic trap is built up as a wire trap in Z-configuration [23]. The transfer efficiency from the MOT to the magnetic trap is 15% and is limited by the mode matching of the laser cooled cloud and the magnetic trap. The $1/e$ -lifetime of the atomic ensemble captured in the Z-magnetic trap has been measured to be more than 4s. This value is in good agreement with the lifetime expected from the background pressure in the vacuum chamber.

As a conclusion, the new setup consisting of the laser and vacuum system is suited for trapping of atoms in a MOT and as well for the storage of a cold atomic ensemble in a purely magnetic trap.

A lattice of magneto-optical and magnetic traps for cold atoms

An array of individual microtraps for ultracold atoms, in which each trap can be addressed separately, provides a large number of new degrees of freedom for coherent manipulation and control of cold atoms. Besides applications in quantum computing where every lattice site corresponds to a qubit, an addressable array will allow the dynamic definition of quantum dots and quantum wires to perform e.g. transport measurements on fully controllable structures filled with quantum gases. One possible way to reach this goal could be microstructured traps. Since the first proposals for such traps for neutral atoms [24] a lot of progress has been made in this field, including the generation of Bose Einstein Condensates (BEC) in microtraps [25, 26]. The main advantages of miniaturized traps are on the one hand the possibility to create nearly arbitrary potentials and on the other hand the possibility to realize already with small currents traps with much tighter confinement than in typical macroscopic traps. Here, I present basic periodic trapping configurations which can be realized with multilayer microstructures. The trapping fields for the atoms (Ioffe-Pritchard type potentials for magnetic trapping of atoms as well as quadrupole fields for magneto-optical trapping) are formed by two layers of crossed wires which can be addressed individually.

The approach is based on a simple wire grid and can be scaled to provide large arrays of periodically arranged magnetic or magneto-optical traps. The unit cells of the trap lattices are based on crossed wire segments. By alternating the current directions in the wires of the grid, one can distinguish between 3 basic lattice configurations:

- Configuration A (currents in both layers unidirectional) has already been discussed in [18, 27]. Here, the concept is described using simple unit cells consisting of 3 wire segments crossing each other. By applying an external bias field each, "H" shaped unit cell contains a Ioffe-Pritchard trap.
- In configuration B, the currents are unidirectional in one layer and alternating in the second layer. Here the simple unit cell consists of 4 wire segments. Even without an external field the unit cell contains one Ioffe-Pritchard trap. By applying an external bias field in one direction, furthermore two different quadrupole traps are contained above the surface in the unit cell. The difference between the two quadrupoles in the unit cell is the orientation of the quadrupole axes. These quadrupoles can be used for magneto-optical trapping to catch atoms in a reflection MOT [18, 19, 20]. Due to the fact that the two quadrupoles have different orientations, the circular polarisation of the MOT beams has to be altered to use the different quadrupoles.
- In configuration C, the currents are alternating in both layers. The unit cell consists of 8 wire segments. Even without an external bias field, in this cell 10 different quadrupoles can be found. Eight of the quadrupoles are positioned above the wires. The quadrupole axes of all of them are tilted by 45° against the surface with respect to the wires and can be used for a reflection MOT [18, 19, 20]. Two other quadrupoles are built up by two concentric wire squares [28]. The quadrupole axes of these two are oriented perpendicular to the surface, and thus can not be used for a reflection MOT.

As a first demonstration to test the functionality of this setup to load a lattice of traps, macroscopic wires in a two layer configuration have been used to realize the unit cells of the lattices. It is shown that it is possible to investigate magneto optical traps (MOT) in different configurations next to a surface in a controlled manner. In the first part, experiments on the individual addressing of different MOT position via the current in a simple current configuration are presented. Furthermore, two of the basic unit cells presented above are observed. The quadrupoles could be identified by using the MOT as a field sensor and changing the polarisation of the MOT beams. Beyond this, an array of 4 magneto optical traps has been investigated. To switch the MOTs individually, a laser pulse was applied to turn the different MOTs on and off by blowing the atoms away.

These experiments are a first step to load ultracold atoms into an array of microstructured magnetic traps in a parallel way.

Experiments with Rydberg atoms

To investigate the possibility of QIV processing with Rydberg atoms, the coherent state- and position selective excitation to Rydberg states has to be ensured. Therefore, in this chapter, experiments on the two-photon excitation of ^{87}Rb atoms to Rydberg-states are presented. For this purpose, two continuous-wave (cw)-laser systems for both 780 nm and 480 nm have been used. The first laser is used for the excitation from the ground state $5S_{1/2}(F=2)$ to the $5P_{3/2}(F'=3)$ intermediate state. From there the blue laser system is used for the excitation to a Rydberg state. Both of these laser systems have been optimized to a small linewidth (well below 1 MHz, estimated from the locking signal) to get both an efficient excitation process and good spectroscopic resolution. To investigate this, experiments on the Rydberg excitation on an ensemble of ultracold atoms in a MOT are performed. For the detection of the Rydberg atoms a field ionisation pulse is applied and the emerging ions are detected with a micro channel plate (MCP).

To get to know the performance of the setup, the resolution and frequency stability of the system has been tested by the investigation of the Stark effect in the vicinity of the $n=40$ Rydberg

states. It was possible to resolve the Stark effect of these states and even the field dependent fine-structure splitting of both the $41D_{3/2}$ and $41D_{5/2}$ -states. In an ^{87}Rb atom (nuclear spin $3/2$) both the $41D_{3/2}$ and $41D_{5/2}$ states are split up into 4 hyperfine states. This hyperfine splitting is for Rydberg levels very small, at the order of 10 kHz [29]. In the experiment, we could resolve a field dependent splitting of the $41D_{3/2}$ state into two states and of the $41D_{5/2}$ state into three states. To understand this experimental result, a first principles calculation without free parameters of the Stark splitting of the atoms including hyperfine interaction has been performed. With this data, it was possible to assign the observed lines which split up differently in the electrical field to the different fine-structure $|m_j\rangle$ states. The hyperfine-structure is not relevant for the field-dependent splitting of the states.

For a two-photon transition on resonance with the $5S_{1/2}(F=2)\rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ transition the linewidth is determined by the width of this transition, which is about 6 MHz. For a larger detuning of this intermediate state the linewidth of the whole transition is no longer determined by the lower transition, because this state is not longer populated. The smallest Rydberg lines measured so far in the experimental setup was 3.7 MHz. The width was limited by the broadening due the inhomogeneity of the MOT magnetic field, which was kept on during the experiments.

To show the ability of spatially selective excitation to Rydberg states, Rubidium atoms have been excited in an electrical field gradient. Both linewidths and lineshifts have been investigated. It was possible to show that, by using an electrical field gradient, the atoms can be selectively excited in space by changing the laser frequency. So it should be possible to address atoms arranged in a periodic lattice position selectively. Furthermore, atoms could be excited selectively from the two hyperfine ground states to Rydberg states.

Finally, the Autler-Townes splitting of the $5S_{1/2}\rightarrow 5P_{3/2}$ transition coupled to the light field has been investigated via a Rydberg state. From this measurement, the Rabi frequency of this excitation step could be determined in the experiment to be $2\pi \cdot 26.6$ MHz. This is in good agreement with the calculated Rabi frequency of $2\pi \cdot 25.6 \pm 2.5$ MHz. The data, which have been measured in dependence of the laser intensity and detuning, are compared with a numerical simulation of the three level system and show an excellent agreement.

1 Einführung

Bereits Mitte des 19. Jahrhunderts stellten Kirchhoff und Bunsen fest, dass jedes Element ein charakteristisches Spektrum besitzt. Das Wasserstoffatom stellt bei solchen spektroskopischen Untersuchungen eines der grundlegenden Modellsysteme dar, da es auf Grund der einfachen atomaren Struktur (ein Proton und ein Elektron) möglich ist, seine kompletten quantenmechanischen Eigenschaften und damit seine Energieniveaus analytisch zu berechnen [1]. Eine Erweiterung dieses Formalismus auf die Berechnung der Eigenschaften von Nicht-Wasserstoff-Atomen gestaltete sich jedoch auf Grund der in der Atomhülle wechselwirkenden Elektronen als schwerer. Regt man jedoch eines oder mehrere der Außenelektronen eines nicht-Wasserstoff-Atoms in Orbits mit hohen Hauptquantenzahlen n an, so erhält man ein wasserstoffähnliches System mit einem geladenen ausgedehnten Rumpf und weit entfernten Außenelektronen. Solche Atome mit einem oder mehreren Elektronen in Zuständen mit hohen Hauptquantenzahlen n bezeichnet man allgemein als Rydberg-Atome [2]. Untersuchungen an Rydberg-Atomen werden zumeist an Systemen durchgeführt, in denen nur eines der Elektronen in einem hohen n -Zustand angeregt wird. Rydberg-Atome kommen immer dort vor, wo eine Rekombination von Ionen mit Elektronen möglich ist, beispielsweise im stellaren Raum, oder auch in Plasmen (durch Ionen-Elektronen-Rekombination) [3]. Erst seit der Entwicklung des Lasers erschlossen sich die Möglichkeiten, Rydberg-Atome durch optische Anregung selektiv in definierten Zuständen zu erzeugen. Solche Experimente konnten bis vor wenigen Jahren nur an Strahlen von Atomen aus thermischen Quellen durchgeführt werden [4].

Dies hat sich jedoch durch die Methoden der Laserkühlung geändert. Dieses neu entwickelte Gebiet der Physik erlaubt es inzwischen, atomare Ensembles bis weit hin in Richtung des absoluten Nullpunktes zu kühlen. Für die Entwicklung dieser bahnbrechenden Methoden wurde daher im Jahr 1997 der Nobelpreis an Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William D. Phillips vergeben [5, 6, 7]. Erst mit diesen Methoden wurde es möglich, kalte Ensembles von Neutralatomen über längere Zeiträume zu fangen und mit ihnen zu experimentieren. Das Hauptwerkzeug zum Kühlen der Atome stellt dabei die magneto-optische Falle (MOT, engl. „magneto-optical trap“) dar [30]. Damit vorgekühlte Atome können dann zu weiteren Experimenten z.B. in sogenannte optische Dipolfallen [31], die auf der AC-Stark-Kopplung der Atome an das Lichtfeld beruhen, oder in Magnetfallen, welche die Kopplung des magnetischen Moments der Neutralatome an ein äußeres Magnetfeld ausnutzen [32], transferiert werden. Eines der faszinierenden Resultate der Kühlmethode für Atome war die Realisierung der schon lange vorhergesagten Bose-Einstein-Kondensation (BEC) [33, 34] im Jahr 1995. Für diese Entdeckung wurden im Jahr 2001 Nobelpreise an Eric A. Cornell, Carl E. Wieman und Wolfgang Ketterle vergeben [35, 36].

Durch die Kombination der Methoden der Laserkühlung und der Möglichkeiten der gezielten Anregung von Atomen in Rydberg-Zustände ist es inzwischen gelungen, Ensembles gekühlter Atome in Rydberg-Zuständen zu erzeugen, die als „gefrorene Rydberg-Gase“ bezeichnet werden [8, 9]. Der Name kommt daher, dass die typische thermische Bewegung der Atome auf einer Längenskala stattfindet, die auf der Zeitskala der Experimente kleiner ist als der mittlere Abstand der Atome untereinander. Das System ist also auf der Experimentdauer quasi statisch bezüglich der thermischen Bewegung der Atome und nur von der Wechselwirkung der Atome geprägt. Diese Wechselwirkung der Rydberg-Atome untereinander ist sehr stark, da der Abstand Kern-Außenelektron sehr groß sein kann, was zu einem großen elektrischen Dipolmoment der Atome bzw. einer großen Po-

larisierbarkeit führt. Untersucht wurde in solchen Systemen bisher z.B. die sogenannte Dipol- bzw. van-der-Waals-Blockade [10, 11, 12, 13, 14], bei der ein im Rydberg-Zustand befindliches Atom durch die Wechselwirkung die Energieniveaus eines Nachbaratoms so stark verschiebt, dass ein eingestrahelter Anregungslaser nicht mehr resonant ist und daher die Anregung gehemmt wird.

Quanteninformationsverarbeitung mit Rydberg-Atomen

Im Jahr 2000 gab es erste Vorschläge, die Wechselwirkung der Rydberg-Atome untereinander auszunutzen, um damit Quanteninformationsverarbeitung (QIV) zu betreiben [15]. QIV basiert darauf, dass die quantenmechanischen Eigenschaften von Systemen ausgenutzt werden, um informationsverarbeitende Schritte durchzuführen [16]. Hiermit ist es möglich, eine Klasse von Rechenoperationen weitaus schneller durchführen zu können, als dies mit klassischen Systemen möglich ist. Ein Beispiel hierfür ist der Shor'sche Algorithmus zur Primfaktorzerlegung [17].

Bei der QIV werden klassische Begriffe, wie Bit und Gatter durch quantenmechanische Analogien ersetzt. Das Qubit z.B. ersetzt das Bit, das nun nicht nur die möglichen Einstellungen 0 und 1 hat, sondern durch zwei quantenmechanische Zustände repräsentiert wird, die in einem zweidimensionalen Hilbertraum liegen und daher eine kohärente Überlagerung von zwei Zuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ darstellen können. Für die Nutzung eines physikalischen Systems als Quantencomputer (QC) hat D. DiVincenzo fünf grundlegende physikalische Eigenschaften definiert, die unbedingt erfüllt sein müssen [37]:

- Das System muss skalierbar sein mit 2-Zustands Qubits $|0\rangle$ und $|1\rangle$.
- Es muss die Möglichkeit bestehen, das System in einen Anfangszustand zu initialisieren.
- Die Kohärenzzeiten der Qubits müssen viel länger sein als die Zeit, die eine Gatter-Operation dauert.
- Es wird ein „universeller Satz“ von Quantengattern benötigt.
- Das Auslesen beliebiger einzelner Qubits muss möglich sein.

Zwei weitere zur Kommunikation benötigte Eigenschaften sind das Auslesen der Information in ein „transportables“ Qubit und die Möglichkeit des zuverlässigen Transports der Quanteninformation. Diese beiden Eigenschaften sind insbesondere für kryptographische Ansätze wichtig.

Das von Jaksch et al. [15] vorgeschlagene System erfüllt die fünf o.g. Eigenschaften. Der Vorschlag sieht vor, die Quanteninformation in den Hyperfein-Grundzuständen des Atoms zu speichern. Bei den in dieser Arbeit untersuchten ^{87}Rb -Atomen sind dies die $5S_{1/2}(F=1)$ - und $(F=2)$ -Zustände. Sie sind beide langlebig und koppeln nur sehr schwach an die Umgebung. Eine 1-Qubit-NOT-Operation, die für die Universalität benötigt wird, ist in diesem System durch einen Raman- oder Mikrowellentransfer zwischen den Grundzuständen möglich [38, 39]. Mit solchen Ramanpulsen ist es auch möglich, die einzelnen Qubits in einen Anfangszustand zu initialisieren. Für die 2-Qubit-Operation, die für einen universellen QC benötigt wird, nutzt das Schema die Dipol-Dipol-Wechselwirkung von Rydberg-Atomen untereinander aus. Mit diesem Schema ist es möglich, ein sogenanntes Phasengatter zu realisieren, das zusammen mit der 1-Qubit-NOT-Operation universell ist [40]. Eine weitergehende Erklärung zur Realisierung dieses Phasengatters ist in Anhang E gegeben.

Die Skalierbarkeit dieses Systems ist möglich durch die Speicherung der Atome in einer periodischen Struktur. Dies kann beispielsweise in einem optischen Gitter geschehen [41]. Eine weitere Möglichkeit stellt eine Struktur von periodisch angeordneten magnetischen Mikrofallen dar. Die Adressierbarkeit der einzelnen Atome kann mittels eines elektrischen Feldgradienten geschehen. Dadurch können die Resonanzfrequenzen der einzelnen Atome in Rydberg-Zuständen verschoben

werden und damit die Frequenz des Anregungslasers einzelnen Positionen im Raum zugeordnet werden. Das Auslesen eines Zustandes kann mittels Feldionisation der in einen Rydberg-Zustand angeregten Atome und anschließender Detektion des Ions mittels einer Mikro-Kanal-Platte erfolgen.

Magnetische Mikrofallen

In den meisten Experimenten zur magnetischen Speicherung von Neutralatomen werden makroskopische Magnetfallen, bestehend aus Spulen mit Leiterquerschnitten von bis zu 100 mm^2 , verwendet. Um die benötigten Magnetfeldkonfigurationen zu erzeugen, sind diese von Strömen von bis zu 1000 A durchflossen [42]. Solche Systeme wurden auch in den ersten experimentellen Realisierungen der Bose-Einstein-Kondensation eingesetzt [43, 44]. Eine alternative Möglichkeit sind sogenannte Chipfallen. Hierbei werden dünne Drähte oder mikrostrukturierte Oberflächen eingesetzt, um die benötigten Magnetfeldgradienten und Magnetfeldkrümmungen zu erzeugen. Solche Chipfallen wurden 1995 vorgeschlagen [24] und im Jahr 1999 erstmals experimentell realisiert [23]. Vorher wurden bereits Atome an freistehenden Drähten gefangen und an diesen entlang geleitet [45, 46]. In solchen Chipfallen gelang dann 2001 fast zeitgleich in zwei unterschiedlichen Gruppen auch die Bose-Einstein-Kondensation von ^{87}Rb -Atomen [25, 26].

Solche Strukturen bieten nicht nur die Vorteile großer Magnetfeldgradienten, sondern ermöglichen es auch, komplexere Fallengeometrien zu erzeugen, da sich die gefangenen Atome im Nahfeld der felderzeugenden Strukturen befinden. Mit der Möglichkeit, zwei solche Fallen zu trennen und anschließend wieder zu vereinigen, ist es auch möglich Interferometer mit kalten Atomen zu konstruieren [47].

Diese Arbeit

Diese Arbeit befasst sich einerseits mit der Möglichkeit, ultrakalte Atomensembles in periodischen Strukturen magnetisch zu fangen, andererseits mit Experimenten zur Rydberg-Anregung von ^{87}Rb -Atomen. Das Zusammenspiel der Speicherung von Grundzustandsatomen, sei es in optischen Gittern [41] oder in den in dieser Arbeit untersuchten magnetischen Gittern, könnte vielversprechende Möglichkeiten bieten, um in Zukunft QIV-Ansätze zu untersuchen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst durch die Konzeption und den Aufbau einer kompakten Messapparatur die experimentelle Grundlage zu Untersuchungen von MOTs und Rydberg-Atomen gelegt. Die dazu aufgebaute Apparatur wurde charakterisiert, indem Untersuchungen zur Laserkühlung von aus einem Dispenser emittierten ^{87}Rb -Atomen in einer MOT durchgeführt wurden. Die hierbei gekühlten Atome wurden anschließend in eine Magnetfalle in Drahtfallengeometrie transferiert und konnten dort magnetisch gespeichert werden.

Weiterhin wurden die Möglichkeiten untersucht, aus periodischen stromtragenden Leitern ein Gitter von zwei Magnetfallentypen (Quadrupol und Ioffe-Pritchard-Fallen) zu konstruieren. Hierzu wurden aufbauend auf einzelnen Segmenten die Möglichkeit der Konstruktion von Gittern untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass es drei mögliche Grundkonfigurationen von Gittern mit jeweils unterschiedlichen Eigenschaften gibt. Zwei von diesen drei möglichen Grundkonfigurationen wurden anschließend experimentell untersucht und verifiziert [48].

Es wurden weiterhin Experimente zur Rydberg-Anregung und hochauflösenden Rydberg-Spektroskopie von ^{87}Rb -Atomen durchgeführt. Zur Realisierung der erläuterten Schemata ist es nötig, einzelne oder Ensembles von Atomen gezielt orts- und zustandsselektiv in Rydberg-Zustände anregen zu können. Erste Demonstrationsexperimente hierzu wurden durchgeführt.

Die vorliegende Arbeit ist dabei wie folgt gegliedert:

In Kapitel 2 wird auf die Grundlagen der Atom-Licht-Wechselwirkung eingegangen, wobei zunächst das Modellsystem des getriebenen 2-Niveau-Atoms erklärt wird, gefolgt von der 2-Photonen-Anregung von Atomen. Anschließend werden Möglichkeiten erläutert, wie unter Ausnutzung der

Atom-Licht-Wechselwirkung Atome gekühlt werden können, gefolgt von Anwendungen wie der Dopplerkühlung und der magneto-optischen Falle (MOT). Am Ende des Kapitels wird abschließend auf die magnetische Speicherung von Neutralatomen eingegangen.

Als spezielle Realisierung der makroskopischen Magnetfallen, die am Ende von Kapitel 2 vorgestellt werden, wird in Kapitel 3 auf Magnetfallen in Drahtfallengeometrie eingegangen. Hierbei wird diskutiert, wie aus einfachen Drahtsegmenten Magnetfallen konstruiert werden können, die auch in mikrostukturierten Atomfallen Anwendung finden. Diese Erklärungen stellen die Grundlagen zum Verständnis der MOT- und Magnetfallen-Gitter dar, die in Kapitel 7 vorgestellt werden.

In Kapitel 4 werden die Eigenschaften von Rydberg-Atomen vorgestellt. Einen breiten Raum innerhalb dieses Kapitels nimmt die numerische Berechnung der Eigenschaften von Rydberg-Atomen ein. Hierbei wird zunächst die Berechnung von atomaren Wellenfunktionen erläutert, die es ermöglicht, Übergangsmatrixelemente der Atome zu berechnen. Mit Hilfe dieser Wellenfunktionen können weiterhin sogenannte Stark Maps theoretisch untersucht werden, die Informationen über die Wechselwirkung von Rydberg-Atomen mit elektrischen Feldern liefern. Diese Stark Maps werden sowohl unter Einbeziehung der Fein- als auch der Hyperfeinstrukturwechselwirkung berechnet und die Unterschiede erläutert.

Im 5. Kapitel wird die Messapparatur, die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wurde, vorgestellt. Hierbei wird insbesondere auf die Lasersysteme zum Betrieb der MOT und zur Rydberg-Anregung eingegangen. Weiterhin wird die Detektion von Rydberg-Atomen mittels einer Mikro-Kanal-Platte erläutert.

Mit den in Kapitel 5 vorgestellten experimentellen Aufbauten wurden Experimente zur Kühlung von ^{87}Rb in einer MOT und zur magnetischen Speicherung in einer Draht-Magnetfalle durchgeführt. Die MOT wurde dabei aus einem Rubidium-Dispenser geladen. In Kapitel 6 wird der Weg vom Einfangen und Kühlen der Atome in der MOT über die Kühlung in einer verstimzten MOT-Phase und der Transfer in die Magnetfalle Schritt für Schritt an Hand von experimentellen Daten erläutert. In Kapitel 7 werden die grundlegenden Möglichkeiten zur Verwirklichung von Gittern von MOTs und Magnetfallen in Drahtfallengeometrie eingeführt. Hierbei werden die Möglichkeiten zur Realisierung von Gittern von Quadrupol- und Ioffe-Pritchard-Fallen mittels periodisch angeordneter Drähte vorgestellt. Diese Gitter erlauben es, drei verschiedene Grundkonfigurationen von Fallen aufzubauen, die theoretisch erläutert werden. Am Ende des Kapitels wird dann eine experimentelle Realisierung solcher Gitter mit Quadrupol-Fallen vorgestellt. Hierbei wurden Gitter von MOTs in verschiedenen Konfigurationen experimentell realisiert und untersucht.

Im 8. Kapitel wird abschließend über Experimente mit Rydberg-Atomen berichtet. Hierbei wird zunächst das verwendete Anregungs- und Detektionsschema der Atome eingeführt, gefolgt von Untersuchungen zur Stabilität und Leistungsfähigkeit des Lasersystems zur Rydberg-Anregung. Hierzu wurden hochauflösende Spektren in der Umgebung der beiden 41D Feinstrukturzustände von ^{87}Rb in Abhängigkeit vom elektrischen Feld aufgenommen und die feldabhängige Aufspaltung der Zustände untersucht. Weiterhin werden Experimente zur räumlich- und zustandsselektiven Anregung von Rydberg-Atomen vorgestellt. Abschließend wird über die Messung der Rabifrequenz durch Untersuchung der Autler-Townes-Aufspaltung des $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ -Übergangs berichtet.

2 Laserkühlung und magnetische Speicherung von Atomen

Eine der Standardmethoden zur Erzeugung von ultrakalten Atom-Ensembles ist das Verfahren der Laserkühlung. Hierbei wird die Wechselwirkung von Atomen mit einem Lichtfeld genutzt, um den Atomen thermische Energie zu entziehen. In diesem Kapitel werden zunächst die Grundlagen der Wechselwirkung von Atomen mit Lichtfeldern dargestellt. Hierzu werden die optischen Blochgleichungen eingeführt, um die innere Dynamik eines atomaren 2-Niveau-Systems im Lichtfeld zu beschreiben. Diese Wechselwirkung verschiebt die atomaren Energieniveaus, was an Hand des sogenannten „Dressed Atom“-Bildes beschrieben wird. Zum Abschluss dieses Abschnitts wird auf die 2-Photonen-Anregung von 3-Niveau Atomen eingegangen. Im Anschluss daran werden die Kräfte erläutert, die von einem Lichtfeld auf ein Atom wirken können, gefolgt von Anwendungen wie der Dopplerkühlung und der magneto-optischen Falle. Am Ende des Kapitels werden dann Methoden zur magnetischen Speicherung von Atomen vorgestellt.

2.1 Atom-Licht-Wechselwirkung

Die hier vorgestellten Betrachtungen zur Atom-Licht-Wechselwirkung folgen [49, 50, 51]. Zur Beschreibung der Wechselwirkung von Licht und Atomen wird im vereinfachten Fall zunächst von einem 2-Niveau-Atom ausgegangen, das aus einem Grundzustand $|g\rangle$ und einem angeregten Zustand $|e\rangle$ besteht. Der Hamilton-Operator eines solchen ruhenden 2-Niveau-Atoms im Lichtfeld ist im Allgemeinen gegeben durch

$$\mathcal{H}_{\text{ges}} = \mathcal{H}_A + \mathcal{H}_L + \mathcal{V}_{AL} + \mathcal{V}_{AV}, \quad (2.1)$$

wobei \mathcal{H}_A den Zustand des Atoms, \mathcal{H}_L das Lichtfeld, \mathcal{V}_{AL} die Wechselwirkung zwischen Atom und Lichtfeld und \mathcal{V}_{AV} die Wechselwirkung zwischen Atom und Vakuummoden beschreibt. Man geht nun zunächst davon aus, dass es keine Kopplung an Vakuummoden gibt und die Besetzung der Lasermode so hoch ist, dass Absorption und stimulierte Emission praktisch keine Veränderung in der Photonenzahl der Lasermode hervorrufen. Damit reduziert sich der Hamilton-Operator zu

$$\mathcal{H}_{\text{ges}} \approx \mathcal{H}_A + \mathcal{V}_{AL}. \quad (2.2)$$

Der atomare Anteil des Hamilton-Operators \mathcal{H}_A kann nach Wahl des Energienullpunktes im Grundzustand geschrieben werden als

$$\mathcal{H}_A = \hbar\omega_0 |e\rangle\langle e|, \quad (2.3)$$

mit der Energiedifferenz $\hbar\omega_0$ zwischen den Zuständen $|e\rangle$ und $|g\rangle$. Mit dem Ansatz für das äußere Feld $\vec{E}(t) = E_0 \vec{e}_x \cdot \cos\omega_L t = E_0 \vec{e}_x \cdot \frac{e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t}}{2}$, mit Amplitude E_0 und dem Einheitsvektor \vec{e}_x in der Polarisationsrichtung folgt für die Wechselwirkung \mathcal{V}_{AL}

$$\mathcal{V}_{AL} = -\vec{d} \cdot \vec{E} = -\frac{\hbar\Omega_R}{2} (e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t}) (|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|), \quad (2.4)$$

mit der Rabifrequenz

$$\Omega_R = \frac{|d_{ge}|E_0}{\hbar} = \Gamma \sqrt{\frac{1}{2} \frac{I}{I_{\text{sat}}}}, \quad (2.5)$$

wobei $\vec{d}_{ge} = \langle g|\vec{d}|e\rangle$ das Dipolmatrixelement des Übergangs, I die Intensität des eingestrahnten Lichtfeldes und I_{sat} die Sättigungsintensität des Überganges mit

$$I_{\text{sat}} = \frac{\hbar\omega_0^3 \cdot \Gamma}{12\pi c^2} = \frac{\pi \hbar c \Gamma}{3\lambda^3} \quad (2.6)$$

ist. Hierbei sind $\Gamma = 1/\tau$ die Zerfallsrate des angeregten Zustandes und λ die Übergangswellenlänge. Zur Berechnung der zeitlichen Entwicklung des Systems kann der Dichtematrixformalismus mit Hilfe der Liouville Gleichung

$$i\hbar \frac{d\rho(t)}{dt} = [\mathcal{H}, \rho(t)], \quad (2.7)$$

mit der Dichtematrix ρ

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{ee} & \rho_{eg} \\ \rho_{ge} & \rho_{gg} \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

verwendet werden. Hierbei entsprechen die Diagonalelemente den Populationen in den Zuständen und die Außerdiagonalelemente den Kohärenzen zwischen den Niveaus. Mit diesem Formalismus kann die zeitliche Entwicklung der Matrixelemente berechnet werden (noch ohne Dissipation), z.B.

$$\dot{\rho}_{eg} = -i\omega_0 \rho_{eg} - \frac{i\Omega_R}{2} (e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t}) (\rho_{ee} - \rho_{gg}). \quad (2.9)$$

Die komplizierte Zeitabhängigkeit der Variablen lässt sich durch Transformation in eine neue Basis mit $\sigma_{ge} = \rho_{ge}e^{i\omega_L t}$, $\sigma_{eg} = \rho_{eg}e^{-i\omega_L t}$, $\rho_{ee} = \sigma_{ee}$ und $\rho_{gg} = \sigma_{gg}$ vereinfachen. Nach dieser Transformation können alle Terme, in denen Frequenzanteile mit $2\omega_L$ auftauchen, vernachlässigt werden, da sie schnell oszillieren und kaum zur Kopplung in einem 2-Niveau-System beitragen (sogenannte Drehwellennäherung, englisch „rotating wave approximation“, RWA). Die Verstimmung des Lichtfeldes gegen die atomare Übergangsfrequenz ist gegeben durch

$$\delta_L = \omega_L - \omega_0. \quad (2.10)$$

Die Liouville-Gleichung berücksichtigt noch keine Verluste wie spontane Zerfälle. Diese müssen später hinzugefügt werden. Dies führt dann unter Berücksichtigung der Dissipationsterme insgesamt zu den optischen Bloch-Gleichungen [49]:

$$\dot{\sigma}_{ee} = i\frac{\Omega_R}{2} (\sigma_{eg} - \sigma_{ge}) - \Gamma \sigma_{ee} \quad (2.11)$$

$$\dot{\sigma}_{gg} = -i\frac{\Omega_R}{2} (\sigma_{eg} - \sigma_{ge}) + \Gamma \sigma_{ee} \quad (2.12)$$

$$\dot{\sigma}_{ge} = -i\delta_L \sigma_{ge} - i\frac{\Omega_R}{2} (\sigma_{ee} - \sigma_{gg}) - \frac{\Gamma}{2} \sigma_{ge} \quad (2.13)$$

$$\dot{\sigma}_{eg} = i\delta_L \sigma_{eg} + i\frac{\Omega_R}{2} (\sigma_{ee} - \sigma_{gg}) - \frac{\Gamma}{2} \sigma_{eg}. \quad (2.14)$$

Diese Gleichungen können unter Berücksichtigung der Erhaltung der Population $\sigma_{gg} + \sigma_{ee} = 1$ für einen Gleichgewichtszustand $d\sigma_{eg}/dt = 0$ gelöst werden. Hiermit folgt dann für σ_{ee} :

$$\sigma_{ee} = \frac{s_0/2}{1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2}, \quad (2.15)$$

mit dem Sättigungsparameter $s_0 = I/I_{\text{sat}}$. Daraus folgt für die Gesamtstreurate von Photonen aus dem Laserfeld:

$$\Gamma_{\text{scatt}} = \Gamma \sigma_{ee} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}. \quad (2.16)$$

Für sehr hohe Laserintensitäten sättigt die Streurrate Γ_{scatt} gegen $\Gamma/2$. Durch die Absorption eines Photons durch ein Atom überträgt das Photon einen Impuls $\hbar k$ auf das Atom. Spontane Emissionsprozesse des Atoms sind im allgemeinen Fall inversionssymmetrisch und sorgen dafür im zeitlichen Mittel für keinen Impulsübertrag. Zusammen mit der Streurrate Γ_{scatt} kann die Gesamtkraft \vec{F} der Photonen auf das Atom geschrieben werden als

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \Gamma_{\text{scatt}} = \hbar \vec{k} \cdot \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + (2\delta/\Gamma)^2}. \quad (2.17)$$

2.2 „Dressed Atoms“

Die Untersuchungen werden nun erweitert, indem das Laserfeld, das im vorherigen Kapitel als sehr hoch besetzt angenommen wurde, mit in die Betrachtung einbezogen wird. Hierbei wird das System Atom-Lichtfeld analog zum letzten Kapitel behandelt, jedoch ein quantisiertes Lichtfeld eingeführt. Durch die Kopplung über Atom-Licht Wechselwirkung werden die vorher ungestörten Zustände gemischt, was zu einem neuen Satz von Eigenzuständen, den dressed states führt. Diese sollen an dieser Stelle eingeführt werden, da sie oft die Erklärung von Anregungsphänomenen vereinfachen. Der Hamilton-Operator \mathcal{H}_L des Lichtfeldes ist gegeben durch

$$\mathcal{H}_L = \hbar \omega_L \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) \quad (2.18)$$

wobei a^\dagger und a Photonen-Erzeugungs- und Vernichtungs-Operatoren sind.

Die Eigenzustände des Systems aus \mathcal{H}_L und \mathcal{H}_A können durch zwei Quantenzahlen beschrieben werden, der Anzahl der Photonen N in der Lichtmode und der atomaren Quantenzahlen $|e\rangle$ und $|g\rangle$. Die Zustände $|g, N+1\rangle$ und $|e, N\rangle$ (dressed states) sind in der Nähe der Resonanz ($|\delta_L| \ll \omega_0$) energetisch nur durch die Energie $\hbar \delta_L$ getrennt, wobei der Zustand $|g, N+1\rangle$ energetisch über $|e, N\rangle$ liegt, wenn δ_L positiv ist. Ein Paar von benachbarten Zuständen dieser Leiter kann geschrieben werden als

$$\mathcal{E}(N) = \{|g, N+1\rangle, |e, N\rangle\}. \quad (2.19)$$

In Abb. 2.1 ist eine solche Leiter abgebildet, in der sich die ein Paar von Zuständen jeweils durch die Laserenergie $\hbar \omega_L$ unterscheiden. Nun wird der Fall betrachtet, in dem die Atom-Laser-Kopplung viel stärker ist als die Kopplung des Atoms an die möglichen Vakuummoden. Wird das Atom mit der Wechselwirkung \mathcal{V}_{AL} an das Lichtfeld gekoppelt, so koppeln die beiden Zustände eines Paares $\mathcal{E}(N)$ über stimulierte Absorption und Emission aneinander. Für die Zustände folgt dann

$$\begin{aligned} \langle e, N | \mathcal{V}_{AL} | g, N+1 \rangle &= -\sqrt{N+1} \cdot d \cdot E_L = \frac{1}{2} \hbar \Omega_R \\ \langle g, N+1 | \mathcal{V}_{AL} | e, N \rangle &= -\sqrt{N+1} \cdot d \cdot E_L^* = \frac{1}{2} \hbar \Omega_R. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Mit dem Lichtfeld E_L und der Rabi-Frequenz Ω_R aus Gleichung 2.5 gilt auf einer Energieskala relativ zu $(N+1)\hbar \omega_L - \hbar \delta_L/2$

$$\mathcal{H}_{DA} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} +\delta_L & \Omega_R \\ \Omega_R & -\delta_L \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

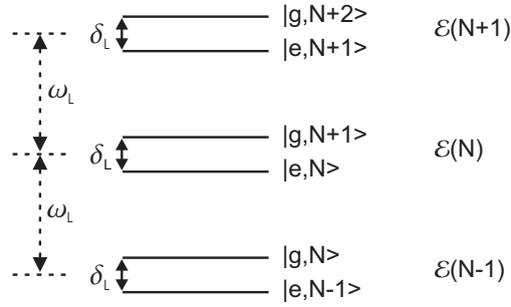


Abbildung 2.1: Energie der Zustände $\mathcal{E}(N+1)$, $\mathcal{E}(N)$ und $\mathcal{E}(N-1)$ aus ungekoppelten Zuständen des Laser-Photonen-Systems. Die Energiedifferenz $\hbar\delta_L$ zwischen zwei benachbarten Niveaus ist sehr klein im Vergleich zu dem Unterschied $\hbar\omega_L$.

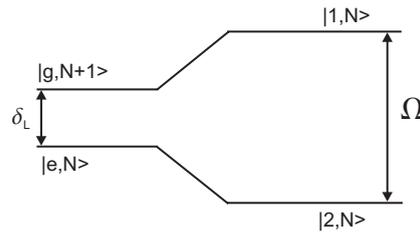


Abbildung 2.2: Ungekoppelte Zustände (linke Seite) und gekoppelte Zustände (rechte Seite) eines Paares $\mathcal{E}(N)$ für $\delta_L = \omega_L - \omega_0 > 0$.

Zum Berechnen der Energieeigenwerte muss diese Basis diagonalisiert werden, was zu neuen dressed states $|1, N\rangle$ und $|2, N\rangle$ führt, mit den Eigenenergien

$$E_{1,2} = \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{\Omega_R^2 + \delta_L^2}, \quad (2.22)$$

wobei die effektive Rabi-Frequenz $\Omega = \sqrt{\Omega_R^2 + \delta_L^2}$ von der Verstimung abhängig ist. Die Größe $\hbar\Omega$ entspricht dem Energieabstand zwischen den neuen Basiszuständen. Die neuen Zustände sind Mischungen aus den alten Basiszuständen $|g, N+1\rangle$ und $|e, N\rangle$ mit den Eigenvektoren

$$\begin{aligned} |1, N\rangle &= \cos\theta |e, N\rangle + \sin\theta |g, N+1\rangle \\ |2, N\rangle &= -\sin\theta |e, N\rangle + \cos\theta |g, N+1\rangle \end{aligned} \quad (2.23)$$

wobei der Mischwinkel definiert ist als

$$\cos 2\theta = \frac{\delta_L}{\Omega} \quad \text{und} \quad \sin 2\theta = \frac{\Omega_R}{\Omega}. \quad (2.24)$$

Für $\Omega_R = 0$ ist der Mischwinkel $\sin 2\theta = 0$, daher sind die neuen Zustände gleich den alten, der Grundzustand ist also der reine Grundzustand, und auch der angeregte Zustand ist ein reiner Zustand. Für $\delta = 0$ ist die Mischung maximal, und der Zustand $|1, N\rangle$ hat z.B. eine 50%ige Beimischung des angeregten Zustandes. In Abb. 2.2 sind nochmals die Verschiebungen der Niveaus und die neuen dressed states zusammengefasst.

Weiterhin kann noch die Wechselwirkung des Gesamtsystems mit den Vakuummoden berücksichtigt werden, was innerhalb des „Dressed Atoms Modells“ weitere Übergänge, z.B. $|e, N\rangle$ nach $|g, N\rangle$ ermöglicht, da das Photon nun nicht in die selbe Mode zurückgestreut wird, sondern in eine neue, leere Vakuummode gestreut werden kann [52]. Diese Kopplung führt zu den in den Gleichungen 2.11-2.14 eingeführten Dämpfungstermen. Darauf soll hier jedoch nicht weiter eingegangen werden.

2.3 3-Niveau-Atome

Da in der vorliegenden Arbeit ^{87}Rb -Atome mittels einer 2-Photonen-Anregung in einen Rydberg-Zustand angeregt werden, wird in diesem Kapitel der Formalismus dargestellt, wie eine solche Anregung theoretisch beschrieben werden kann. Wie in Abb. 2.3 schematisch gezeigt wird, können die Atome mit drei Energieniveaus ($E_1 < E_2 < E_3$) und den Übergangsenergien $\hbar\omega_1$ und $\hbar\omega_2$ beschrieben werden. Die Anregungslaser haben dabei die Verstimmungen δ_2 und δ_3 bzgl. der Niveaus.

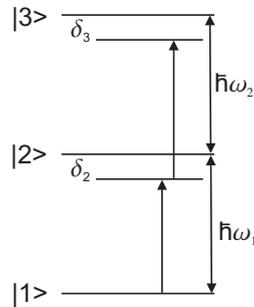


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung eines 3-Niveau-Atoms in Leiter-Konfiguration. Die Übergangsenergien zwischen den Niveaus sind $\hbar\omega_1$ und $\hbar\omega_2$, die Verstimmungen bzgl. der Niveaus δ_2 und δ_3 .

Analog zur Beschreibung des 2-Niveau-Atoms führt die Beschreibung des 3-Niveau-Atoms auf einen Satz von Differentialgleichungen, der die zeitliche Entwicklung der Bevölkerung der verschiedenen Niveaus des Atoms beschreibt. Nach einer Betrachtung wie für das 2-Niveau-Atom und nach Anwendung der Drehwellennäherung folgt für den Hamilton-Operator des 3-Niveau-Systems in Matrixschreibweise [53]:

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2}\Omega_1 & 0 \\ \frac{1}{2}\Omega_1 & \delta_2 - \frac{1}{2}i\Gamma_2 & \frac{1}{2}\Omega_2 \\ 0 & \frac{1}{2}\Omega_2 & \delta_3 - \frac{1}{2}i\Gamma_3 \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Die Γ_i sind die Verlustraten aus den verschiedenen Niveaus, die Ω_i die entsprechenden Rabifrequenzen zwischen den Niveaus. Um die zeitliche Entwicklung der Populationen zu beschreiben, ist das Vorgehen analog zur Lösung des 2-Niveau-Systems. Mit Hilfe der Liouville-Gleichung 2.7 und des Dichtematrixformalismus, der für ein 3-Niveau-System auf eine 3×3 Matrix führt, kann die zeitabhängige Besetzung der Niveaus berechnet werden. Um zu berücksichtigen, dass Atome nach einem Zerfall aus einem der angeregten Niveaus wieder in ein niedrigeres Niveau zerfallen können, muss die Liouville-Gleichung analog zur Berechnung des 2-Niveau-Atoms um einen Term erweitert werden, der dies berücksichtigt. Es gilt:

$$\Gamma_{\text{Zerfall}} = \begin{pmatrix} \Gamma_2\rho_{2,2}(t) + a \cdot \Gamma_3\rho_{3,3}(t) & 0 & 0 \\ 0 & b \cdot \Gamma_3\rho_{3,3}(t) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Hierbei steht b für den Anteil der Atome, die aus dem $|3\rangle$ Zustand in den $|2\rangle$ Zustand zerfallen und a für den Anteil, der in den $|1\rangle$ Zustand zurückfällt, während alle aus dem $|2\rangle$ -Niveau zerfallenen Atome wieder durch das $|1\rangle$ -Niveau in das System zurückkehren.

Für einen Übergang $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3) \rightarrow 43S_{1/2}$, wie er in späteren Kapiteln untersucht wird, können aus dem $43S_{1/2}(F=2)$ -Niveau keine Atome in das $5S_{1/2}$ -Niveau zurückfallen. Der Parameter a ist daher 0. Für den Zerfall aus dem $43S_{1/2}$ -Niveau zerfallen 29.7% in das $5P_{3/2}$ -Niveau zurück. Die restlichen 70.3% sind Verlustkanäle in andere Niveaus, die in der Rechnung

nicht berücksichtigt wurden. Dies ist für die Simulation der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente nicht nötig, da die typische Zeitdauer der Anregung während der Experimente 0-10 μs beträgt, während die Gesamtlebensdauer des $43\text{S}_{1/2}$ -Zustandes bei Raumtemperatur etwa 47 μs beträgt. Sollte eine Berücksichtigung dieser Zerfallskanäle nötig werden, so muss in die Simulation ein weiteres virtuelles Niveau eingeführt werden, das diese Population aufnimmt.

Bei dem Zerfall in das $5\text{P}_{3/2}$ zurück ist $43\text{S}_{1/2}(F=2) \rightarrow 5\text{P}_{3/2}(F'=3)$ mit 70 % der dominierende Kanal, während die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall in den (F=2) Zustand 25 % und in den (F=1) Zustand 5 % beträgt. Dies führt für b auf einen Wert von 0.20. Durch numerisches Lösen der Liouville-Gleichung kann damit die zeitliche Entwicklung der Population in den verschiedenen Niveaus untersucht werden.

Für große Verstimmungen δ_2 von dem mittleren Niveau mit $\delta_2 \gg \Omega_1, \Omega_2$ gibt es quasi keine Population im mittleren Niveau und damit keine Zerfälle aus diesem Niveau. Für den 2-Photonen-Prozess in das oberste Niveau $|3\rangle$ folgt dann, dass der Übergang als effektiver 1-Photonen-Prozess betrachtet werden kann [38], mit einer Rabifrequenz des Gesamtübergangs von

$$\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{\Omega_1^2 \Omega_2^2}{4\delta_2^2} + \delta_3^2}. \quad (2.27)$$

2.4 Dopplerkühlung

Die in den vorhergehenden Kapiteln vorgestellten Wechselwirkungsmechanismen zwischen Atomen und einem Lichtfeld können ausgenutzt werden, um Ensembles von Neutralatomen zu kühlen. Dabei wird die kinetische Energie von den Atomen in das Lichtfeld transferiert. Diese Prinzipien der Laserkühlung basieren auf der definierten Absorption und Re-emission von Photonen. Absorbiert ein ruhendes Atom ein Photon aus einer Lasermode, so erhält es einen Impulsübertrag von $\vec{p} = \hbar\vec{k}_L$, wobei $|\vec{k}_L| = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl der elektromagnetischen Welle ist. Im Anschluss an die Absorption wird das Photon wieder durch einen Emissionsprozess in eine andere Lasermode emittiert, was zu einem erneuten Impulsübertrag $\vec{p} = \hbar\vec{k}_E$ führt. Um ein Atom zu kühlen, ist es also zunächst nötig, die Absorption so zu gestalten, dass das Atom immer eine Kraft entgegen seiner Bewegungsrichtung erfährt. Der anschließende Emissionsprozess hingegen ist inversionssymmetrisch, was dazu führt, dass hierbei keine resultierende Kraft auf das Atom wirkt. Die re-emittierten Photonen sorgen jedoch für einen „random walk“-Prozess der Atome im Impulsraum mit der Schrittweite $\hbar\vec{k}_E$, was zu einem Aufheizen der Atome führt. Wie weiter unten gezeigt wird, bestimmt dieser Heizprozess auch die mittels Doppler-Laserkühlung minimal erreichbare Temperatur.

Betrachten wir nun ein Atom, das sich zwischen zwei gegenläufigen Laserstrahlen befindetet, die um die Frequenz $\delta < 0$ gegen den atomaren Übergang rotverstimmt sind. Die Kraft eines Lasers auf ein Atom kann mit Hilfe von Gleichung. 2.17 beschrieben werden. Bewegt sich das Atom, so muss zusätzlich noch die Dopplerverschiebung $\vec{v}\vec{k}$ berücksichtigt werden. Für ein sich bewegendes Atom zwischen zwei Lasern folgt dann als Gesamtkraft:

$$\vec{F} = \hbar\vec{k} \frac{\Gamma}{2} \cdot \left(\frac{I/I_0}{1+I/I_0 + \left(\frac{2}{\Gamma}(\delta - kv)\right)^2} - \frac{I/I_0}{1+I/I_0 + \left(\frac{2}{\Gamma}(\delta + kv)\right)^2} \right). \quad (2.28)$$

Hierbei ist als \vec{k} der Wellenvektor des Lichtstrahls gewählt, auf den sich das Atom zu bewegt mit $\vec{v} \parallel \vec{k}$ (siehe. Abb. 2.4). Bewegt sich das Atom auf einen der Laserstrahlen zu, so wird es durch die Dopplerverschiebung bevorzugt Photonen aus diesem Laserstrahl absorbieren, da diese näher resonant erscheinen als die Photonen aus dem gegenläufigen Strahl. Da das absorbierte Photon

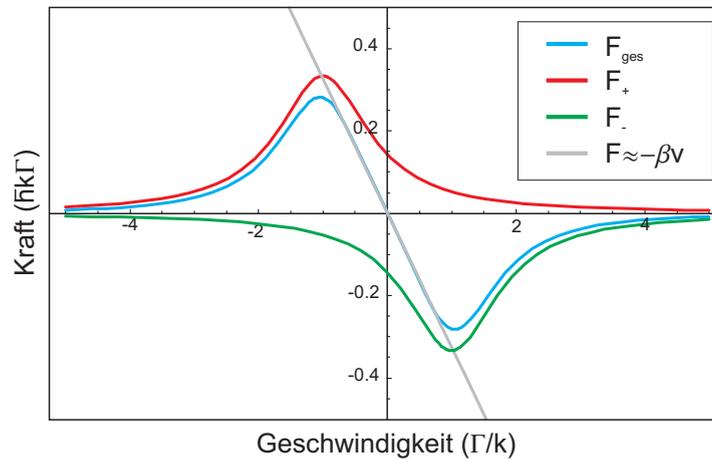


Abbildung 2.4: Spontankraft in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit nach Gleichung 2.30 bzw. Gleichung 2.29. Die rote und grüne Line zeigen die Kräfte der einzelnen Laserstrahlen F_+ und F_- auf das Atom. In Blau ist die Summe der beiden Kräfte F_{ges} eingezeichnet. Für kleine Geschwindigkeiten lässt sich die Kraft linear nähern (graue Kurve).

näher an der Resonanz emittiert wurde als es absorbiert wurde, verliert das Atom kinetische Energie. Die in Gleichung 2.28 angegebene Kraft \vec{F} lässt sich für $|kv| \ll \Gamma$ linearisieren:

$$\vec{F} \approx \frac{-8\hbar k^2 \delta l / I_0 \vec{v}}{\Gamma(1 + I/I_0 + (\frac{2\delta}{\Gamma})^2)^2} = -\beta \vec{v} \quad (2.29)$$

Die Kraft ist also über β linear abhängig von der Geschwindigkeit, daher kann β auch als Reibungskoeffizient bezeichnet werden. Die exakte Form der Spontankraft und die lineare Näherung der Kraft sind als Funktion der Geschwindigkeit in Abb. 2.4 gezeigt. In dem mittleren linearen Bereich (grau) findet die eigentliche Kühlung und Abbremsung der Atome statt. Durch Erweiterung dieser eindimensionalen Anordnung in drei Dimensionen mit 6 sich an einem Punkt kreuzenden Laserstrahlen können Atome in drei Dimensionen mittels Laserkühlung auf Temperaturen von unter $100 \mu\text{K}$ gekühlt werden. Da sich die Atome in einer solchen Konfiguration wie in einem hochviskosen Medium bewegen, wird diese Konfiguration auch als optische Melasse bezeichnet [50]. Wie oben schon beschrieben führt die Re-Emission von Photonen zu einem Heizprozess der Atome. Die minimale Temperatur, die mittels Dopplerkühlung erreicht wird, ergibt sich aus dem Gleichgewicht zwischen Kühl- und Heizrate [54]. Hieraus folgt dann die Gleichgewichtstemperatur, die abhängig von der Verstimmung δ ist und ihr Minimum für eine Verstimmung von $\delta = -\frac{\Gamma}{2}$ erreicht. Diese Temperatur wird als Dopplertemperatur T_D bezeichnet. Für ein eindimensionales System folgt für die Dopplertemperatur [49]

$$k_B T_D = \hbar \frac{\Gamma}{2}. \quad (2.30)$$

2.5 Magneto-optische Falle

In diesem Abschnitt wird das Funktionsprinzip der sogenannten magneto-optischen Falle („magneto optical trap“, MOT) beschrieben. Dieser Fallentyp wurde zum ersten Mal 1987 experimentell von Raab et al. realisiert [30]. Die bis hierher vorgestellte Spontankraft und damit die als optische Melasse bekannte Kühlmethode ermöglicht es, Atome effektiv im Impulsraum zu kühlen. Um die Atome

zusätzlich im Raum zusammenzutreiben bedarf es eines ausgezeichneten Punktes im Ortsraum und einer rückstellenden Kraft zu diesem Punkt. Dies wird bei der MOT mittels eines zusätzlich zu den Lichtkräften angelegten magnetischen Gradientenfeldes realisiert. Durch geschickte Wahl der Laserfelder werden die Atome dadurch gekühlt und zusätzlich zum Nullpunkt des Magnetfeldes getrieben. Diese Art von Falle bietet die Möglichkeit, bis zu $5 \cdot 10^{10}$ Atome auf Temperaturen von 10-100 μK zu kühlen [42].

2.5.1 Funktionsprinzip der magneto-optischen Falle

Für die MOT wird ein räumlich inhomogenes Magnetfeld mit einem Nullpunkt benötigt, wobei der Nulldurchgang mit dem Kreuzungspunkt der Kühllaserstrahlen in der Mitte der Falle übereinstimmen muss (siehe Abb. 2.5). Das eingestrahlte Kühllicht hat eine Frequenz von $\omega_1 = \omega_0 + \delta$ mit $\delta < 0$, ist also rotverstimmt gegen den atomaren Übergang des betrachteten Atoms (Übergang $J \rightarrow J+1$ mit $J = 0$). Weiterhin sind die Strahlen des Kühllichts entgegengesetzt zirkular polarisiert. Betrachten wir nun in dem eindimensionalen Modell ein Atom, das sich rechts vom Magnetfeldnullpunkt befindet. Durch die Zeeman-Verschiebung des ortsabhängigen Magnetfeldes wird das $m_J = -1$ Niveau energetisch abgesenkt, während das $m_J = +1$ Niveau energetisch angehoben wird, wodurch die Resonanz näher an den σ_- polarisierten Strahl gebracht wird. Daher steigt die Absorptionswahrscheinlichkeit eines von rechts kommenden Photons, während die Wahrscheinlichkeit für die Absorption eines von links kommenden Photons verringert wird.

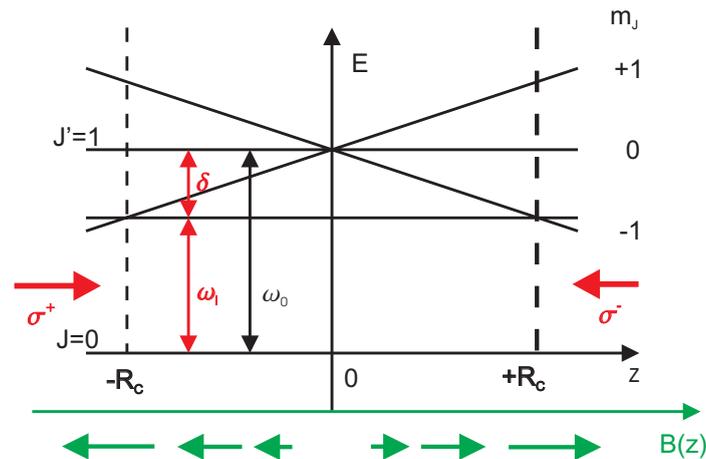


Abbildung 2.5: Prinzip einer magneto-optischen Falle in einer Dimension. Entlang der Achse, auf der die Kühllaserstrahlen eingestrahlt werden, wird zusätzlich ein räumlich inhomogenes Magnetfeld angelegt, das von der Mitte weg nach außen hin linear zunimmt. Durch die energetische Verschiebung der magnetischen Unterzustände absorbieren die betrachteten Atome gemäß der Polarisation der eingestrahlten Laserstrahlen bevorzugt Photonen von links ($z < 0$) bzw. von rechts ($z > 0$).

Um die auf das Atom wirkende Kraft zu berechnen, ist es nötig, Gleichung 2.28 zusätzlich noch um den Zeeman-Term $\mu' \nabla B \cdot z / \hbar$ zu erweitern¹. Hiermit folgt dann für die auf das Atom wirkende

¹Im Falle eines realen Atoms muss berücksichtigt werden, dass es in der Realität mehrere mögliche m_J Übergänge geben kann. Daher muss das magnetische Moment durch ein effektives magnetisches Moment ersetzt werden, das sich aus dem Mittel der magnetischen Momente über alle erlaubten Übergänge, gewichtet mit ihren jeweiligen Übergangsstärken, berechnet. Das magnetische Moment eines einzelnen Übergangs ist dabei durch $\mu'_n = (g_n m_n - g_j m_j) \mu_B$ gegeben, wobei n den Grundzustand anzeigt und j den angeregten Zustand des jeweiligen Übergangs. Für Rubidium folgt damit für den Kühlübergang $\mu' = \frac{\sum_n c_n \mu'_n}{\sum_n c_n} = 5/6 \mu_B$.

Kraft:

$$\vec{F} = \vec{F}_{\sigma^+} + \vec{F}_{\sigma^-} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \cdot \left(\frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + \left(\frac{2}{\hbar} (\delta - kv - \mu' \nabla B \cdot z / \hbar) \right)^2} - \frac{I/I_0}{1 + I/I_0 + \left(\frac{2}{\hbar} (\delta + kv + \mu' \nabla B \cdot z / \hbar) \right)^2} \right). \quad (2.31)$$

Das hier beschriebene eindimensionale Modell kann auf drei Dimensionen erweitert werden. Dabei wird als Gradientenfeld im Allgemeinen ein durch ein Anti-Helmholtzspulenpaar erzeugtes Quadrupolfeld verwendet. Die Laser werden dann aus den 3 Raumrichtungen eingestrahlt, wobei die Polarisation der Strahlen auf die Richtungen des Magnetfeldes angepasst sein muss (siehe Abb. 2.6). Bei dieser dreidimensionalen Konfiguration muss unterschieden werden zwischen axialen und radialen Strahlen. Die axialen Strahlen sind diejenigen, die in dieser Konfiguration durch die Mitte des Spulenpaares eingestrahlt werden, während die radialen Strahlen in Ebenen zwischen den beiden Spulen eingestrahlt werden. Hierbei kann wegen der Symmetrie des Feldes die Richtung, aus der die radialen Strahlen eingestrahlt werden, beliebig bezüglich der Achse gedreht werden. Die rücktreibende Kraft der Atome lässt sich für kleine Geschwindigkeiten und kleine Abstände zum Fallenzentrum linearisieren. Hierbei folgt dann für die Kraft:

$$\vec{F} = -\beta \vec{v} - \kappa \vec{r}. \quad (2.32)$$

mit dem in Kapitel 2.4 berechneten Reibungskoeffizienten β und der Feder-Konstanten

$$\kappa = \frac{\mu' \nabla B}{\hbar k} \beta. \quad (2.33)$$

Die Atome in der MOT verhalten sich also gemäß Gleichung 2.32 wie Teilchen in einem gedämpften harmonischen Oszillator. Zur Bestimmung des Einfangbereichs, also der Region, innerhalb der Atome eingefangen und zum Mittelpunkt der MOT getrieben werden, muss die Zeeman-Verschiebung gleich der Verstimmung der MOT-Strahlen gesetzt werden (siehe auch Abb. 2.5). Hierfür folgt dann für den räumlichen Einfangbereich

$$R_{\pm} = \pm \frac{\hbar \delta}{\mu' \frac{dB}{dz}}. \quad (2.34)$$

Unter der Annahme, dass das Atom innerhalb dieser Einfangstrecke vollständig zum Stillstand gebracht werden soll, kann die maximale Einfanggeschwindigkeit v_c von Atomen in einer MOT berechnet werden. Hierbei soll angenommen werden, dass die Atome über die gesamte Einfangstrecke mit der maximalen Kraft $F_{\max} = \hbar k_L \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_0}{1 + I/I_0}$ abgebremst werden. Hieraus folgt für die maximale kinetische Energie, die ein Teilchen haben darf,

$$E_{\text{kin,max}} = \frac{1}{2} m v_c^2 = 2 R F_{\max}. \quad (2.35)$$

Der typische Einfangbereich R einer MOT liegt im Geschwindigkeitsbereich zwischen 10 m/s und 30 m/s, während die mittlere thermische Geschwindigkeit eines ^{87}Rb Atoms bei Raumtemperatur (300 K) 293 m/s beträgt. Beim Fangen von Atomen aus dem Hintergrundgas wird nur ein kleiner Teil der Atome aus der thermischen Anfangsverteilung gefangen. Bei einer Einfanggeschwindigkeit der MOT von 25 m/s und einer Temperatur der Atome von 300 K werden etwa 0.8 Promille der Maxwell-Boltzmann-Verteilung eingefangen. Um die Laderate in die MOT zu erhöhen, werden die Atome daher typischerweise zunächst mit beispielsweise Zeeman-Slowern [55] oder 2D-magneto-optischen Fallen [56] vorgekühlt.

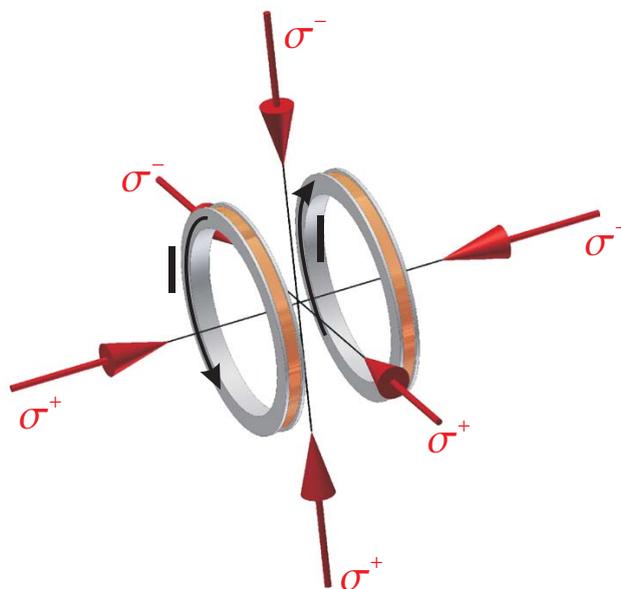


Abbildung 2.6: Anordnung des Magnetfeldes bzw. der Kühllaserstrahlen bei einer dreidimensionalen MOT. Das Magnetfeld wird üblicherweise durch ein Spulenpaar in Anti-Helmholtz-Anordnung erzeugt. Die Polarisierungen der Kühllaserstrahlen sind den Richtungen der magnetischen Feldlinien angepasst.

2.5.2 MOT in Reflexion

Sollen Oberflächen in einem Experiment mit einer MOT eingesetzt werden, wie sie beispielsweise bei magnetischen Mikrofallen zu finden sind [25], so besteht die Problematik, dass ein Halbraum hinter der Oberfläche nicht zugänglich ist und es daher nicht möglich ist, Laserstrahlen aus dieser Richtung einzustrahlen. Es ist daher unmöglich, eine MOT in der üblichen 6-Strahlen-Konfiguration zu betreiben. Einen Ausweg daraus liefern die so genannten Reflexions-MOT-Lösungen. Hierbei werden zwei [23], bzw. vier Strahlen [20] von einer Oberfläche reflektiert. Die für das hier vorgestellte Experiment ausgewählte Konfiguration besteht aus insgesamt vier MOT-Strahlen. Hierbei werden zwei der Strahlen parallel zur Oberfläche eingestrahlt und zwei weitere von der Oberfläche unter einem Winkel von 45° reflektiert (siehe Abb. 2.7). Die Rückreflexion an der Oberfläche führt zu einer Drehung der Polarisation, wie sie für die MOT-Konfiguration nötig ist². In dieser Konfiguration ist es nötig, dass die Achse des magnetischen Quadrupolfeldes einen Winkel von 45° gegen die Oberfläche hat. Dies kann durch ein Spulenpaar realisiert werden, das unter diesem Winkel gegen die Oberfläche angeordnet ist (siehe Abb. 2.7). Eine weitere Möglichkeit besteht darin, einen Draht zu verwenden und das Magnetfeld dieses Drahtes mit einem externen homogenen Feld zu überlagern. Dies führt ebenfalls zu einem Quadrupol, der unter einem Winkel von 45° gegen die Oberfläche geneigt ist. Auf den Aufbau für eine solche Drahtkonfiguration wird im Kapitel 3 noch genauer eingegangen.

In dieser Art von Reflexions-MOT sind die Einfanggeschwindigkeit und der Einfangbereich der MOT nicht unbedingt nur durch die Größe der MOT-Strahlen (bzw. Magnetfeld-Gradienten und der Verstimmung des Kühllasers) festgelegt, sondern auch der Abstand der MOT zur Oberfläche kann den Einfangbereich begrenzen, da ein Atom, das die Oberfläche trifft, sofort verloren ist. In den hier vorgestellten Experimenten beträgt der Abstand der MOT zur Oberfläche typischerweise

²Die Polarisation des reflektierten Strahles stimmt nicht vollständig, ist aber ausreichend gut, um eine MOT zu betreiben (siehe auch Anhang C).

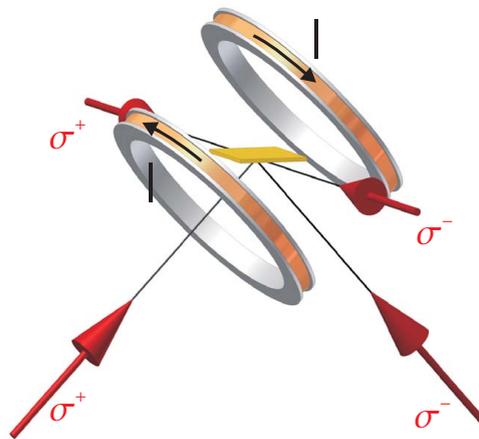


Abbildung 2.7: Anordnung der Laserstrahlen einer Reflexions-MOT [23]. Hierbei werden zwei der üblichen 6 Laserstrahlen der MOT von einer Oberfläche reflektiert. Bei der Reflexion der Strahlen wird die zirkulare Polarisation gedreht, so dass die reflektierten Strahlen nahezu in die richtige Polarisation reflektiert werden (siehe Anhang C).

2.5 mm bis 5 mm, der mittlere Gradient des Quadrupolfeldes an der MOT-Position ca. 1.5 mT/cm und die Verstimmung ca. 1.5 Γ . Dies führt nach Gleichung 2.34 zu einem theoretischen Einfangbereich von ca. 4 mm. Dies würde einer Einfanggeschwindigkeit von 34 m/s entsprechen. Wenn die MOT sich aber näher als 4 mm an der Oberfläche befindet, ist der Einfangbereich durch den Abstand zur Oberfläche begrenzt. Durch den begrenzten Einfangbereich wird zum Beispiel die maximale Einfanggeschwindigkeit bis zu einem Abstand von 2.5 mm auf 24 m/s begrenzt, was zu einer kleineren MOT-Atomzahl führt.

2.6 Polarisationsgradientenkühlung

Die typischen Temperaturen, die in magneto-optischen Fallen im Experiment erreicht werden, sind im Allgemeinen niedriger, als es die einfache Theorie der MOT (siehe Kapitel 2.4) erklären würde. Der Grund hierfür ist die Tatsache, dass es innerhalb einer magneto-optischen Falle weitere Kühlmechanismen geben kann, die darauf basieren, dass während des Kühlprozesses Atome zwischen magnetischen Unterzuständen umgepumpt werden [57]. Einer dieser Kühlmechanismen ist die Polarisationsgradientenkühlung [58].

Betrachten wir zunächst zwei gegenläufige, überlagerte Laserstrahlen mit σ_+ und σ_- Polarisation. Durch Überlagerung der beiden Wellen bildet sich räumlich eine linear polarisierte Welle aus, die ihre Polarisationsrichtung spiralförmig mit einer Periode von λ dreht. Befindet sich nun ein Atom in einem solchen Lichtfeld, so sieht es lokal immer ein linear polarisiertes Feld, das lokal die Quantisierungsachse vorgibt. Bewegt sich das Atom innerhalb des Lichtfeldes, so dreht sich lokal die Quantisierungsachse des Atoms. Ist die Geschwindigkeit eines Atoms groß genug, so befindet es sich zum Zeitpunkt der Absorption und Emission an Positionen mit stark unterschiedlichen Quantisierungsachsen. Es kann nun gezeigt werden, dass diese Bewegung und die kontinuierliche Absorption und Re-Emission zu einem Ungleichgewicht in der Besetzung der magnetischen Unterzustände m_F führt, die proportional zur Geschwindigkeit der Atome ist [58]. Aus diesem Ungleichgewicht bei der Besetzung der m_F -Zustände folgt auch, dass sich die Absorptionswahrscheinlichkeiten für σ^+

und σ^- -Photonen unterscheiden. Es gilt dabei allgemein, dass die Atome bevorzugt Photonen aus dem Strahl absorbieren, auf den sie sich zu bewegen. Die Emission ist analog zur Dopplerkühlung wieder inversionssymmetrisch und liefert daher gemittelt über viele Emissionsprozesse keinen Impulsbeitrag.

Für diesen Effekt ist es wichtig, dass die Quantisierungsachse der Atome durch das lokale Lichtfeld und nicht durch ein externes Magnetfeld vorgegeben ist. Daher funktioniert in magneto-optischen Fallen die Polarisationsgradientenkühlung in der Nähe des Magnetfeldnullpunktes am besten.

Die minimale, mit Hilfe der Dopplerkühlung erreichbare Temperatur ist insgesamt durch die spontane Emission eines einzelnen Photons gegeben. Das Atom erhält bei einem solchen Prozeß die Rückstoßenergie $E_{rec} = \hbar^2 k^2 / (2m)$. Hieraus kann die minimal erreichbare Temperatur, die sogenannte Rückstoß-Temperatur T_{rec} , berechnet werden:

$$T_{rec} = \frac{\hbar^2 k^2}{mk_B}. \quad (2.36)$$

Für die D_2 Linie von Rubidium ergibt sich dabei eine Temperatur von 392 nK, die jedoch im Experiment normalerweise nicht erreicht werden kann. Der Grund hierfür liegt in der Mehrphotonenstreuung innerhalb der Atomwolke, die die Temperatur begrenzt [21].

2.7 Grundlagen der magnetischen Speicherung von Atomen

Im Folgenden werden die Grundlagen zur magnetischen Speicherung von neutralen Atomen in Magnetfallen erläutert. Diese Fallen werden beispielsweise verwendet, um vorgekühlte Neutralatome magnetisch zu speichern und auf Temperaturen zu kühlen, die unter denen liegen, die mit optischer Kühlung erreichbar sind. In diesem Abschnitt wird dabei auf die grundlegenden Fallenkonfigurationen am Beispiel der Quadrupol- und der Ioffe-Pritchard-Falle eingegangen.

Befindet sich in klassischer Betrachtung ein Teilchen mit einem magnetischen Moment $\vec{\mu}$ in einem äußeren Magnetfeld \vec{B} , so kann die potentielle Energie des Teilchens im Feld geschrieben werden als

$$E(\vec{r}) = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}) = -|\vec{\mu}||\vec{B}(\vec{r})| \cos \Theta. \quad (2.37)$$

Hierbei ist Θ der Winkel, der zwischen dem magnetischen Moment und dem Magnetfeld aufgespannt wird. Um in den energetisch günstigsten Zustand zu gelangen, wird sich das magnetische Moment $\vec{\mu}$ des Teilchens parallel zu \vec{B} ausrichten, da in dieser Einstellung die potentielle Energie ihr Minimum hat. Das auf die Atome wirkende Drehmoment ($\vec{D} = \vec{\mu} \times \vec{B}$) führt dabei zu einer Präzession des magnetischen Momentes um das Magnetfeld, wobei die Frequenz dieser Präzession durch die Larmor-Frequenz $\omega_{Larmor} = \frac{\mu_B B}{\hbar}$ gegeben ist.

In der quantenmechanischen Beschreibung kann nun das magnetische Moment eines Atoms mit dem Gesamtdrehimpuls F und dem magnetischen Moment m_F bezüglich der Quantisierungsrichtung (z.B. z-Richtung) geschrieben werden als $\mu_z = -\mu_B g_F m_F$ mit g_F dem Landé-Faktor und μ_B dem Bohrschen Magneton. Für die Energie im Magnetfeld folgt damit

$$E = \mu_B g_F m_F |B(\vec{r})|. \quad (2.38)$$

Hierdurch folgt unter der Voraussetzung, dass das magnetische Moment des Atoms lokal immer parallel zum Magnetfeld ausgerichtet ist und einem räumlich veränderlichen Magnetfeld adiabatisch folgen kann, eine magnetische Kraft, die auf Atome in einem inhomogenen Magnetfeld wirkt gemäß

$$\vec{F}_B = -\mu_B g_F m_F \vec{\nabla} B. \quad (2.39)$$

Diese Betrachtungen geben nun auch vor, wie eine Falle zur magnetischen Speicherung von Atomen aussehen muss. Zur Speicherung muss im freien Raum ein Extremum im Magnetfeld (Minimum oder Maximum) konstruiert werden, zu dem Atome im passenden m_F -Zustand getrieben werden. Es muss nun unterschieden werden zwischen Atomen in Zuständen, die zu magnetischen Minima (Schwachfeldsucher mit $m_F g_F > 0$) und Atomen, die zu magnetischen Maxima (Starkfeldsucher mit $m_F g_F < 0$) hingezogen werden. Nach den Maxwell'schen Gleichungen kann es jedoch im freien Raum unter Verwendung von statischen Feldern kein Magnetfeldmaximum geben [59], sondern es lassen sich nur Magnetfeldminima erzeugen. Dies bedeutet, dass nur für Schwachfeldsucher statische Magnetfallen konstruiert werden können.

Bewegt sich ein Atom im inhomogenen Magnetfeld einer Magnetfalle, so kann es dem Magnetfeld nur dann adiabatisch folgen, wenn die Larmorfrequenz gross ist gegen die relative Änderung des Magnetfeldes, d.h.

$$\omega_{Larmor} \gg \left| \frac{d}{dt} \left(\frac{\vec{B}(\vec{r}(t))}{|\vec{B}(\vec{r}(t))|} \right) \right|. \quad (2.40)$$

Ist diese Bedingung nicht gewährleistet, können die Atome durch Spin-Umklapp-Prozesse in einen nicht fangbaren magnetischen Unterzustand aus der Falle verloren gehen. Diese Umklapp-Prozesse werden als Majorana-Spinflips bezeichnet, die entsprechenden Verluste werden als Majorana-Verluste bezeichnet [60, 61].

Eine Art von Falle, die als Magnetfeldminimum ein verschwindendes Feld besitzt, ist die Quadrupolfalle, die im Folgenden beschrieben wird.

2.7.1 Die Quadrupolfalle

Eine einfache Magnetfalle für Atome kann durch die Anordnung von zwei Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration erzeugt werden. Dies bedeutet, dass der Abstand der beiden Spulen gerade ihrem Radius entspricht und der Strom in beiden Spulen gegensinnig fließt. Das von den beiden Spulen erzeugte Magnetfeld hat einen Feldnullpunkt in der Mitte zwischen beiden Spulen. Von dort aus steigt der Betrag des magnetischen Feldes nach außen hin linear an (siehe Abb. 2.8).

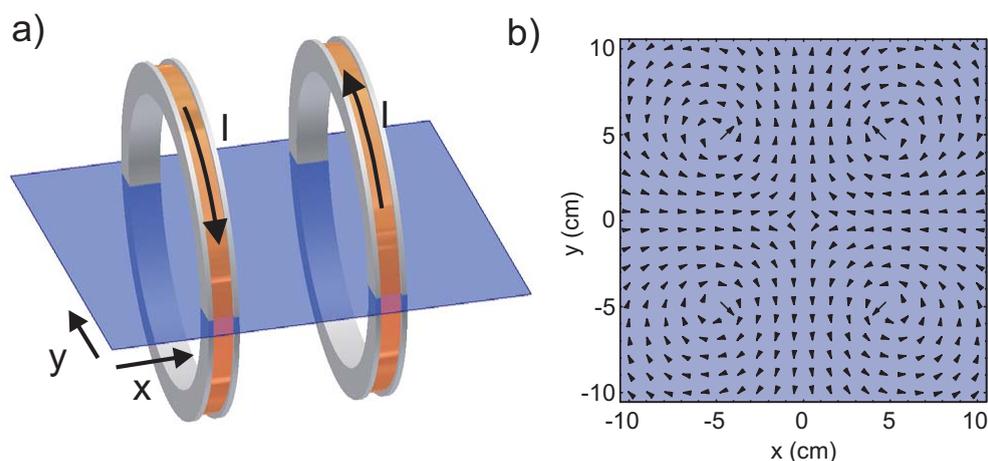


Abbildung 2.8: a) Spulenordnung zur Erzeugung eines Quadrupolfeldes. Die Spulen werden dabei in Anti-Helmholtz-Konfiguration geschaltet. b) zeigt die Feldverteilung des in a) eingezeichneten Schnittes durch die Spulenordnung. (Der Punkt (0,0) befindet sich in der Mitte zwischen den Spulen.)

Die Achse dieses Quadrupols ist identisch mit der Achse durch die beiden Spulen, die Feldverteilung ist rotationssymmetrisch bezüglich dieser Achse. Die Feldverteilung kann geschrieben werden als

$$\vec{B}(\vec{r}) = B' \begin{pmatrix} x \\ y \\ -2z \end{pmatrix}, \quad (2.41)$$

wobei B' der Gradient des Feldes ist.

Diese Art von Magnetfalle wird normalerweise nicht zur magnetischen Speicherung von Atomen genutzt, da das Magnetfeld einen Nullpunkt aufweist. Um dieses Minimum herum gibt es immer einen Bereich, in dem die Atome durch Majorana-Spinflips in einen nicht fangbaren magnetischen Unterzustand wechseln können. Die Größe dieses „Loches“ kann berechnet werden gemäß $R_m = \sqrt{2\hbar v / \pi \mu_m B'}$. Daher folgt für $\mu_m = \mu_B$, $v=1$ m/s und $B'=10$ T/m ein Radius von $R_m \approx 1 \mu\text{m}$ [60]. Sind die gefangenen Atome heiß und die Wolke viel größer als das „Loch“ in der Falle, so sind die Verluste durch diese Spin-Flips im Allgemeinen eher vernachlässigbar gegen andere Verlustkanäle. Sinkt jedoch die Temperatur des Ensembles (dies ist gleichbedeutend mit der Tatsache, dass sich viele Atome in der Nähe des Magnetfeldminimums befinden), so wird der Gesamt-Atomverlust durch Majorana-Verluste dominierend. Das „Loch“ in dieser Art von Fallen kann geschlossen werden, indem ein weiteres, zeitlich schnell rotierendes Feld überlagert wird (TOP-Fall) [62] oder indem die Atome durch einen auf das Fallenzentrum gerichteten fokussierten, blau verstimmten Laserstrahl daran gehindert werden, diesen Bereich zu erreichen [63].

2.7.2 Die Ioffe-Pritchard-Falle

Zur Vermeidung von Majorana-Verlusten für kleine und kalte Atomensembles ist es wünschenswert, eine Falle mit einem einstellbaren Offsetfeld B_0 am Magnetfeldminimum zu besitzen. Von dem Minimum sollte das Feld nach außen hin entweder linear oder harmonisch ansteigen. Eine solche Fallenkongfiguration ermöglicht die sogenannte Ioffe-Pritchard-Falle. Diese Falle wurde ursprünglich von Ioffe für den Plasmaeinschluss entwickelt [64] und wurde dann später von Pritchard übernommen und zum Einschluss von neutralen Atomen verwendet [65]. Die Magnetfeldkonfiguration einer Ioffe-Pritchard-Falle kann mit verschiedenen Spulenkonfigurationen erzeugt werden, die jedoch in niedrigster Ordnung immer dieselbe Magnetfeldkonfiguration erzeugen. Die einfachste Konfiguration einer Ioffe-Pritchard Falle ist gegeben durch die Überlagerung des Feldes von vier geraden Leiterstücken (sogenannten Ioffe-Bars), die einen zweidimensionalen Quadrupol erzeugen mit dem Feld von zwei Spulenpaaren (siehe Abb. 2.9). Das Magnetfeld kann im Zentrum genähert werden als

$$\vec{B}(\vec{r}) = B_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} + B' \begin{pmatrix} x \\ -y \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{B''}{2} \begin{pmatrix} -xz \\ -yz \\ z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2) \end{pmatrix}. \quad (2.42)$$

Für das Fallenpotential gilt $U(\vec{r}) = \mu_B g_F m_F |B(\vec{r})|$, mit dem Betrag des Magnetfeldes

$$|\vec{B}(\vec{r})| = B(\vec{r}) = \sqrt{\left[B_0 + \frac{B''}{4} (2z^2 - x^2 - y^2) \right]^2 + \left[B'y + \frac{B''}{2} yz \right]^2 + \left[B'x + \frac{B''}{2} xz \right]^2}. \quad (2.43)$$

Die Form des Potentials für Atome mit verschiedenen Temperaturen kann durch einen harmonischen und einen linearen Bereich genähert werden, was im Folgenden diskutiert wird.

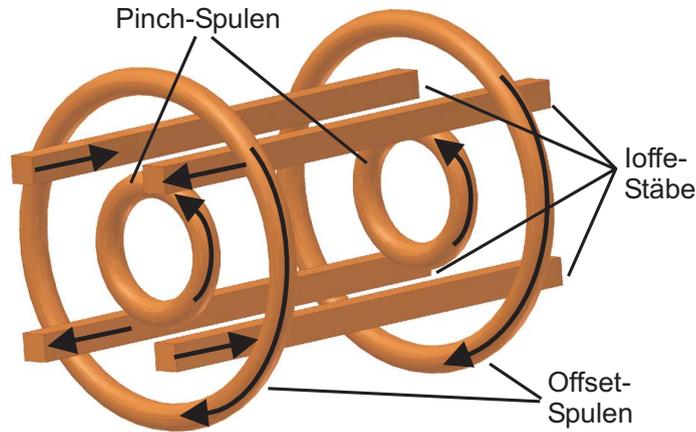


Abbildung 2.9: Grundkonfiguration einer Ioffe-Prichard-Falle, bestehend aus 4 Ioffe-Stäben, einem Pinch-Spulenpaar und einem Offset-Spulenpaar.

Harmonischer Bereich

Für kalte Atomwolken, deren thermische Energie klein ist gegen die potentielle Energie im Zentrum der Falle ($\mu B_0 \gg k_B T$, siehe auch Abb. 2.10) kann das Fallenpotential genähert werden durch

$$U_{\text{harm}}(\vec{r}) = \mu \left(B_0 + \frac{1}{2} B_r'' (x^2 + y^2) + \frac{1}{2} B'' z^2 \right) \quad (2.44)$$

mit

$$B_r'' = \frac{B^2}{B_0} - \frac{B''}{2}. \quad (2.45)$$

Im harmonischen Bereich wird das Fallenpotential durch Fallenfrequenzen, die den Oszillationsfrequenzen eines Teilchens im Potential entsprechen, beschrieben. Für das Potential aus Gleichung 2.44 gilt damit für die Fallenfrequenzen

$$\omega_x = \omega_y = \sqrt{B_r'' \mu / m} \quad \text{und} \quad (2.46)$$

$$\omega_z = \sqrt{B'' \mu / m}. \quad (2.47)$$

Aus dieser Verteilung kann die Oszillatorlänge, d.h. die Ausdehnung des quantenmechanischen Grundzustandes ($1/e$ Radius von $|\psi|^2$) berechnet werden gemäß:

$$\delta x_i = \sqrt{\frac{\hbar}{m \omega_i}} = \left(\frac{m \mu_m}{\hbar^2} \frac{d^2 B}{dx_i^2} \right)^{-\frac{1}{4}}. \quad (2.48)$$

Die Dichteverteilung einer thermischen Wolke in einem solchen Potential ist durch eine Gaußverteilung gegeben:

$$n_{\text{harm}}(\vec{r}) = n_0 \exp\left(-\frac{U_{\text{ht}}(\vec{r})}{k_B T}\right) = n_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right), \quad (2.49)$$

wobei

$$\sigma_x = \sigma_y = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu B_r''}} = \frac{1}{\omega_r} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad \text{und} \quad (2.50)$$

$$\sigma_z = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu B''}} = \frac{1}{\omega_z} \sqrt{\frac{k_B T}{m}} \quad (2.51)$$

die $1/\sqrt{e}$ Radien der Verteilung sind. Die Spitzendichte n_0 kann aus der Atomzahl berechnet werden nach

$$n_0 = \frac{N}{V} = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z}. \quad (2.52)$$

Linearer Bereich

Für heiße Atome kann das Fallenpotential in radialer Richtung als lineares Potential genähert werden (siehe Abb. 2.10). Hierbei gilt, dass das Offsetfeld B_0 klein ist gegen alle anderen Feldkomponenten ($\mu B_0 \ll k_B T$). In axialer Richtung kann das Feld weiterhin durch ein harmonisches Potential genähert werden. Für das Gesamtpotential gilt dann

$$U_{\text{lin}}(\vec{r}) = \mu \left(B' \sqrt{x^2 + y^2} + \frac{1}{2} B'' z^2 \right) \quad (2.53)$$

Die Dichteverteilung ist in radialer Richtung nun nicht mehr Gauß-förmig, sondern wird durch eine $1/e$ -Abfall-Länge ξ charakterisiert. Für die Dichteverteilung gilt dann

$$n_{\text{lin}}(\vec{r}) = n_{0,\text{lin}} \exp \left(-\frac{|x| + |y|}{\xi} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2} \right) \quad (2.54)$$

mit

$$\xi = \frac{k_B T}{\mu B'} \quad (2.55)$$

Die Spitzendichte ist in diesem Falle gegeben durch

$$n_{0,\text{lin}} = \frac{N}{\sqrt{8\pi} \xi^2 \sigma_z}. \quad (2.56)$$

In Abb. 2.10 ist zum Vergleich der radiale Magnetfeldverlauf einer Ioffe-Pritchard-Falle aufgetragen (rot). Die harmonische Näherung (blau) gilt mit einer Abweichung von ε (aufgetragen für $\varepsilon=10\%$) im Bereich von B_0 bis zu einer Magnetfeldstärke von $B(x_{\text{max}}) = B_0 + 2\varepsilon B_0$ [66]. Die lineare Näherung ist gültig mit einem maximalen Fehler von ε ab einer Magnetfeldstärke von $B(x_{\text{min}}) = B_0/\sqrt{2\varepsilon}$. Dies bedeutet, dass für einen Fehler von $\varepsilon \leq 10\%$ die harmonische Näherung für Temperaturen der Atome in der Falle von $T \leq 0.2\mu B_0/k_B$ gilt, während für Temperaturen von $T \geq 2.2\mu B_0/k_B$ die lineare Näherung mit einem Fehler von $\leq 10\%$ verwendet werden kann.

Falltiefe und „gravitational sag“

Eine Falle mit einer endlichen Falltiefe, in der eine thermische Verteilung von Atomen mit einer endlichen Temperatur T gefangen ist, erleidet immer Verluste aus dem hochenergetischen Teil der Energieverteilung der Atome. Um die Verluste gering zu halten, sollte die Falltiefe groß sein gegen die mittlere Energie der Atome. Unter Vernachlässigung der Gravitation führt dies zu der Bedingung

$$V_{\text{max}} = |\mu_z B_{\text{max}}| > \eta k_B T, \quad (2.57)$$

mit dem magnetischen Moment μ_z und $\eta = 5 - 7$, sodass die Verluste vernachlässigbar werden [67].

Hieraus folgt auch, dass es nicht möglich ist, Atome mit Raumtemperatur magnetisch zu fangen. Hierzu wäre eine Magnetfalle nötig, die eine Falltiefe von mindestens $k_B T/(\mu_z) \approx 447$ T (bei $\eta = 1$) aufweist (für ^{87}Rb im $5S_{1/2} |F = 2, m_F = 2\rangle$ Zustand). Dies ist jedoch experimentell nicht möglich. Typische, im Experiment realisierte Falltiefen liegen bei deutlich unter 1 T. Diese Limitierung ist der Grund dafür, warum die zu fangenden Atome zuerst mit Hilfe von Laserkühlverfahren

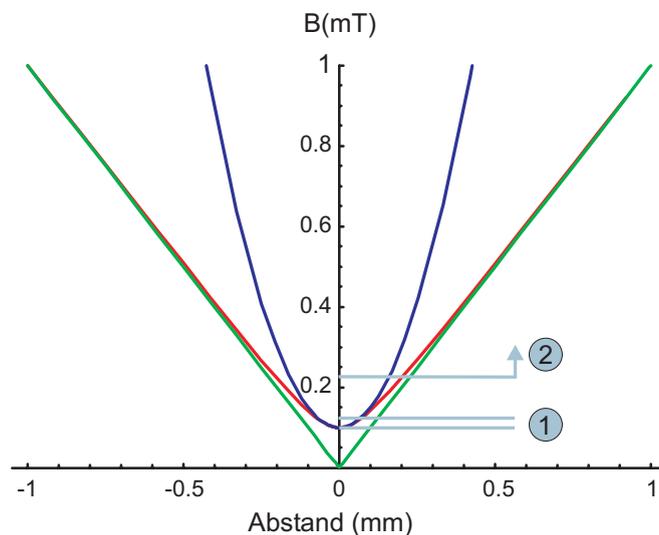


Abbildung 2.10: Radialer Feldverlauf einer Ioffe-Pritchard Falle (rot) mit harmonischer Näherung (blau) und linearer Näherung (grün). Die Bereiche 1 und 2 bezeichnen den Gültigkeitsbereich der linearen bzw. quadratischen Näherung mit einer Abweichung der Näherung von weniger als 10 %.

bzw. kryogenen Kühlmethoden (z.B. ^3He - ^4He Kryostaten [68]) auf geeignete Temperaturen vorgekühlt werden müssen, bevor sie magnetisch gefangen werden können.

Für beide Fallentypen gilt weiterhin, dass ein minimaler Gradient von

$$\frac{dB}{dz} = \frac{mg}{\mu} \quad (2.58)$$

benötigt wird, um die Atome gegen die Schwerkraft in der Schwebe halten zu können. Hierbei sind m die Atommasse und g die Erdbeschleunigung. Für Rubidium-Atome im Zustand $5S_{1/2} |F = 2, m_F = 2\rangle$ benötigt man einen Gradienten von $\frac{dB}{dz} = 1.53 \text{ mT/cm}$.

Weiterhin muss bei der Berechnung der Eigenschaften einer Magnetfalle die Veränderung des Potentialverlaufs durch die Gravitation berücksichtigt werden. Dieser sogenannte „gravitational sag“ sorgt bei einer harmonischen Falle für eine Verschiebung des Potential-Nullpunktes in Richtung der Gravitation. Die Verschiebung des Potentialminimums ist dabei

$$\Delta z = -g/\omega_z^2 \quad (2.59)$$

mit der Erdbeschleunigung g und der Fallenfrequenz ω_z in Gravitationsrichtung.

3 Grundlagen von Magnetfallen in Drahtfallengeometrie

Die zum magnetischen Fangen und zum Einschluss kalter Atome benötigten Magnetfallengeometrien müssen nicht zwangsläufig mit Hilfe makroskopischer Spulenkonfigurationen (Leiterquerschnitt mehrere mm) aufgebaut werden. Es ist alternativ möglich, die benötigten Magnetfeldkonfigurationen mit Hilfe einzelner Drähte bzw. mikrostrukturierter Oberflächen zu realisieren. Hierzu werden in diesem Kapitel Fallen in Drahtfallengeometrie vorgestellt und diskutiert, die Quadrupol- und Ioffe-Pritchard-Fallen ähnlich sind. Bei den in diesem Kapitel angestellten Berechnungen wird jeweils davon ausgegangen, dass die beteiligten Drähte unendlich dünn und unendlich lang sind. Weitere Erläuterungen zum Gültigkeitsbereich dieser Vereinfachung sind in Anhang D zu finden.

3.1 Gerader Leiter mit externem Feld

Die einfachste Konfiguration, um mit Hilfe eines einfachen Drahtes ein Minimum des magnetischen Felds im freien Raum zu erzeugen, ist gegeben durch die Überlagerung des von dem Leiter erzeugten Magnetfeldes mit einem externen homogenen Feld, das senkrecht zum Stromfluss im Leiter angelegt wird (siehe Abb. 3.1) [69]. Das Feld eines unendlich langen, dünnen Leiters kann geschrieben werden als

$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}. \quad (3.1)$$

Hierbei ist I der Strom im Leiter, μ_0 die magnetische Feldkonstante und r der Abstand vom Draht. Durch die Überlagerung mit einem homogenen externen Feld B_b , das senkrecht zu dem Leiter angelegt wird, kompensieren sich das Feld des Drahtes und das externe Feld an einem Punkt. Dies führt in der Nähe des Magnetfeldminimums zu einem zweidimensionalen Quadrupol-Feld parallel zum Draht mit einem Minimum im Abstand von

$$r_{min} = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_b} \quad (3.2)$$

vom Draht (siehe auch Abb. 3.1 c). Für den Gradienten folgt dann

$$\frac{dB}{dr} = -\frac{\mu_0 I}{2\pi r^2}. \quad (3.3)$$

Mit Einsetzen des Abstandes r_{min} aus Gleichung 3.2 in Gleichung 3.3 folgt, dass in der Umgebung dieses Minimums das Feld radial mit einem Gradienten von

$$\left. \frac{dB}{dr} \right|_{r_m} = -\frac{2\pi B_b^2}{\mu_0 I} \quad (3.4)$$

ansteigt [23]. Die Krümmung kann berechnet werden zu $\frac{d^2B}{dr^2} = \frac{\mu_0 I}{\pi r^3}$ bzw. $\left. \frac{d^2B}{dr^2} \right|_{r_m} = \frac{8\pi^2}{\mu_0^2 I^2} B_b^3$.

Dieser Fallentyp kann durch Anlegen eines weiteren externen Feldes B_p parallel zum Draht zu einer

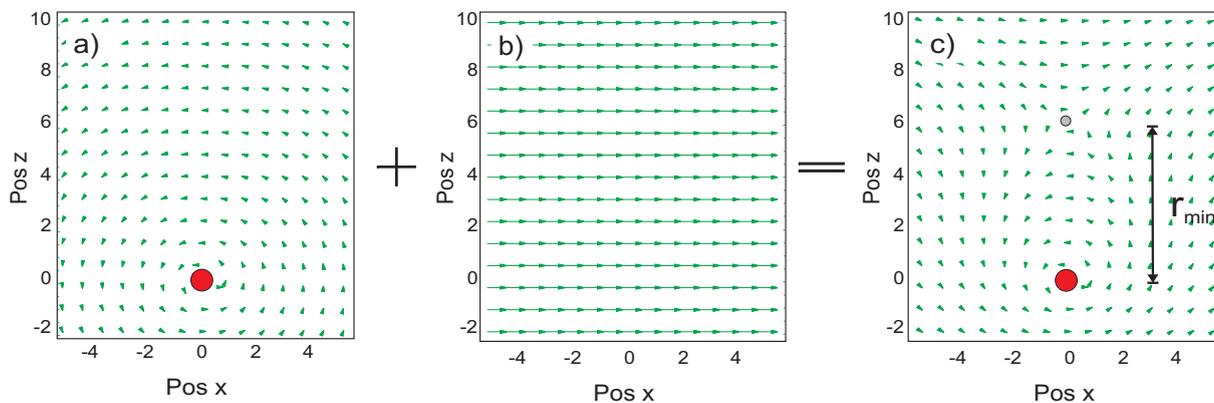


Abbildung 3.1: Erzeugung eines Quadrupolfeldes durch die Überlagerung des Magnetfeldes eines einfachen Leiters (an der Position $(x,z)=(0,0)$, orange) (a), mit einem homogenen Magnetfeld (b). Dies führt zu einem Quadrupolfeld im Abstand r_{min} von dem Draht (c). Die Position des Quadrupol-Nullpunktes ist dabei als grauer Kreis markiert.

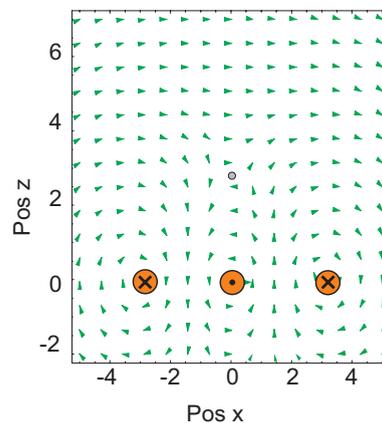


Abbildung 3.2: Erzeugung eines zweidimensionalen Quadrupolfeldes mit drei Drähten, in denen die Ströme alternierend fließen. In dieser Konfiguration wird kein weiteres externes Offsetfeld benötigt. Die Position des Quadrupol-Nullpunktes ist dabei als grauer Kreis markiert.

harmonischen Falle mit nicht verschwindendem Magnetfeld am Fallenminimum erweitert werden. Die resultierende Krümmung in der radialen Richtung im Abstand r_m vom Draht kann geschrieben werden als

$$\left. \frac{d^2 B}{dr^2} \right|_{r_m} = \left(\frac{2\pi}{\mu_0} \right)^2 \frac{B_b^4}{B_p I^2}, \quad (3.5)$$

wobei I der Strom ist, der durch den Draht fließt [70]. Das externe Offsetfeld B_b kann alternativ von zwei Drähten an den beiden Seiten des Drahtes erzeugt werden, wobei der Strom in diesen Drähten gegenläufig zum Strom im mittleren Draht fließen muss [28]. Dies führt analog zu der Situation, in der ein Draht zusammen mit einem externen Magnetfeld verwendet wird, zu einem zweidimensionalen Quadrupol (siehe Abb. 3.2). In dieser Konfiguration ist es möglich, eine Falle zu konstruieren, die ohne externe homogene Magnetfelder realisiert werden kann. Analoge Konfigurationen mit vier parallelen Drähten sind ebenfalls möglich (siehe z.B. [28]).

3.2 H-Quadrupol-Falle und U-Falle

Eine Erweiterung der in 3.1 beschriebenen Fallenkonfiguration mit einem einfachen Draht zu einer in drei Dimensionen abgeschlossenen Quadrupol-Falle ist möglich, indem der einzelne Draht, zu dem senkrecht das Magnetfeld B_b angelegt wird, an zwei Stellen durch jeweils einen senkrecht zu ihm liegenden Draht begrenzt wird (Quadrupol-H-Konfiguration, siehe Abb. 3.3 b)). Dies kann z.B. mit in zwei Ebenen liegenden Drähten realisiert werden. Weiterhin ist es möglich, einen Draht in einer Ebene an zwei Punkten um 90° in eine sogenannte U-Konfiguration zu biegen (siehe Abb.3.3 a)). Diese Konfiguration führt zu einer etwas asymmetrischen Falle, die jedoch trotzdem einen dreidimensionalen Einschluss gewährleistet.

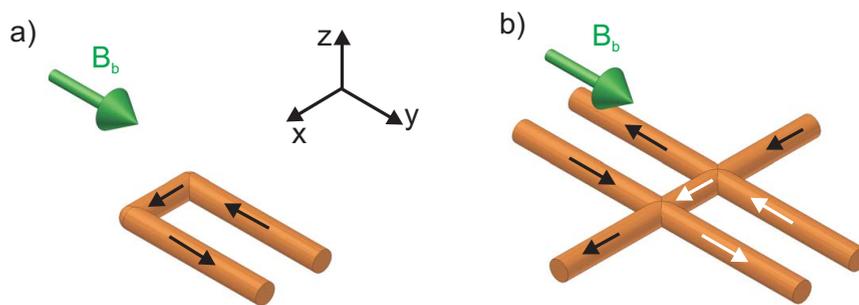


Abbildung 3.3: a) Mittels eines einfachen, in U-Form gebogenen Drahtes und eines externen homogenen Magnetfeldes kann eine Quadrupol-Falle erzeugt werden. b) Analoge H-Fallen-Konfiguration. In Weiß ist der für die Falle wichtige Stromfluss eingezeichnet.

In dieser U-Konfiguration [23] heben sich die x -Komponenten des Magnetfeldes des rechten und linken Drahtteils am Nullpunkt des durch den mittleren Drahtteil zusammen mit dem externen Feld definierten linearen Quadrupols auf (siehe Abb. 3.3 b)), die z -Komponenten addieren sich. Dadurch befindet sich der Nullpunkt nicht in der Mitte über dem mittleren Drahtsegment, sondern ist in $-y$ -Richtung verschoben. Vereinfacht können die Gradienten sowohl in radialer (senkrecht zum mittleren Drahtstück, r -Richtung), als auch in axialer (entlang des mittleren Drahtstückes, a -Richtung) Richtung an der Position in der Mitte zwischen den parallelen Drahtsegmenten über dem mittleren Drahtsegment geschrieben werden als

$$\left. \frac{dB}{dr} \right|_{r_m} = -\frac{\mu_0 I_w}{2\pi r_m^2} \quad (3.6)$$

$$\left. \frac{dB}{da} \right|_{r_m} = \frac{2\mu_0 I_c r_m L}{\pi (L^2 + 4r_m^2)^2}, \quad (3.7)$$

wobei r_m der Abstand des Quadrupol-Minimums vom Draht und L der Abstand der parallelen Leitersegmente ist. Die zwei unterschiedlichen Ströme I_w und I_c berücksichtigen dabei die Situation, dass die Drahtkonfiguration aus einem Paar von parallelen Drähten und einem senkrecht dazu liegenden Draht aufgebaut ist, die mit unterschiedlichen Strömen betrieben werden können. Im einfachsten Fall der U-Falle ist $I_w = I_c = I$ der Strom im Draht. Bei der Berechnung der Gradienten in der H-Konfiguration müssen die Formeln für den radialen Gradienten um einen Faktor 2 korrigiert werden, da nun die parallelen Drähte den doppelten Beitrag zum Magnetfeld liefern. Diese vereinfachten Formeln sind gültig, solange der Abstand r_m deutlich kleiner ist als der Abstand L zwischen den parallelen Teilen des Drahtes.

Die Achse des resultierenden Quadrupols in der Konfiguration, die in Abb. 3.3 a) und b) zu sehen ist, liegt in der y - z -Ebene unter einem Winkel von 45° gegen die x -Achse. Die gebogenen Anteile

schließen den Quadrupol - wie oben schon beschrieben - im Vergleich zu der H-Konfiguration nicht in einer symmetrischen Art ab. Abbildung 3.4 zeigt einen Vergleich der Feldverteilung um den Nullpunkt des Quadrupols. Die H-Falle (rot) hat einen stärkeren Einschluss in den radialen Richtungen, während die U-Falle (blau) einen stärkeren Einschluss in der axialen Richtung hat.

In beiden Konfigurationen kann der Nullpunkt des Quadrupols in allen Raumrichtungen durch Anlegen externer homogener Magnetfelder verschoben werden. Die Verschiebung in z-Richtung erfolgt durch Änderung des Feldes in y-Richtung, die Verschiebung in y-Richtung durch Anlegen eines Feldes in z-Richtung und die Verschiebung in x-Richtung durch Anlegen eines Feldes in x-Richtung.

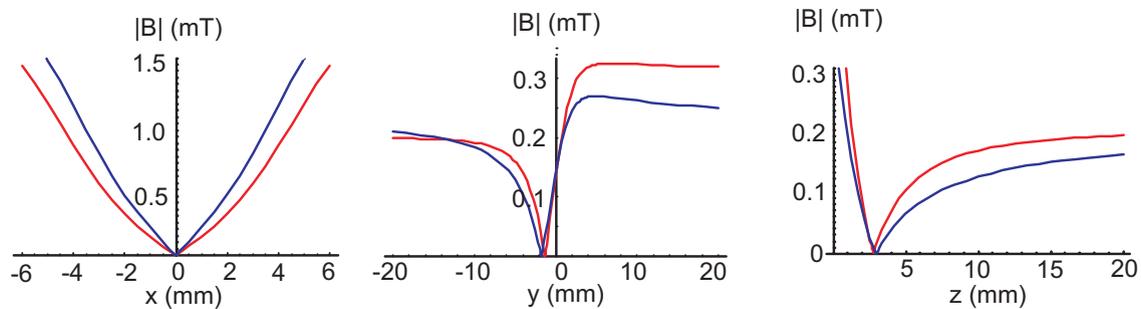


Abbildung 3.4: Vergleich der Magnetfelder einer U- (blau) und einer H- Quadrupol-Falle (rot), die mittels Drähten mit einem Drahtabstand von 10 mm, einem Strom von 40 A und einem externen Feld $B_b=2$ mT berechnet wurden.

3.3 H-Ioffe-Pritchard-Falle und Z-Falle

In der sogenannten Z-Fallen-Konfiguration ergibt sich eine Falle vom Ioffe-Pritchard-Typ (siehe Abb. 3.5) [23]. In dieser Konfiguration addieren sich die x-Komponenten des magnetischen Feldes der parallelen Drahtanteile, während sich die z-Komponenten in der Mitte des zentralen Drahtes aufheben. Dadurch ergibt sich ein Magnetfeldminimum in einem Abstand r_m über der Mitte des zentralen Drahtanteiles. Durch die nicht verschwindenden x-Komponenten des Magnetfeldes ist das Feldminimum ungleich Null und kann berechnet werden zu

$$B_m = \frac{2\mu_0}{\pi} \frac{I_c r_m}{L^2 + 4r_m^2}, \quad (3.8)$$

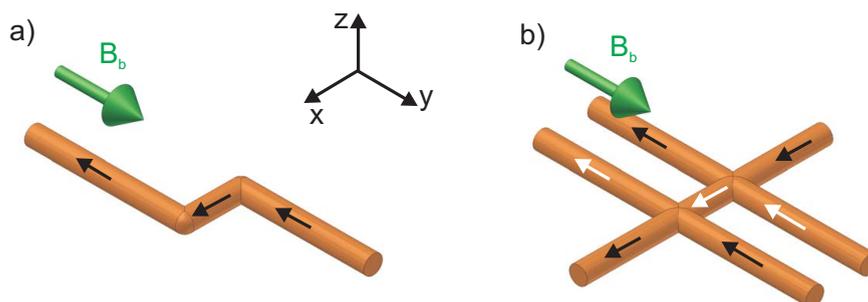


Abbildung 3.5: a) Durch Biegen eines Drahtes in eine Z-Form und durch die Überlagerung eines externen Feldes kann eine Ioffe-Pritchard Draht-Falle erzeugt werden. b) Analoge H-Fallen-Konfiguration. In Weiß ist der für die Falle wichtige Stromfluss eingezeichnet.

wobei L die Länge des mittleren Drahtstückes und I_c der Strom ist, der den Draht durchfließt. Die Krümmung des Feldes am Minimum in der radialen (r -Richtung) und in der axialen Richtung (x -Richtung) kann berechnet werden zu

$$\left. \frac{d^2 B}{dr^2} \right|_{r_m} = \frac{\mu_0 I_w (L^2 + 4r_m^2)}{16\pi r_m^5} \quad (3.9)$$

$$\left. \frac{d^2 B}{dx^2} \right|_{r_m} = -\frac{2\mu_0 I_c (16r_m^4 - 16r_m^2 L^2 - L^4)}{\pi r_m (4r_m^2 + L^2)^3}. \quad (3.10)$$

Die hier vorgestellte Z-Falle ist wiederum asymmetrisch und kann zu einer H-Falle erweitert werden, die eine symmetrischere Feldverteilung aufweist. In Abb. 3.6 a) und b) sind die Magnetfeldverteilungen am Punkt des Magnetfeldminimums sowohl für die H-Falle (rot) als auch für die Z-Falle (blau) dargestellt. Die H-Falle liefert dabei einen stärkeren Einschluss als eine Z-förmige Falle. Durch die verschwindenden Magnetfeldkomponenten in z -Richtung wird das Magnetfeldminimum in dieser Konfiguration im Vergleich zur U-Falle nicht in $-y$ -Richtung verschoben, sondern befindet sich weiterhin über der Mitte der parallelen Drähte über dem mittleren Drahtsegment.

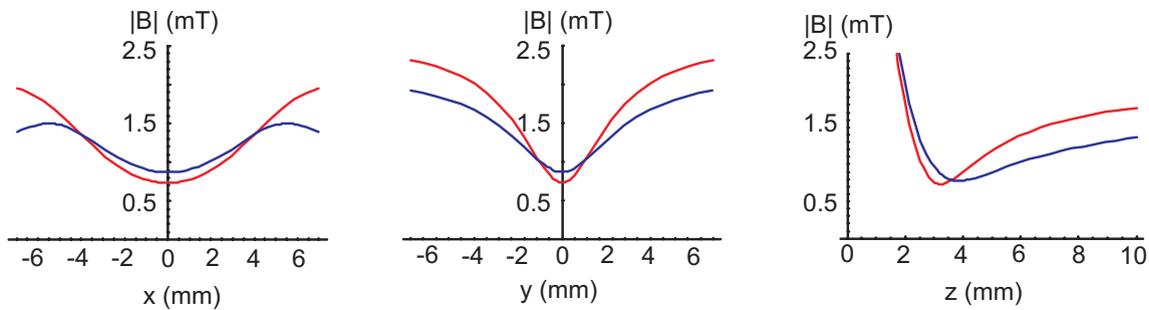


Abbildung 3.6: Vergleich einer Z- (blau) und einer H-Ioffe Pritchard-Falle (rot), mit Drähten im Abstand von 10 mm. Es wurde ein Strom von 40 A und ein externes Feld $B_b = 2$ mT angenommen.

In der x - bzw. y -Richtung werden die entsprechenden Magnetfeldkomponenten jeweils nur von den parallelen Drähten bzw. dem mittleren Drahtsegment zusammen mit dem externen Feld erzeugt. In der z -Komponente sind sie jedoch gekoppelt. Dadurch kann sich sowohl in einer H-, als auch in einer Z-Falle das Magnetfeld in z -Richtung je nach Raumposition verstärken bzw. abschwächen¹, wodurch die lange Achse der Magnetfalle in der x - y -Ebene gegenüber der Richtung des mittleren Drahtsegmentes gedreht wird (siehe Abb. 3.7 links). Für diesen Winkel ist keine einfache analytische Formel berechenbar, er kann jedoch numerisch ausgewertet werden. In Abb. 3.7 rechts ist der Winkel für ein Z-Falle bestehend aus einem Draht, in dem 50 A fließen, gegen das externe Magnetfeld aufgetragen. Der Winkel geht für große externe Felder gegen 0. Die Tiefe der Falle ist gegeben durch die Bedingung $|\mu_z B_b| > \eta k_B T$, wobei μ_z das magnetische Moment des Atoms und B_b das externe Feld ist (siehe auch Kapitel 2.7.2). Der Betrag des Magnetfelds am Minimum kann durch Anlegen eines Feldes in x -Richtung angehoben oder abgesenkt werden.

In einer realen Drahtfallenkonfiguration müssen bei der Magnetfeldberechnung weitere Aspekte berücksichtigt werden. In realen Geometrien werden beispielsweise Drähte mit endlichen Dimensionen verwendet. Die Berechnung der Magnetfeldfeldkonfiguration solcher Systeme ist ebenfalls zumeist analytisch möglich (siehe Anhang D). Weitere Aspekte können jedoch nur numerisch behandelt werden. Hierzu zählt z.B. bei einer Z-Falle, die aus einem Draht gebogen ist, der endliche Biegeradius des Drahtes. Dieser Einfluss auf die Eigenschaften der Z-Magnetfalle wurde numerisch untersucht.

¹Ein ähnlicher Effekt führt bei makroskopischen Ioffe-Pritchard-Fallen zu den sogenannten Instabilitätspunkten, an denen Atome aus der Falle entkommen können [42].

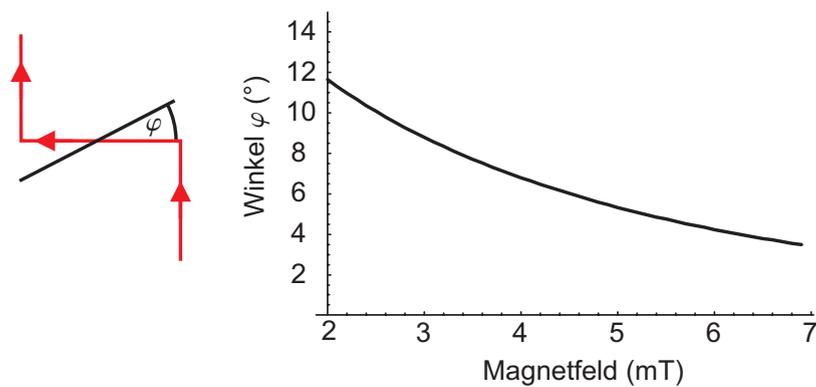


Abbildung 3.7: Winkel φ der Drehung der Achse der Magnetfalle gegen das mittlere Drahtstück der Z-Magnetfalle (links). Rechts ist der berechnete Winkel φ gegen das externe Magnetfeld bei einem Strom im Draht von 50 A und einer Länge des mittleren Drahtsegmentes von $L = 10$ mm aufgetragen.

Das Resultat dieser Berechnungen zeigt, dass die Biegeradien der im experimentellen Aufbau verwendeten Drähte für die grundlegende Funktionsweise der Falle unerheblich sind. Sie müssen jedoch bei der exakten Berechnung der Fallenfrequenzen einer solchen Falle berücksichtigt werden. Außerdem kann eine nicht homogene Stromdichteverteilung innerhalb des Drahtes zu Veränderungen der Potentiallandschaft führen [71], was jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht wurde.

4 Rydberg-Atome

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Eigenschaften von Rydberg-Atomen beschrieben. Als Rydberg-Atome werden Atome bezeichnet, bei denen sich ein bzw. mehrere Außenelektronen in einem Zustand mit einer hohen Hauptquantenzahl n befinden. Dies bedeutet eine weite Trennung von Kern- und Außenelektron, was zu einer starken Wechselwirkung der Rydberg-Atome untereinander und mit elektrischen Feldern führt. Ein Hauptaugenmerk dieses Kapitels liegt auf der Berechnung der Energiezustände von Atomen in einem äußeren elektrischen Feld. Die Auftragung der Energieniveaus der Atome gegen das elektrische Feld wird als Stark Map bezeichnet. Um diese zu berechnen, müssen die radialen Überlappintegrale der atomaren Wellenfunktionen berechnet werden. Daher werden in diesem Kapitel zunächst die Grundeigenschaften von Rydberg-Atomen eingeführt und anschließend wird auf die numerische Berechnung atomarer Wellenfunktionen von Wasserstoff und Alkali-Atomen eingegangen. Die Kenntnis der Wellenfunktionen ermöglicht es dann, sowohl Übergangs-Matrixelemente zwischen verschiedenen Zuständen als auch Stark Maps zu berechnen.

4.1 Allgemeine Eigenschaften von Rydberg-Atomen

Die ersten wissenschaftlichen Untersuchungen, aus denen auf die Existenz von Rydberg-Atomen geschlossen werden konnte, wurden bereits Ende des 19. Jahrhunderts durchgeführt. Diese führten zunächst, nach von Balmer durchgeführten Experimenten, 1885 zu der nach ihm benannten Balmer-Formel für die Wasserstofflinien. Später fand Hartley heraus, dass die Balmer-Formel, umgeschrieben in Wellenzahlen $\bar{\nu}$, zu dem folgenden einfachen Zusammenhang für die Linien des Spektrums führt [72]:

$$\bar{\nu} = \left(\frac{1}{4b} \right) \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (4.1)$$

Mit dem Wissen der heutigen Zeit ist sofort zu erkennen, dass diese Formel Übergänge aus dem Zustand $n' = 2$ in höher liegende Zustände n beschreibt. 1890 fing Rydberg dann an, die Linien von verschiedenen, vor allem Alkali-Atomen, nach Serien von Spektrallinien zu klassifizieren (in der Form s=sharp, p=principal, d=diffuse, daher auch die Namen der l -Zustände) [73]. Er erkannte, dass dies zu dem Zusammenhang

$$\bar{\nu}_l = \bar{\nu}_{\infty l} - \frac{\bar{R}_{\text{Ryd}}}{(n - \delta_l)^2} \quad \text{für } l = s, p, d, \quad (4.2)$$

führt, wobei $\bar{\nu}_{\infty l}$ das Serienlimit, δ_l der Quantendefekt der Linien und $\bar{R}_{\text{Ryd}} = 109721.6 \text{ cm}^{-1}$ die universelle Rydbergkonstante sind. Hiermit können nun durch Differenzbildung die Energien und damit die Wellenlängen der Übergänge zwischen verschiedenen Niveaus bestimmt werden. Die eigentliche Bedeutung der Hauptquantenzahl n wurde erst klar, nachdem Bohr sein Wasserstoffmodell vorgestellt hatte. Hiermit konnte der Zusammenhang zwischen dem Radius eines Elektrons um den Atomkern und der Hauptquantenzahl n für Wasserstoff berechnet werden zu

$$r = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{e^2 m_e} n^2 = a_0 \cdot n^2, \quad (4.3)$$

Eigenschaft	Formel	$(n^*)^x$	Rb(41d)	Rb(43s)
Bindungsenergie	$W_n = -\frac{R_{\text{Ryd}}}{(n^*)^2}$	$(n^*)^{-2}$	8,65 meV	8,56 meV
Energieabstand	$W_n - W_{n-1}$	$(n^*)^{-3}$	107.8 GHz	109.66 GHz
Orbit-Radius $\langle r \rangle$	$\simeq \frac{1}{2} (3(n^*)^2 - l(l+1))$	$(n^*)^2$	2355,46 a_0	2384,2 a_0
geom. Querschnitt	$\pi \langle r \rangle^2$	$(n^*)^4$	$1.74 \cdot 10^7 a_0^2$	$1.78 \cdot 10^7 a_0^2$
Dipolmoment	$\langle nl er nl+1 \rangle$	$(n^*)^2$	55 ea_0	1850 ea_0
Lebensdauer (Strahlung)	$\tau = \tau' \cdot (n - \delta_{n,j,l})^\gamma$	$(n^*)^3$	78 μs	98 μs
Lebensdauer (Schwarzkörper)	$\tau_{bb} = \frac{3\hbar(n^*)^2}{4\alpha^3 k_B T}$	$(n^*)^{-2}$	82 μs	90 μs
Feinstrukturaufspaltung (für d)	10.8 $(n^*)^{-3}$ THz	$(n^*)^{-3}$	172 MHz	keine fs

Tabelle 4.1: Grundlegende Eigenschaften von Rydberg-Atomen am Beispiel der Rb(41d)- und Rb(43s)-Zustände (berechnet nach [2]).

mit dem Bohrschen Radius $a_0 = 5.29 \cdot 10^{-11}$ m. Die Atomgröße nimmt also mit steigendem n quadratisch zu, was bedeutet, dass Zustände mit großem n eine sehr große Ausdehnung haben. Die Bindungsenergie W eines solchen Niveaus nimmt hingegen mit steigender Hauptquantenzahl quadratisch ab:

$$W = -\frac{e^4 m_e}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2} = -R_{\text{Ryd}} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (4.4)$$

R_{Ryd} ist hierbei die Rydbergkonstante. Die Energien sind negativ, daher ist das Elektron an den Kern gebunden. Durch den weiten Abstand der Elektronen vom Kern und die geringen Übergangsmatrixelemente in andere Zustände haben hochangeregte Rydberg-Zustände lange Lebensdauern, die bis zu 50 ms betragen können [3].

Rydberg-Atome können auf verschiedenste Arten entstehen. Eine große Anregungswahrscheinlichkeit ist durch die Rekombination von Ionen gegeben. Dies kann durch Stöße von Ionen mit einem Neutralteilchen und anschließendem Elektronenaustausch geschehen oder durch direkte Rekombination von Ionen mit freien Elektronen [4]. Dieser Rekombinationsprozess spielt insbesondere in Plasmen eine große Rolle. Eine weitere Möglichkeit stellt die optische Anregung in Rydberg-Zustände dar, wie sie auch in der vorliegenden Arbeit genutzt wurde. Die optische Anregung ermöglicht es, Rydberg-Zustände gezielt zu bevölkern. Während bei der Rekombination die Erzeugung der Rydberg-Atome ein statistischer Prozess in einen beliebigen Zustand ist, können mit einer schmalbandigen Laseranregung einzelne Zustände gezielt und sogar kohärent bevölkert werden [74]. In Tab. 4.1 sind die wichtigsten Eigenschaften von Rydberg-Atomen zusammengefasst (nach [2]). In der letzten Spalte sind die Daten für den 43 $S_{1/2}$ - und 41 $D_{3/2}$ -Zustand berechnet. Man erkennt, dass die Atome schon in diesen Zuständen einen großen Radius haben, was zu großen Dipolmomenten führt.

Die in dieser Arbeit verwendeten ^{87}Rb -Atome sind Alkali-Atome mit einem Außenelektron und daher wasserstoffähnlich. Der Unterschied zwischen Wasserstoff und den wasserstoffähnlichen Atomen besteht darin, dass das Außenelektron kein quasi punktförmiges Proton, sondern einen Kern mit darum befindlicher Elektronenwolke „sieht“, die insgesamt einfach positiv geladen ist. In dieses System, bestehend aus Kern und Elektronenwolke, kann das Außenelektron sowohl eindringen als auch es polarisieren. Dadurch werden die Energieniveaus der Außenelektronen verschoben. Dieser Verschiebung kann bei der Berechnung der Atomeigenschaften dadurch Rechnung getragen werden,

Zustand	$n^2S_{1/2}$	$n^2P_{1/2}$	$n^2P_{3/2}$	$n^2D_{3/2}$	$n^2D_{5/2}$	n^2F_J
δ_0	3.131 180 4(10)	2.654 884 9(10)	2.641 673 7(10)	1.348 0917 1(40)	1.346 4657 2(30)	0.016 312
δ_2	0.178 4(6)	0.290 0(6)	0.295 0(7)	-0.602 86(26)	-0.596 00(18)	-0.064 007
δ_4	-1.8	-7.904 0	-0.974 95	-1.505 17	-1.505 17	-0.360 05
δ_6	-	116.437 3	14.600 1	-2.420 6	-2.420 6	3.239 0
δ_8	-	-405.907	-44.726 5	19.736	19.736	-
gültig $n >$	14	11	13	4	4	4
ΔE (mK)	± 0.5	± 3	± 3	± 3	± 3	± 10
E_i, cm^{-1}	33 690.798 9(5)	33 690.799(3)	33 690.797(3)	33 690.797 8(30)	33 690.797 8(30)	33 690.799 (10)
Quelle(n)	[29, 29, 77]	[29, 29, 76, 76, 76]	[29, 29, 76, 76, 76]	[29, 29, 78, 78, 78]	[29, 29, 78, 78, 78]	[79]

Tabelle 4.2: Modifizierte Rydberg-Ritz-Parameter (Gleichung 4.6) für ^{85}Rb . Alle Daten beziehen sich auf die Mittelpunktwerte zwischen den Feinstrukturaufgespaltenen Grund- und angeregten Zuständen. Die Fehler in den berechneten Energien sind in der Spalte ΔE angegeben. Die Ionisationsenergien E_i und Energiefehler sind aus [76] entnommen, die Quellen für die Rydberg-Ritz-Parameter sind in der Tabelle angegeben.

dass die Hauptquantenzahl n durch eine effektive Quantenzahl n^* ersetzt wird:

$$n^* = n - \delta_{n,j,l}, \quad (4.5)$$

mit dem Quantendefekt $\delta_{n,j,l}$ [75]. Der Quantendefekt kann mit Hilfe der Rydberg-Ritz-Formel [76] berechnet werden:

$$\delta_{n,j,l} = \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2} + \frac{\delta_4}{(n - \delta_0)^4} + \frac{\delta_6}{(n - \delta_0)^6} + \frac{\delta_8}{(n - \delta_0)^8} + \dots, \quad (4.6)$$

wobei die Koeffizienten experimentell bestimmt wurden und in Tab. 4.2 für Rubidium wiedergegeben sind. Die Energien der Rydberg-Zustände können dann berechnet werden nach

$$W = -\frac{R'}{(n^*)^2} = -\frac{R'}{(n - \delta_{n,j,l})^2}, \quad (4.7)$$

wobei R' die elementspezifische Rydberg-Konstante ist. Sie beträgt ausgedrückt in Wellenzahlen für ^{85}Rb $109736.605 \text{ cm}^{-1}$ [2].

Die Ionisationsenergie E_i für die S-Zustände von ^{85}Rb und ^{87}Rb unterscheidet sich dabei nur wenig. Sie beträgt in Wellenzahlen ausgedrückt für ^{85}Rb $33690.7989(2) \text{ cm}^{-1}$ und für ^{87}Rb $33690.8048(2) \text{ cm}^{-1}$, was einem Unterschied in der Ionisationsenergie von $h \cdot 174 \text{ MHz}$ entspricht [77]. Für die Rydberg-Ritz-Parameter konnten nur in [77] Vergleichswerte für die S-Zustände von ^{85}Rb und ^{87}Rb gefunden werden. Ein Vergleich zeigt, dass sich diese in δ_2 nicht unterscheiden, erst in δ_4 findet sich eine Abweichung von 1.5% für die beiden Isotope. Insbesondere für höhere Zustände kann daher angenommen werden, dass die Werte für ^{85}Rb auch zur Berechnung der Eigenschaften von ^{87}Rb verwendet werden können.

4.2 Das Wasserstoff-Atom

Das Wasserstoff-Atom ist das einzige Atom, dessen quantenmechanische Eigenschaften und Zustände analytisch berechnet werden können. Die Schrödinger-Gleichung des Wasserstoff-Atoms ist in atomaren Einheiten¹ gegeben durch

$$\left(-\frac{\Delta}{2} - \frac{Z}{r} \right) \psi = W\psi. \quad (4.8)$$

¹Die in diesem Kapitel durchgeführten Berechnungen werden in atomaren Einheiten durchgeführt. In diesem Einheitensystem werden relevante Daten zum Grundzustand des Wasserstoffatoms auf 1 gesetzt, was die Rechnungen vereinfacht (zur Umrechnung siehe Tabelle 4.3).

Größe	Atomare Einheit	Wert
Masse	Elektronenmasse	$9.109381 \cdot 10^{-28} \text{ g}$
Ladung	Elektronenladung e	$1.602176 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Energie	2 x das Ionisationspotential des H-Atoms	27.2 eV
Länge	Radius a_0 des ersten Bohr-Orbits	$5.291772 \cdot 10^{-11} \text{ m}$
Elektr. Feld	Feld am Ort des ersten Bohr-Orbits	$5.142206 \cdot 10^{-9} \text{ V/cm}$
Dipolmoment	Bohrradius mal Elementarladung	$8.478352 \cdot 10^{-30} \text{ Cm}$

Tabelle 4.3: Definitionen einiger ausgewählter atomarer Einheiten (aus [2]).

Für Wasserstoff ist $Z=1$ und $W = -1/(n^2)$ die Energie des Atoms im betrachteten Zustand. In sphärischen Koordinaten gilt

$$\Delta = \frac{\partial}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}, \quad (4.9)$$

wobei θ und Φ der polare bzw. der azimutale Winkel bzgl. der Quantisierungsachse sind. Wird die Wellenfunktion als separables Produkt von radialer und winkelabhängiger Funktion $\Psi=Y(\theta, \phi)R(r)$ geschrieben, dann nimmt die Schrödingergleichung die folgende Form an

$$\left[\left(\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial R}{\partial r} \right) + 2 \left(W + \frac{1}{r} \right) R \right] Y + \left[\frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \phi^2} \right] R = 0. \quad (4.10)$$

Teilt man diese Gleichung durch RY/r^2 , so folgt die separierte Form

$$\frac{r^2}{R} \left[\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + 2 \left(W + \frac{1}{r} \right) R \right] + \frac{1}{Y} \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \phi^2} \right] = 0. \quad (4.11)$$

Die beiden Terme, die nur von R und Y abhängen, sind unabhängig voneinander und müssen deshalb separabel in $\pm\lambda$ sein, wobei λ eine Konstante ist. Es folgt für die Winkelanteile

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \phi^2} = -\lambda Y \quad (4.12)$$

Die Lösungen dieser Gleichung sind die Kugelflächenfunktionen $Y_{lm}(\theta, \phi)$, definiert mit Hilfe der nicht normierten zugeordneten Legendre-Polynome $P_l^m(\cos \theta)$

$$Y_{lm}(\Theta, \phi) = \sqrt{\frac{(l-m)!}{(l+m)!}} \frac{2l+1}{4\pi} P_l^m(\cos \Theta) e^{im\phi}, \quad (4.13)$$

wobei l eine nicht negative ganze Zahl und m ein ganzzahliger Wert zwischen $-l$ und l ist [1]. Die Winkelgleichung verlangt, dass $\lambda = l(l+1)$ ist, was für die radialen Anteile zu folgender Gleichung führt:

$$\left(\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial R}{\partial r}\right) + \left(2W + \frac{2}{r} - \frac{l(l+1)}{r^2}\right) R = 0. \quad (4.14)$$

Die radiale Wellengleichung kann weiter vereinfacht werden durch die Substitution $R(r) = U(r)/r$. Die führt zu der folgenden Differentialgleichung:

$$\left(-\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{r} + \frac{l(l+1)}{2r^2}\right) U(r) = WU(r) \quad (4.15)$$

Hierbei ist der erste Term die kinetische Energie, der zweite das Coulomb-Potential und der dritte die Zentrifugalbarriere. Die Lösungen können analytisch ausgedrückt werden durch

$$R_{n,l}(r) = -\frac{(n-l-1)!^{\frac{1}{2}}}{(n+l)!^{\frac{3}{2}}(2n)^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{2}{n}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{r}{n}} \left(\frac{2r}{n}\right)^l L_{n+l}^{2l+1}\left(\frac{2r}{n}\right), \quad (4.16)$$

wobei die $L_{n+l}^{2l+1}(r)$ die zugeordneten Laguerre-Polynome [1] sind.

4.3 Rubidium-Rydberg-Wellenfunktionen

Wie in Kapitel 4.1 schon ausgeführt wurde, unterscheiden sich die Energieniveaus von Wasserstoff- und Rubidium-Atomen deutlich. Der Grund für diesen Unterschied liegt am Einfluss der kernnahen Elektronen auf das Valenzelektron, der zu einer Energieverschiebung führt, die im Quantendefekt berücksichtigt wird. Eine Konsequenz daraus ist, dass Energieniveaus, deren Elektronenorbitale eine große Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort haben, im Vergleich zum Wasserstoff-Atom eine große Energieverschiebung haben, während Zustände mit geringer Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort nahezu identische Energieniveaus wie das Wasserstoff-Atom haben.

Durch diese Unterschiede in den Energieniveaus ist es auch nicht möglich, die Wellenfunktionen von nicht-Wasserstoff-Atomen analytisch zu berechnen. Um die Rubidium-Wellenfunktionen $U(r)$ zu berechnen, muss daher die Schrödingergleichung numerisch gelöst werden. Als Eigenenergien der Zustände werden die Energien aus der Quanten-Defekt-Theorie verwendet. Durch die stärker werdenden Oszillationen der Wellenfunktion in Richtung des Kerns (siehe z.B. Abb. 4.1 a)) ist es numerisch sinnvoll, die Wellenfunktion so umzukalieren, dass bei der numerischen Berechnung eine konstante Schrittweite h verwendet werden kann. Dies ist z.B. mit einer Variablensubstitution $v=\sqrt{r}$ möglich, was zu einer skalierten radialen Wellenfunktion

$$\chi(v) = v^{-\frac{1}{2}} U(v^2) \quad (4.17)$$

führt [80]. In Abb. 4.1 b) ist eine solche umskalierte Wasserstoff-Wellenfunktion für $n = 18$, $l = 1$ gezeigt. Es folgt mit der Substitution für die radiale Schrödingergleichung

$$\frac{\partial}{\partial v^2} \chi(v) = \left(\frac{(\frac{1}{2} + 2l)(\frac{3}{2} + 2l)}{v^2} + \frac{4v^2}{n^*2} - 8 - \frac{8\alpha_d}{4v^6} \right) \chi(v). \quad (4.18)$$

Der letzte Term berücksichtigt die Abweichungen vom Coulomb-Potential durch die Kernpolarisation bei Nicht-Wasserstoff Atomen [81], α_d ist dabei die dipolare Kernpolarisierbarkeit und hat für

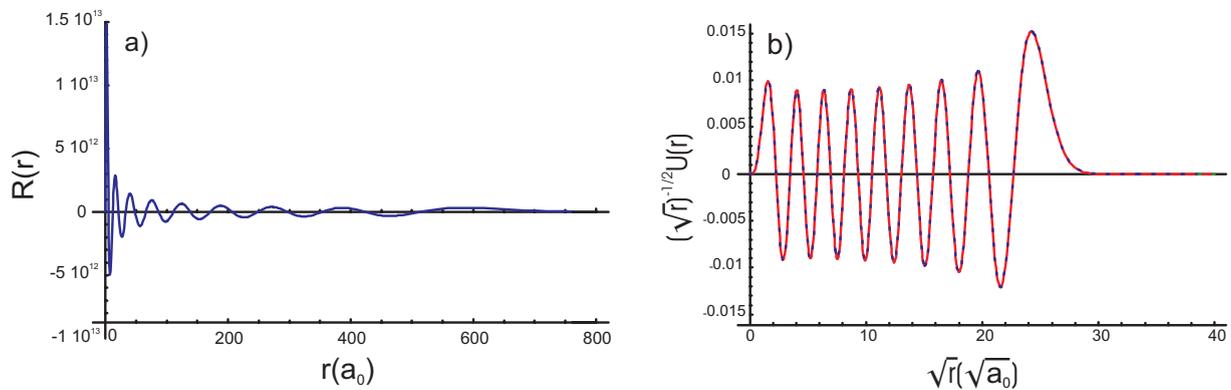


Abbildung 4.1: a) Analytisch nach Gleichung 4.16 berechnete Wasserstoff-Wellenfunktionen $R(r)$ für $n=18$, $l=1$. b) Neu skalierte Wellenfunktion für $n=18$, $l=1$ gemäß Formel 4.17. In rot gezeigt ist die numerische Lösung, die mit dem Numerov-Algorithmus berechnet wurde. In blau gepunktet ist die analytische Lösung der Wasserstoff-Wellenfunktionen gezeigt. Beide zeigen eine hervorragende Übereinstimmung. Durch die Neuskalierung der Wellenfunktion wird die numerische Berechnung vereinfacht.

Rubidium einen Wert von $\alpha_d=9.023$ a.u. [82].

Nach dieser Transformation skalieren sich die bei der Berechnung in späteren Kapiteln benötigten radialen Integrale gemäß

$$\int R_{n,l} r^k R_{n',l'} r^2 dr = 2 \int \chi_{n,l} v^{2k} \chi_{n',l'} v^2 dv. \quad (4.19)$$

Um die skalierte Schrödingergleichung numerisch zu lösen, wurde das Verfahren nach Numerov mit einer konstanten Schrittweite h verwendet [83]. Der Numerov-Algorithmus wurde ausgewählt, da er den Vorteil eines geringen Integrationsfehlers in der Ordnung $\mathcal{O}(h^6)$ bietet. Die numerische Lösung wird von weiten Entfernungen vom Kern aus nach innen durchgeführt, mit der Anfangsbedingung, dass $\partial U(r)/\partial r=0$ ist. Nach der Berechnung wird die erhaltene Wellenfunktion normiert.

Zum Test der Methode wurden Wasserstoffwellenfunktionen numerisch berechnet und die Lösungen mit den analytisch berechenbaren Wellenfunktionen aus Gleichung 4.16 verglichen. In Abb. 4.1 a) ist die analytisch berechnete Wasserstoff-Wellenfunktion für $n=18$, $l=1$ abgebildet. Durch Umskalierung der radialen Wellenfunktion gemäß Formel 4.17 erhält man in b) die analytisch berechnete Wellenfunktion (blau, gepunktet) $\chi(v)$. In rot eingezeichnet ist die numerisch berechnete Wellenfunktion, die eine hervorragende Übereinstimmung mit der analytischen Lösung hat. Zum weiteren Test der numerischen Lösungen wurde das Matrixelement $\langle n=30, l=0 | r | n=10, l=1 \rangle$ sowohl mit der numerischen als auch mit der analytischen Methode berechnet und die Lösungen verglichen. Die Abweichung für die Matrixelemente beträgt nur 0.06%. Für kleinere Abstände der Matrixelemente in den Hauptquantenzahlen nimmt der Fehler noch weiter ab.

Bei der Berechnung von nicht-Wasserstoff-Wellenfunktionen sollten diese bei für kleine Abstände zum Kern, also im klassisch verbotenen Gebiet, gegen Null abfallen (für $l \neq 0$). Der klassische verbotene Bereich bezeichnet dabei die Regionen, in denen sich das Elektron bei der klassischen Lösung der Bewegungsgleichung des Systems Kern-Elektron nicht aufhalten kann. Der Abfall der Wellenfunktion in diesem Bereich geschieht jedoch nicht, da die Effekte des Kerns nur im Quanten-Defekt, nicht jedoch in der Schrödingergleichung stecken, was zu divergierenden Lösungen in diesem Bereich führt. Daher wird die Wellenfunktion, wenn sie innerhalb des klassisch verbotenen Bereichs zu divergieren anfängt, abgeschnitten. Für die S-Wellenfunktionen wird die Berechnung automatisch bei einem Abstand von $0.05 \cdot a_0$ abgebrochen, wenn die berechnete Wellenfunktion nicht vorher

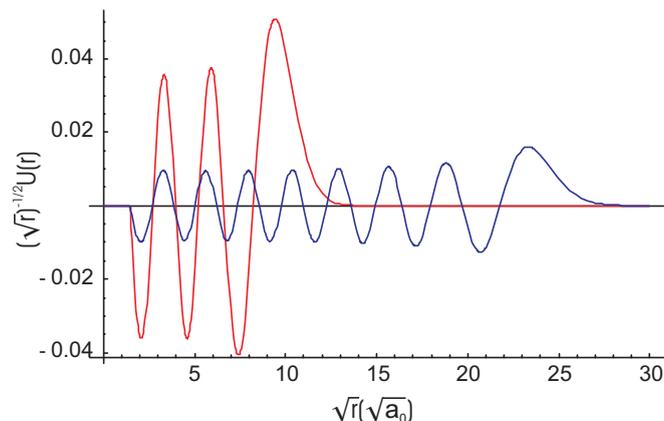


Abbildung 4.2: Exemplarisches Beispiel von zwei numerisch berechneten Rubidium-Wellenfunktionen. Die rote Kurve zeigt die Wellenfunktion $\chi(r)$ für $n=10, l=1$, die blaue Kurve die Wellenfunktion $n=20, l=1$.

schon divergiert. Da dies natürlich auch zu einer Änderung der Normierung führt, wurde das Verfahren versuchsweise mit Wasserstoff-Wellenfunktionen durchgeführt, um den Fehler des Verfahrens abschätzen zu können. Hierzu wurden die Wellenfunktionen numerisch berechnet und anschließend künstlich gemäß des Berechnungsalgorithmus im vorderen Bereich abgeschnitten. Hierbei ergibt sich ein Fehler für das Übergangsmatrixelement $\langle n=30, l=0 | r | n=10, l=1 \rangle$ zwischen abgeschnittener und nicht abgeschnittener Wellenfunktion von 0.02 %. Für benachbarte Wellenfunktionen nimmt der Fehler noch weiter ab, da die Hauptanteile, die zum Überlapp-Integral beitragen, außerhalb des beschnittenen Bereichs zu finden sind. Dies ist insbesondere bei der Berechnung von Stark Maps (siehe später, Kapitel 4.5.1) vorteilhaft, da hier nur der Überlapp von benachbarten Wellenfunktionen berechnet werden muss. Die beim Abschneiden der Wellenfunktion bei der Berechnung entstehenden Fehler sind also vernachlässigbar, wie auch andere Autoren bereits gezeigt haben [84]. Abbildung 4.2 zeigt zum Abschluss noch exemplarisch zwei berechnete Rubidium-Wellenfunktionen $\chi(v)$ für $n=10, l=1$ (rot) und $n=20, l=1$ (blau). Für steigende Hauptquantenzahlen n steigt auch die radiale räumliche Ausdehnung der Wellenfunktion an.

Um die Übergangsstärken der einzelnen atomaren Übergänge zu erhalten, ist es nötig, die Einstein-Koeffizienten

$$A_{n',l',n,l} = \frac{2}{3} \frac{e^2 \omega_{n',l',n,l}^3}{\epsilon_0 c^3 h} |\langle n',l' | \vec{r} | n,l \rangle|^2 = \frac{2}{3} \frac{e^2 \omega_{n',l',n,l}^3}{\epsilon_0 c^3 h} \left| \int \psi_{n',l'}^* \vec{r} \psi_{n,l} dr^3 \right|^2 \quad (4.20)$$

zu berechnen. Hierbei ist $|n', l' \rangle$ der Zustand des angeregten Niveaus und $|n, l \rangle$ der Anfangszustand. Mit Hilfe der numerisch ermittelten Wellenfunktionen ist es einfach, diese Übergangskoeffizienten nach Gleichung 4.20 zu berechnen. Zum Test der Verlässlichkeit des hier vorgestellten Verfahrens wurden Einstein-Koeffizienten für den Übergang $5S_{1/2} \rightarrow nP_{1/2}$ für $n=5-10$ berechnet, da hierfür tabellierte Werte in zwei unterschiedlichen Datenbanken, der NIST-Datenbank [85] und der Kurucz-Datenbank [86], vorliegen. Der Vergleich ist in Tabelle 4.4 zusammen mit hier berechneten Daten zu finden. Die berechneten Einstein-Koeffizienten liegen dabei, außer für den $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ -Übergang zwischen den Werten, die in den beiden Datenbanken zu finden sind. Es ist daher davon auszugehen, dass sie im Rahmen der für diese Arbeit benötigten Genauigkeit verlässlich sind.

In Abb. 4.3 sind abschließend die Einstein-Koeffizienten für die Übergänge aus dem $5P_{3/2}$ -Niveau in $nS_{1/2}$ bzw. $nD_{3/2}, nD_{5/2}$ unter Berücksichtigung der Feinstrukturaufspaltung der Zustände gezeichnet. Mit Hilfe dieser Daten ist es beispielsweise möglich, Rabifrequenzen für Übergänge in Rydberg-Niveaus zu berechnen.

Zustand n	NIST-Datenbank A (s^{-1})	Kurucz-Datenbank A (s^{-1})	diese Arbeit A (s^{-1})
5	$3.5 \cdot 10^7$	$3.81 \cdot 10^7$	$3.9 \cdot 10^7$
6	$1.5 \cdot 10^6$	$2.45 \cdot 10^6$	$1.9 \cdot 10^6$
7	$2.8 \cdot 10^5$	$7.2 \cdot 10^5$	$4.5 \cdot 10^5$
8	$8.9 \cdot 10^4$	$3.2 \cdot 10^5$	$1.7 \cdot 10^5$
9	$3.8 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^4$
10	$2.0 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^5$	$4.7 \cdot 10^4$

Tabelle 4.4: Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit berechneten Einstein-Koeffizienten A für den $5S_{1/2} \rightarrow nP_{1/2}$ -Übergang mit den tabellierten Werten aus der NIST- [85] und Kurucz-Datenbank [86].

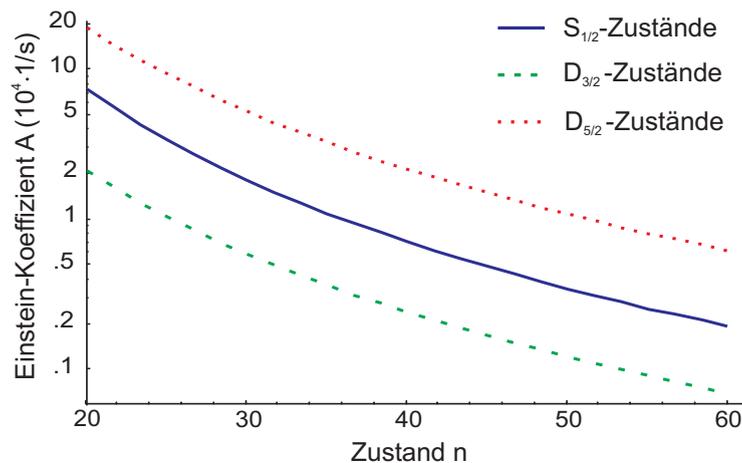


Abbildung 4.3: Einsteinkoeffizienten für den Übergang aus dem $5P_{3/2}$ -Niveau in $n S_{1/2}$ - bzw. $n D_{3/2}$, $n D_{5/2}$ - Zustände.

4.4 Lebensdauer von Rydberg-Zuständen

Die Lebensdauer von hochangeregten Zuständen kann äußerst groß sein. Gibt es aus einem atomaren Zustand nur einen Zerfallskanal in ein niedriger liegendes Niveau, so ist die Lebensdauer τ des Zustandes das Inverse der Einstein-Koeffizienten mit $\tau=1/A_{n',l',n,l}$. Gibt es jedoch wie für Rydberg-Zustände eine Vielzahl von Zerfallskanälen in tiefere Niveaus, so ist zur Berechnung der Lebensdauer über alle möglichen Übergänge in die tieferliegenden Zustände zu summieren:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{n,l} A_{n',l',n,l}. \quad (4.21)$$

Diese Lebensdauern wurden für Rubidium S-, P- und D-Zustände bis zu $n=18$ berechnet [87] und für Zustände bis zu $n=44$ experimentell bestimmt [88]. Diese Daten führen zu einer Gesetzmäßigkeit der Form

$$\tau = \tau' \cdot (n - \delta_{n,j,l})^\gamma, \quad (4.22)$$

die die Abhängigkeit der Lebensdauer von der Hauptquantenzahl angibt. Dabei ist $\delta_{n,j,l}$ der Quantendefekt, τ' und γ sind zustandsabhängige Werte. In Tabelle 4.5 sind sowohl die theoretisch, als auch die experimentell ermittelten Daten zusammengefasst. Die nach 4.22 berechneten Lebensdauern sind nur für die Temperatur $T = 0$ gültig. Bei Experimenten, die bei $T \neq 0$ durchgeführt

Zustand	τ'_{th} (ns)	γ_{th}	τ'_{exp} (ns)	γ_{exp}
S	1.43	2.94	1.45 ± 0.03	3.02 ± 0.02
P	2.76	3.02	2.80 ± 0.03	3.01 ± 0.03
D	2.09	2.85	2.10 ± 0.03	2.89 ± 0.02

Tabelle 4.5: Lebensdauer Parameter für Rydberg-Atome, sowohl aus theoretisch berechneten Daten [87], als auch aus experimentell ermittelten Werten [88].

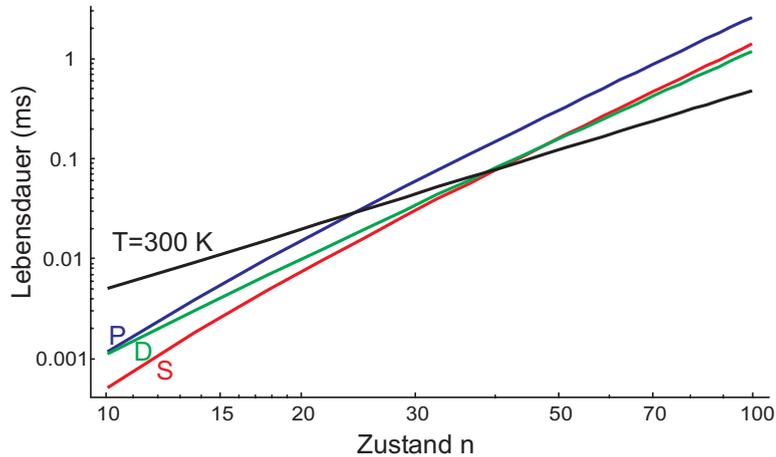


Abbildung 4.4: Lebensdauern von Rubidium-Rydberg-Zuständen, berechnet nach Gleichung 4.22. Aufgetragen sind neben der Schwarzkörperstrahlungs-induzierten Lebensdauer τ_{bb} (schwarz) für 300 K die 0 K-Lebensdauer τ_{0K} für S-(rot), P-(blau) und D-Zustände (grün).

werden, sind Verluste durch Schwarzkörperstrahlungs-induzierte Übergänge in andere Zustände ein weiterer Zerfallskanal. Daher müssen die Lebensdauern um einen zweiten Term, der diese induzierten Übergänge berücksichtigt, erweitert werden. Die inverse Lebensdauer eines Zustandes kann damit nach [2] geschrieben werden als

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{0K}} + \frac{1}{\tau_{bb}}, \quad (4.23)$$

wobei τ_{bb} gegeben ist durch

$$\tau_{bb} = \frac{3\hbar(n^*)^2}{4\alpha^3 k_B T}, \quad (4.24)$$

mit der Feinstrukturkonstante α .

Unter Verwendung von Gleichung 4.22 sind in Abb. 4.4 die Lebensdauern der verschiedenen l -Zustände gegen die Hauptquantenzahl n aufgetragen. Weiterhin ist in den Graphen die Schwarzkörperstrahlungs-induzierte Lebensdauer nach Gleichung 4.24 eingezeichnet. Man erkennt, dass für hohe n -Zustände die Lebensdauern der Zustände durch die Schwarzkörperstrahlung begrenzt werden. Es folgt damit z.B., dass die Lebensdauer τ_{0K} des $43S_{1/2}$ -Zustandes $99 \mu s$ und die Schwarzkörperstrahlungs-induzierte Lebensdauer τ_{bb} des $43S_{1/2}$ -Zustandes $91 \mu s$ beträgt. Dies bedeutet eine Gesamtlebensdauer des Zustandes bei Raumtemperatur von etwa $47 \mu s$.

4.5 Atome in elektrischen Feldern

4.5.1 Energieverschiebung der Zustände in elektrischen Feldern

Rydberg-Atome erfahren durch die weite Trennung von Kern und Außenelektronen eine starke Wechselwirkung mit einem äußeren elektrischen Feld (Stark-Effekt). Eine graphische Darstellung, die die Abhängigkeit der Eigenenergien der atomaren Zustände (und damit auch der Anregungsfrequenz) vom elektrischen Feld darstellt, wird als Stark Map bezeichnet (siehe z.B. Abb. 4.5). Solche Stark Maps werden berechnet, indem für die verschiedenen elektrischen Felder die gestörten Eigenenergien des Systems bestimmt werden [81].

Der Gesamthamiltonoperator eines Atoms in einem äußeren elektrischen Feld ist

$$H = H_0 + H_{fs} + H_{Hfs} + Ez, \quad (4.25)$$

wobei H_0 der Hamiltonoperator des ungestörten Systems, E das elektrische Feld in z-Richtung, H_{fs} die Feinstruktur-Energie-Verschiebung der Zustände durch die Kopplung von Bahndrehimpuls und Spin und H_{Hfs} die Hyperfeinstrukturkopplung sind. Die Feinstrukturkopplung ist für leichte Atome (z.B. Li) vernachlässigbar, muss jedoch für schwere Alkali-Atome wie Rb und Cs berücksichtigt werden [81].

Die Hyperfeinstrukturaufspaltung ist für Rydberg-Zustände wegen der $1/(n^*)^3$ Abhängigkeit der Energieaufspaltung im Nullfeld klein. Bei einem Zustand von $n=30-40$ führt sie zu einer Energieverschiebung in der Größenordnung von einigen $h \cdot 10$ kHz [29].

Als Basis für die Berechnung der Stark Maps werden die ungestörten Wellenfunktionen der Rubidium-Atome verwendet, wie sie im vorherigen Kapitel berechnet wurden. Zu ihrer Berechnung werden die Störungen der Zustände durch die Kopplung des elektrischen Feldes berechnet. Für die Matrixelemente der Stark-Wechselwirkung gilt ohne Berücksichtigung von Fein- und Hyperfeinstruktur [81]:

$$\langle n, l, m | Ez | n', l', m' \rangle = \delta_{m,m'} \delta_{l,l' \pm 1} E \langle l, m | \cos \theta | l', m' \rangle \cdot \langle n, l || r || n', l' \rangle, \quad (4.26)$$

mit den Quantenzahlen n, l, m und dem elektrischen Feld E . Der letzte Teil sind die Überlappintegrale des radialen Anteils der Wellenfunktionen. Die Winkelanteile der Matrixelemente können berechnet werden gemäß [81]:

$$\langle l, m | \cos \theta | l - 1, m \rangle = (-1)^{l-1-m} \sqrt{\max(l, l-1)} \begin{pmatrix} l-1 & 1 & l \\ -m & 0 & m \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

$$= \left(\frac{l^2 - m^2}{(2l+1)(2l+1)} \right)^{1/2} \quad (4.28)$$

$$\langle l, m | \cos \theta | l + 1, m \rangle = (-1)^{l+1-m} \sqrt{\max(l, l+1)} \begin{pmatrix} l+1 & 1 & l \\ -m & 0 & m \end{pmatrix} \quad (4.29)$$

$$= \left(\frac{(l+1)^2 - m^2}{(2l+3)(2l+1)} \right)^{1/2}, \quad (4.30)$$

mit den 3j-Symbolen („ $\begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}$ “), die beispielsweise in [89, 90] nachgeschlagen werden können. Zur Berechnung der Stark Map wird zuerst die ungestörte Energiematrix H_0 berechnet. Hierbei stehen

die Eigenenergien der Zustände auf der Diagonalen der Matrix, wobei die Zustände aufsteigend nach n und l sortiert wurden. Ansonsten beinhaltet die Matrix nur Nullen. Um die Störmatrix H_1 zu erstellen, müssen die Matrixelemente nach Formel 4.26 berechnet werden. Die Hauptrechenzeit beansprucht dabei die Berechnung der radialen Überlapp-Integrale. Alle anderen Matrix-Elemente sind Null. Um die neuen Eigenenergien des Systems für ein bestimmtes elektrisches Feld zu erhalten, muss dann die Matrix $H = H_0 + H_1$ diagonalisiert werden. Diese Diagonalisierung muss für jedes zu berechnende elektrische Feld durchgeführt werden. Ein Beispiel für das Aussehen der Matrizen H_0 und H_1 und eine weitergehende Erklärung zu dem Berechnungsverfahren sind in Anhang E gegeben.

Berücksichtigung der Feinstruktur bei der Stark Map-Berechnung

Bei Berücksichtigung der Feinstruktur, also der Kopplung des Bahndrehimpulses (l) und des Elektronenspins (s), sind alle Zustände außer dem S-Zustand zweifach aufgespalten, da durch die Kopplung die neue Quantenzahl j mit $j = l \pm 1/2$ eingeführt werden kann. Zur Berücksichtigung dieser aufgespaltenen Zustände bei den Berechnungen werden für alle Feinstrukturzustände die Wellenfunktionen mit den entsprechenden Eigenenergien berechnet. Dies führt zu einer Verdopplung des Basissatzes.

Die Matrixelemente unter Berücksichtigung der Feinstrukturaufspaltung im elektrischen Feld werden dann berechnet nach [81]

$$\begin{aligned} \langle n, l, j, m_j | Ez | n', l', j', m_j' \rangle &= \delta_{m_j, m_j'} \delta_{l, l' \pm 1} \langle n, l, j || r || n', l', j' \rangle E & (4.31) \\ &\times \sum_{m_l = m_j \pm \frac{1}{2}} \left\langle l, \frac{1}{2}, m_l, m_j - m_l | j, m_j \right\rangle \left\langle l', \frac{1}{2}, m_l, m_j - m_l | j', m_j' \right\rangle \\ &\times \langle l, m_l | \cos \theta | l', m_l \rangle, \end{aligned}$$

wobei die Kronecker-Symbole die Auswahlregeln beinhalten. Die beiden ersten Elemente in der Summe sind Clebsch-Gordan Koeffizienten („ $\langle \rangle$ “) und der letzte Term die schon in Gleichung 4.27 und 4.29 eingeführten winkelabhängigen Überlappanteile der Wellenfunktion [81]. Die $\langle n, l, j || r || n', l', j' \rangle$ sind wieder die radialen Überlappanteile der Wellenfunktion.

In Abb. 4.5 ist die nach dem hier vorgestellten Formalismus berechnete Stark Map für Rubidium in der Umgebung der $n=39$ Mannigfaltigkeit gezeigt. Sie wurde für den $|m_j|=1/2$ Unterzustand berechnet. Die vertikale Achse gibt die optische Frequenz zur Anregung aus dem $5P_{3/2}$ -Zustand an, während auf der horizontalen Achse das elektrische Feld aufgetragen ist. Es ist klar zu erkennen, dass die wasserstoffähnlichen Zustände mit $l > 3$ einen linearen Stark-Effekt zeigen, während die Zustände mit $l < 3$ einen quadratischen Stark-Effekt haben. Weiterhin sind die Energieverschiebungen der Zustände durch den Quantendefekt zu sehen (z.B. Zustand 42 S in der Nähe der $n=39$ Mannigfaltigkeit). Es existieren auch an den Kreuzungspunkten der verschiedenen Zustände unterdrückte Übergänge (engl. „avoided crossings“), die es im Wasserstoff-Atom nicht gibt. Sie kommen in Alkali-Atomen durch Kopplung der Niveaus über den Kern durch die Kernpolarisierbarkeit zu Stande.

Für ein elektrisches Feld $E=0$ können die einzelnen Zustände mit den Quantenzahlen j , l und m_j beschrieben werden. Unter dem Einfluss des elektrischen Feldes verlieren die Quantenzahlen j und l jedoch ihre Bedeutung, da sie keine „guten“ Quantenzahlen mehr sind [2]. Als „gute“ Quantenzahl weiter gültig sind jedoch die m_j für kleine elektrische Felder bzw. m_l für höhere Felder [81].

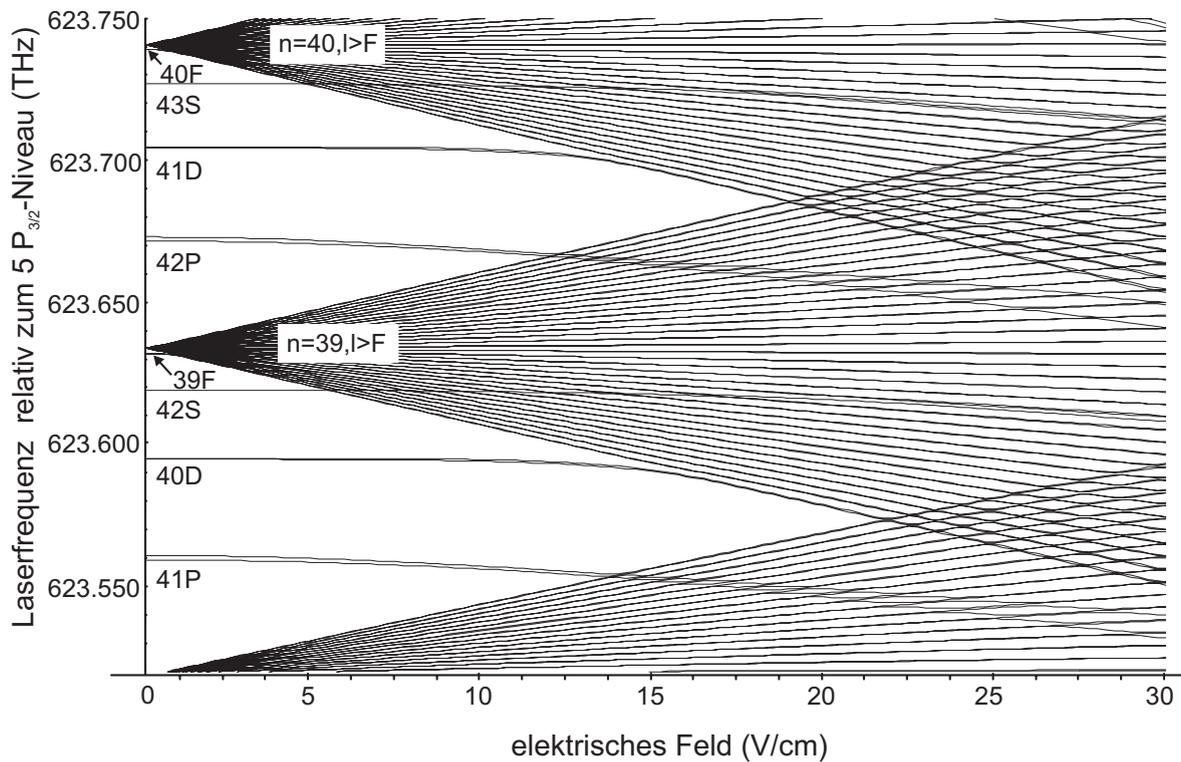


Abbildung 4.5: Berechnete Stark Map unter Berücksichtigung der LS-Kopplung für $|m_j|=1/2$. Die wasserstoffähnlichen Zustände ($l > 3$) erfahren einen linearen Stark-Effekt, während die Zustände $l < 3$ ihre Energie im Feld quadratisch ändern. Die Energien der Zustände einer Hauptquantenzahl sind für kleine l durch den Quantendefekt stark gegeneinander verschoben.

Berücksichtigung der Hyperfeinstruktur bei der Stark Map-Berechnung

In realen Rubidium-Atomen sind die Zustände nicht nur Feinstruktur-aufgespalten, sondern auch durch die Kopplung der Zustände an den Kern mit dem Kernspin I Hyperfein-aufgespalten mit der Quantenzahl $F = I + J$. Dies kann bei der Berechnung der Stark Maps ebenfalls berücksichtigt werden. Hierzu müssen die F-Unterzustände der Feinstruktur-aufgespaltenen Niveaus berücksichtigt werden. Dies bedeutet, dass sich der Basissatz der Zustände bei der Berechnung vervierfacht (^{87}Rb hat einen Kernspin von $3/2$) gegenüber der Rechnung ausschließlich mit Feinstrukturaufspaltung. Für die einzelnen Außerdiagonal-Elemente der Störmatrix gilt unter der Bedingung, dass nicht gleichzeitig ($F = 0$) und ($F' = 0$) sind:

$$\begin{aligned}
 & \langle n, L, J, F, m_F | Ez | n', L', J', F', m'_F \rangle \\
 = & \delta_{m_F, m'_F} \delta_{F, F'} \delta_{F, F' \pm 1} \delta_{L, L' \pm 1} (-1)^{1+2F+L'+S+J+J'+I-m'_F} \\
 & \times (-1)^{L'-m'_F} \sqrt{\max(L, L')} \begin{pmatrix} F & 1 & F' \\ -m'_F & 0 & m_F \end{pmatrix} \\
 & \times \sqrt{(2J+1)(2J'+1)(2F+1)(2F'+1)} \\
 & \times \begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L' & 1 \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} J & F & I \\ F' & J' & 1 \end{Bmatrix} E \langle n, L, J, F || r || n', L', J', F' \rangle
 \end{aligned} \tag{4.32}$$

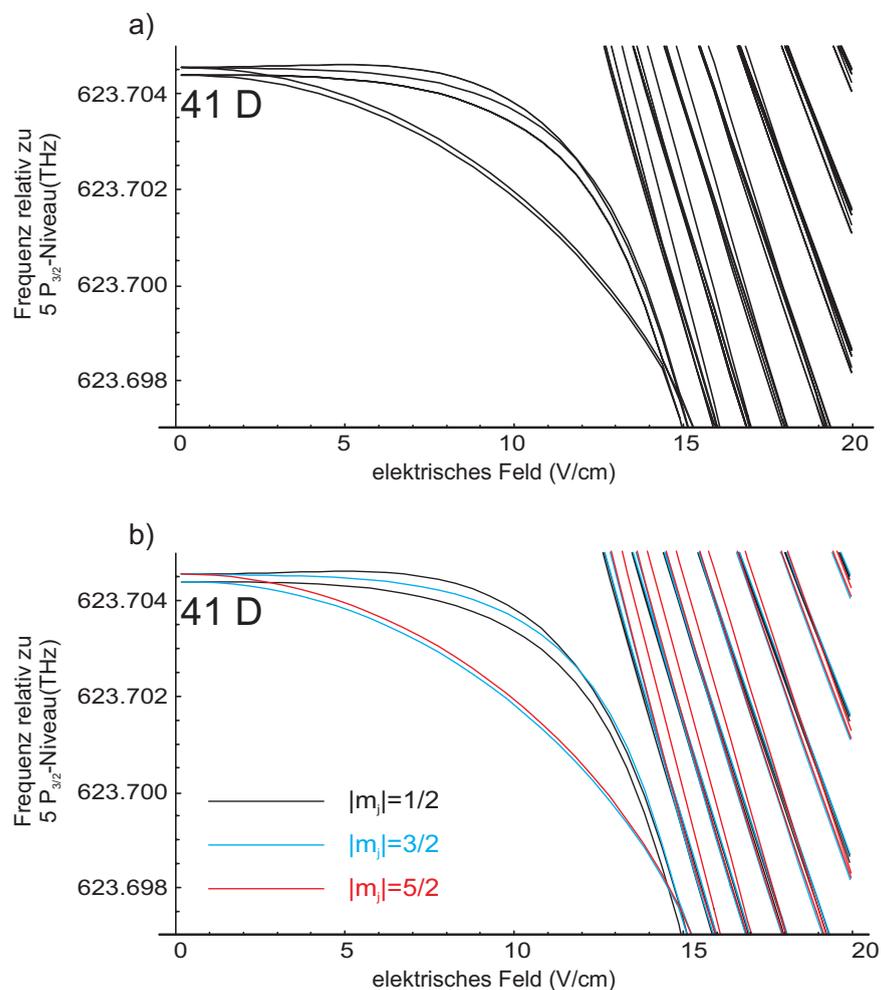


Abbildung 4.6: a) Berechnete Stark Map für den Bereich um das 41D-Duplett unter Berücksichtigung der Hyperfeinstrukturaufspaltung der Zustände (mit $|m_F|=1$). b) Berechnete Stark Map nur unter Berücksichtigung der Feinstrukturaufspaltung für $|m_j|=1/2, 3/2, 5/2$. Es ist klar zu erkennen, dass die bei Berücksichtigung der Hyperfeinstrukturaufspaltung erhaltenen Zustände mit den verschiedenen $|m_j|$ -Zuständen identifiziert werden können.

mit den $3j$ - („()“) und $6j$ - („{ }“) Symbolen, die beispielsweise in [89, 90] nachgeschlagen werden können. Die weitere Berechnung erfolgt dann wie schon im vorherigen Kapitel erklärt. Abbildung 4.6 a) zeigt die Berechnung der Stark Map um das 41D-Duplett herum mit dem vorgestellten Formalismus, der die Hyperfeinstruktur berücksichtigt. Um bei der numerischen Behandlung die Größe der Matrizen zu begrenzen, wurden bei der Berechnung nur die Zustände mit $|m_F|=1$ ausgewählt. Im Nullfeld sind die beiden D-Feinstrukturzustände in jeweils 4 Hyperfeinstrukturzustände aufgespalten (zu klein, um es in der Abbildung zu erkennen). Für den 41D_{3/2}-Zustand gibt es die F-Untersubzustände $F=0, 1, 2, 3$, für 41D_{5/2} die Untersubzustände $F=1, 2, 3, 4$. Man würde daher zunächst eine Aufspaltung der 2 Feinstrukturzustände im elektrischen Feld bei der Untersuchung von $|m_F|=1$ in 3 bzw. 4 Untersubzustände erwarten. Das Ergebnis der Berechnung zeigt jedoch, dass die Zustände in 2 bzw. 3 Zustände aufspalten. Die Begründung hierfür liegt im Aufbrechen der Hyperfeinstruktur. Ist die Energie der neuen Zustände im Feld höher als die Hyperfeinstrukturenergie, die in der Größenordnung von $\sim h \cdot 10$ kHz liegt, so wird letztere aufgebrochen. Die Untersubzustände

sind ab diesem Punkt die Zustände, die durch die Feinstrukturaufspaltung vorgegeben sind. Dies sind 3 $|m_j|$ Zustände bei $41D_{5/2}$ und 2 $|m_j|$ Zustände bei $41D_{3/2}$, was auch in Abb. 4.6 a) zu erkennen ist.

In Abb. 4.6 b) ist zum Vergleich derselbe Bereich mit dem Formalismus ohne Hyperfeinstruktur für die m_j Quantenzahlen $|m_j|=1/2, 3/2, 5/2$ berechnet. Ein Vergleich mit Abb. 4.6 a) zeigt sofort, dass die dort gefundenen Zustände mit den $|m_j|$ -Zuständen identifiziert werden können. Es gilt also, dass die Hyperfeinstrukturaufspaltung der Zustände im elektrischen Feld ab einer Feldenergie, die deutlich grösser ist als die Hyperfeinstrukturenergie, vernachlässigbar ist.

4.5.2 Feldionisation

Erhöht man das elektrische Feld, in dem sich ein Atom befindet, immer weiter, so kann man die Feldstärke erreichen, an der das Außenelektron nicht mehr an den Kern gebunden ist und das Atom damit ionisiert wird. Diese Feldionisation wird in der vorliegenden Arbeit zur Detektion der Rydberg-Atome ausgenutzt, indem die Atome zunächst Feld-ionisiert und anschließend die Ionen detektiert werden. Im Fall von Wasserstoff gilt für ein reines Coulomb-Potential (in einer Dimension) mit einem elektrischen Feld

$$V = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} + eEr. \quad (4.33)$$

In Abb. 4.7 ist das reine Coulomb-Potential (blau) und das durch ein angelegtes E-Feld von $E=10^6$ V/m veränderte Potential gezeigt (rot). Vernachlässigt man Effekte wie Tunnelprozesse, so kann der Sattelpunkt des Potentials berechnen werden zu $r = -\sqrt{\frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{E}}$. Damit folgt für $V(r_{\max})$:

$$V(r_{\max}) = -2\sqrt{\frac{Ee^3}{4\pi\epsilon_0}}, \quad (4.34)$$

mit der Energie $E_h = 2R_{\text{Ryd}} = \frac{e^4 m_e}{16\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2}$. Für die Energieniveaus gilt $W = -\frac{E_h}{2n^2} = -\frac{R_{\text{Ryd}}}{n^2}$. Hiermit folgt dann für das Ionisationsfeld

$$E = E_0/16n^4, \quad (4.35)$$

wobei $E_0 = \frac{E_h}{ea_0} = \frac{e^5 m_e^2}{64\pi^3 \epsilon_0^3 \hbar^4}$ ist. Dies ist gleichzeitig der Umrechnungsfaktor des elektrischen Feldes vom atomaren Einheiten-System in SI-Einheiten.

Bereits bei Feldstärken unterhalb der Ionisationsfeldstärke sind jedoch Ionisationsprozesse durch

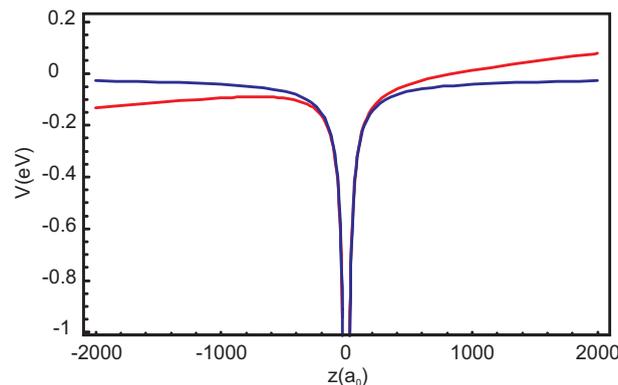


Abbildung 4.7: Kombiniertes Coulomb-Stark-Potential (rot) für ein E-Feld von $E=10^6$ V/m in z-Richtung und ein reines Coulomb-Potential (blau).

Tunneln des Elektrons aus dem Potential heraus möglich.

Der Ionisationsprozess bei gepulster Feldionisation ist deutlich komplizierter. Gepulst bedeutet dabei, dass das elektrische Feld auf einer kurzen Zeitskala angeschaltet wird, sei es als Stufenfunktion oder als lineare Rampe. Durch die verschiedenen unterdrückten Übergänge eines Zustandes können die Elektronen auf verschiedenen Wegen zur Ionisationsgrenze geschoben werden, was zu Korrekturen von Gleichung 4.35 führt. Während der hier vorgestellten Experimente wurde das elektrische Feld, wenn nicht anders notiert, adiabatisch angeschaltet, was dazu führt, dass Gleichung 4.35 mit nur minimalen Abweichungen Gültigkeit hat [2].

5 Experimenteller Aufbau und Methoden

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten experimentellen Apparaturen werden in diesem Kapitel vorgestellt. Zu Beginn dieses Abschnitts wird zunächst das Lasersystem, das für die optische Kühlung der Atome, die Detektion und für die Rydberg-Anregung benötigt wird, präsentiert. Experimente zur Kühlung eines Ensembles von Atomen in einer MOT bzw. zur magnetischen Speicherung müssen in Hoch- bzw. Ultrahochvakuumkammern ausgeführt werden. Dies ist nötig, da Stöße der gekühlten und gefangenen Atome mit Hintergrundgasatomen zu einer sofortigen Aufheizung der Wolke führen würden. Daher wird im Anschluss das benötigte Vakuumsystem und die in der Vakuumkammer befindlichen grundlegenden Drahtkonfigurationen zur MOT- und Magnetfallen-Realisierungen beschrieben. Spezielle Aufbauten, insbesondere zur Erzeugung spezieller Magnetfeldgeometrien, werden in den entsprechenden folgenden Abschnitten eingeführt. Weiterhin werden die Experimentsteuerung und das Abbildungssystem präsentiert. Am Ende des Kapitels wird die Konfiguration zur Erzeugung von elektrischen Feldern, die für die Rydberg-Experimente benötigt werden, und die Mikro-Kanal-Platte zur Ionendetektion vorgestellt.

5.1 Lasersystem

Wie in Kapitel 2 schon erläutert, wird zur Kühlung und zum Fangen von Atomen in einer MOT ein geschlossener Kühlübergang benötigt. Im Fall von ^{87}Rb ist dies der $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergang der Rb-D₂-Linie bei einer Wellenlänge von 780.248 nm. Da der Übergang durch nicht-resonante Anregung in den $5P_{3/2}(F'=2)$ -Zustand nicht vollständig geschlossen ist, wird ein zweiter Laser benötigt, der die aus dem MOT-Zyklus verlorenen Atome zurückpumpt. Dieser Laser wird auf den $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$ -Übergang bei einer Wellenlänge von 780.233 nm stabilisiert. Da bei diesen Wellenlängen eine Vielzahl von kostengünstigen und leistungsstarken Laserdioden verfügbar sind, werden als Kühllasersystem für die MOT zwei gitterstabilisierte Diodenlaser in Littrow-Konfiguration eingesetzt [91]. Zur weiteren Leistungssteigerung wird ein Slavelaser eingesetzt. Für die Diodenlaser wurde der mechanische Aufbau selbst konstruiert und gebaut, während die Elektronik zur Temperatur- und Stromregelung zugekauft wurde¹.

5.1.1 Kühllaser

Für das Kühllasersystem (MOT-Lasersystem) wurde ein sogenannter Master-Slave-Aufbau eingesetzt. Die Laserfrequenz des Masterlasers, der mit einer Sanyo DL-7140-201K Laserdiode bestückt ist, wird mittels eines Polarisations-spektroskopie-Aufbaus auf eine Rubidium-Dampfzelle stabilisiert [92]. Hierbei wird der Laser auf den sogenannten Cross-Over [92] zwischen dem $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$ -Übergang und dem $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergang stabilisiert, der energetisch in der Mitte zwischen den beiden Übergängen liegt, was einem Frequenzabstand

¹ThorLabs ITC102 mit Anzeigeeinheit ThorLabs ITC100D

von 133 MHz entspricht. Dieser Strahl wird anschließend in einen zweiten Diodenlaser, den Slave-Laser, injiziert und dort verstärkt, um eine höhere Lichtleistung als mit dem alleinigen Mastersystem zu erhalten. [93]. Dieser Laser ist ebenfalls mit einer Sanyo DL-7140-201K Laserdiode bestückt. Nach der Injektionsstabilisierung stehen 100 mW Laserleistung zur Verfügung. Dieser Kühl-laserstrahl wird anschließend durch einen Akusto-Optischen-Modulator (AOM), der in Zweifach-Durchgangs-Anordnung aufgebaut ist, um eine Frequenz zwischen 90 und 200 MHz in Richtung des $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Überganges verschoben. Damit kann die Laserfrequenz um den Frequenzbereich um die $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Resonanz herum verändert werden. Weiterhin ist es mit diesem AOM möglich, den Strahl schnell zu schalten. Der allergrößte Teil der Leistung dieses Lasers (nach allen optischen Komponenten 30-40 mW) wird zum Betrieb der MOT verwendet. Ein kleiner Teil der Leistung dieses Lasers wird abgespalten und zur Atom-Detektion und zum Umpumpen der Atome verwendet (jeweils einige mW Leistung). In Abb. 5.1 ist der Laseraufbau zusammenfassend schematisch dargestellt.

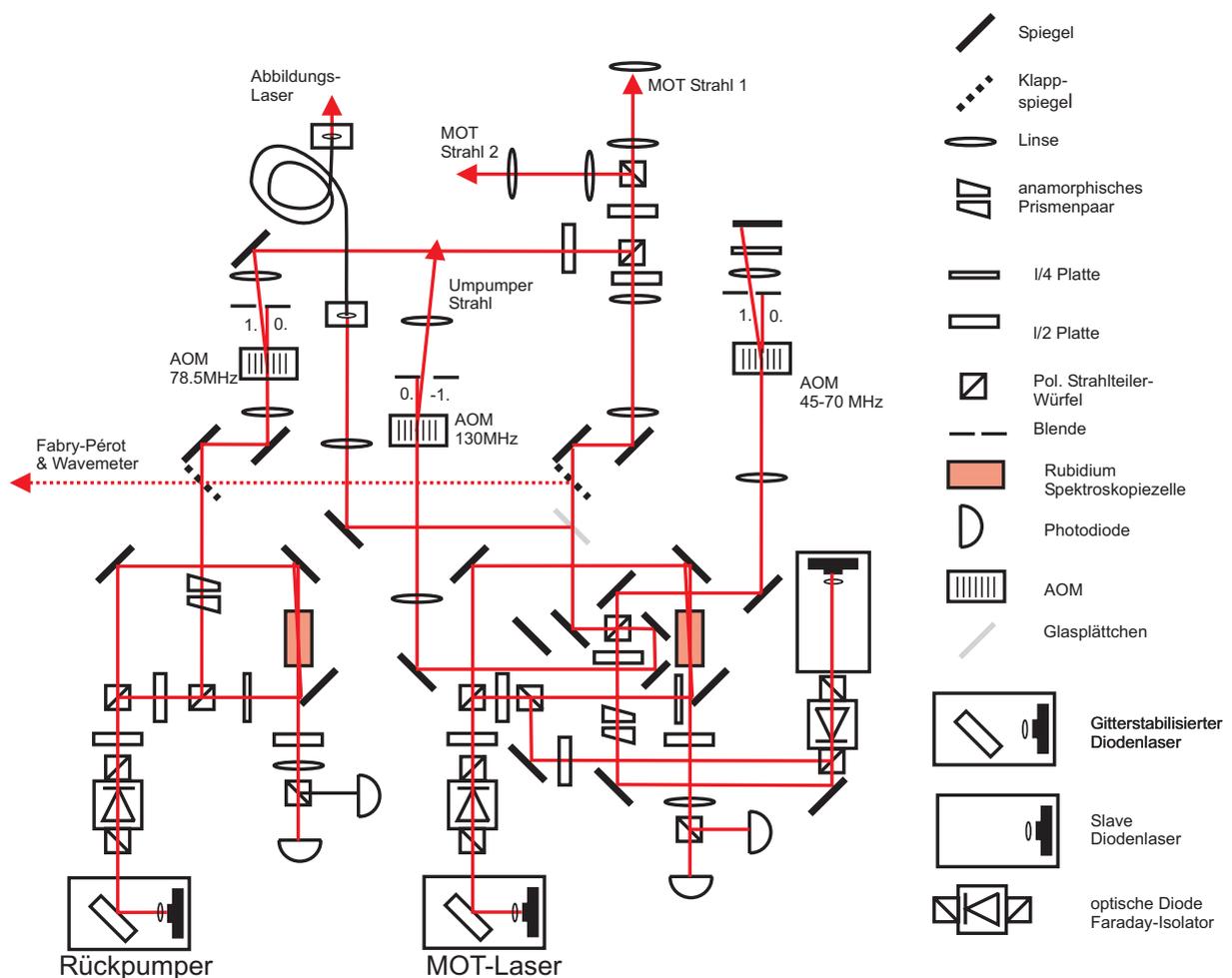


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des Lasersystems. In zwei getrennten Diodenlasern wird jeweils ein Strahl für den MOT-Übergang und ein Strahl für den Rückpump-Übergang erzeugt. Der Strahl des MOT-Lasers wird anschließend in einem Slavelaser mittels Injektionsstabilisierung verstärkt. Beide Masterlaser werden mittels Polarisationspektroskopie stabilisiert. Von dem MOT-Laser wird jeweils ein Strahl für das Abbildungssystem und ein Strahl zum Umpumpen abgespalten.

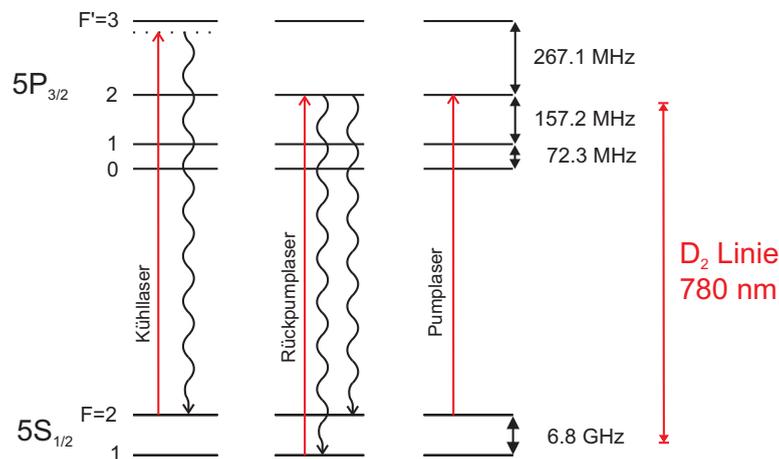


Abbildung 5.2: Teil des ^{87}Rb -Termschemas mit den für die MOT und zum Umpumpen relevanten Laserfrequenzen.

5.1.2 Umpumplaser

Um eine möglichst große Anzahl von Atomen von der magneto-optischen Falle in die Magnetfalle transferieren zu können, müssen die Atome vor dem Einschalten der Magnetfalle spinpolarisiert werden, so dass sich alle Atome in einem schwachfeldsuchenden Zustand befinden. Dazu wird während des Einschaltens der Magnetfalle ein zirkular polarisierter Pump-Laser auf dem $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$ -Übergang eingestrahlt, der die Atome optisch in den $5S_{1/2}(F=2, m_F=2)$ -Zustand pumpt. Der Umpump-Laser wird von dem Kühllaserstrahl abgespalten und durch einen separaten AOM im Einfachdurchgang geschickt. Dieser Strahl wird im AOM um -120 MHz in Resonanz mit dem $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$ -Übergang der Rb- D_2 -Linie gebracht. Der AOM wird wiederum dazu genutzt, die Leistung einzustellen und den Strahl schnell zu schalten. Weiterhin kann der Strahl zusätzlich mittels eines mechanischen Schnellverschlusses blockiert werden.

5.1.3 Rückpumplaser

Der Rückpumplaser ist wiederum ein gitterstabilisierter Diodenlaser analog zum Kühllaser. Der Laser wird bei einer Leistung von 20 mW betrieben und ist mittels Polarisationspektroskopie auf den $(1 - 2)$ Crossover-Übergang des $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ -Überganges stabilisiert, der 78.5 MHz vom $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$ -Übergang entfernt ist [92]. Diese Frequenzdifferenz wird mittels eines Einfachdurchgangs durch einen AOM überbrückt. Danach wird der Strahl in einem polarisierenden Strahlteilerwürfel mit allen MOT-Laserstrahlen überlagert. Hiermit ist die Polarisation der Rückpumper-Strahlen im Vergleich zu den MOT-Strahlen immer orthogonal, was jedoch kein Problem darstellt.

In Abb. 5.2 sind alle eingestrahlt Laser mit den entsprechenden Übergängen eingezeichnet.

5.1.4 Lasersystem zur Rydberg-Anregung

Der direkte optische Übergang zur Anregung von Rubidiumatomen in einen Rydberg-Zustand erfordert einen Laser mit einer Übergangswellenlänge von etwa 297 nm (je nach gewünschtem Zustand). Für ein continuous wave (cw)-Lasersystem ist es schwer, eine solche Wellenlänge zu erzeugen, da

nur sehr wenige und aufwändige Laser in diesem Wellenlängenbereich zur Verfügung stehen (z.B. frequenzverdoppelter Farbstofflaser, siehe z.B. [94]). Daher wurde in dem vorliegenden Experiment eine 2-Photonen-Anregung in den Rydberg-Zustand gewählt. Hierbei wird ein Laser bei einer Wellenlänge von 780.248 nm und ein Laser bei einer Wellenlänge von ca. 475-483 nm benötigt (abhängig von dem anzuregenden Zustand). Zu diesem Zweck wurde in unserer Arbeitsgruppe im Rahmen einer Doktorarbeit ein hochstabiles Lasersystem aufgebaut [95]. Die Eigenschaften dieses Lasersystems sollen hier kurz zusammengefasst werden.

Da bei einer Wellenlänge von 480 nm zur Zeit keine Laserdioden zur Verfügung stehen, wurde als Lasersystem ein Master-Slave-Diodenlasersystem [93] bei 960 nm aufgebaut und dieser Laserstrahl dann in einem Resonator in der Frequenz verdoppelt. Der Masterlaser in diesem System besteht aus einem gitterstabilisierten Diodenlaser mit einer 100 mW Laserdiode der Firma Toptica². Zur Stabilisierung dieses Lasers wurde ein Resonator gewählt. Der Vorteil dieser Stabilisierung im Vergleich zur Stabilisierung auf einen atomaren Übergang besteht darin, dass hier jeweils auf jede der 125 MHz voneinander liegenden Resonatormoden stabilisiert werden kann. Um die Länge dieses 30 cm langen Edelstahl-Resonators stabil zu halten, wird ein weiteres Diodenlasersystem bei einer Wellenlänge von 780 nm verwendet. Dieses System wird als Lichtquelle für den $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergang der 2-Photonen-Anregung verwendet und hat die zusätzliche Aufgabe, als Referenz die Länge des Resonators zu stabilisieren. Das Innere des Resonators ist evakuiert, um ein unterschiedliches Driften des Resonators durch Luftdruck- oder Temperaturbedingte Änderungen des Brechungsindex der Luft für die beiden Wellenlängen zu verhindern.

Der 780 nm-Laser wird mittels Polarisationspektroskopie auf einen atomaren Übergang in Rubidium stabilisiert (analog zu den MOT-Lasersystemen) [92]. Hierbei kann jeder im Polarisationspektroskopiesignal zur Verfügung stehende Übergang verwendet werden. Der Hauptstrahl wird anschließend nach zweifach-Durchgang durch einen 200 MHz-AOM in einen Monomodenzfaser zum Experiment geführt. Durch den AOM kann die Frequenz des Lasers in einem Bereich von 100 MHz variiert werden. Außerdem ermöglicht der AOM es, die Leistung des Strahls einzustellen und ihn schnell zu schalten. Je nachdem, welcher Stabilisierungsübergang innerhalb des Polarisationspektroskopie-Spektrums zur Stabilisierung verwendet wird, kann der Laser auf Wellenlängenbereiche zwischen der $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Resonanz und bis zu 400 MHz ins Blaue gegen diesen Übergang verstimmte verwendet werden.

Der Strahl des auf den Resonator stabilisierten 960 nm Master-Lasers wird im Doppel-Durchgang durch einen 400 MHz-AOM frequenzverschoben. Anschließend wird mit dem Strahl eine Slave-Diode³ injiziert. Durch diesen AOM kann die Frequenz des Injektionsstrahls in einem Bereich von 250 MHz verändert werden.

Im unstabilierten Zustand des Masterlasers kann die Frequenz des Lasers durch Ansteuerung des Gitters und gleichzeitiger Veränderung des Stromes der Diode über einen Bereich von 6 GHz modensprungfrei verändert werden. Der Slavelaser folgt dem Masterlaser über diesen Bereich. Wird der Masterlaser auf den Resonator stabilisiert, so kann die Frequenz des Slavelasers mit Hilfe des AOMs verändert werden. Da die Frequenz des AOMs über einen größeren Bereich verändert werden kann als der Modenabstand des Stabilisierungsresonators, kann somit jede gewünschte Laserfrequenz ausgewählt werden. Um die Frequenz im stabilisierten Zustand über einen größeren Bereich zu verändern, ist es nötig, den Resonator auf die jeweils nächste Resonatormode zu stabilisieren.

Nach der Slave-Diode steht schließlich eine Leistung von 260 mW bei einer Wellenlänge von 960 nm zur Verfügung. Diese wird anschließend in einem Verdopplungsresonator, der im Rahmen einer Diplomarbeit [96] aufgebaut wurde, frequenzverdoppelt. Dieser Prozess, der in dem nichtlinearen Kristall (hier Kaliumniobat) abläuft, wird als „second harmonic generation“ (SHG) bezeichnet [97].

²LD-0975-0100-1, 975 nm

³LD1394 von Power-Technology

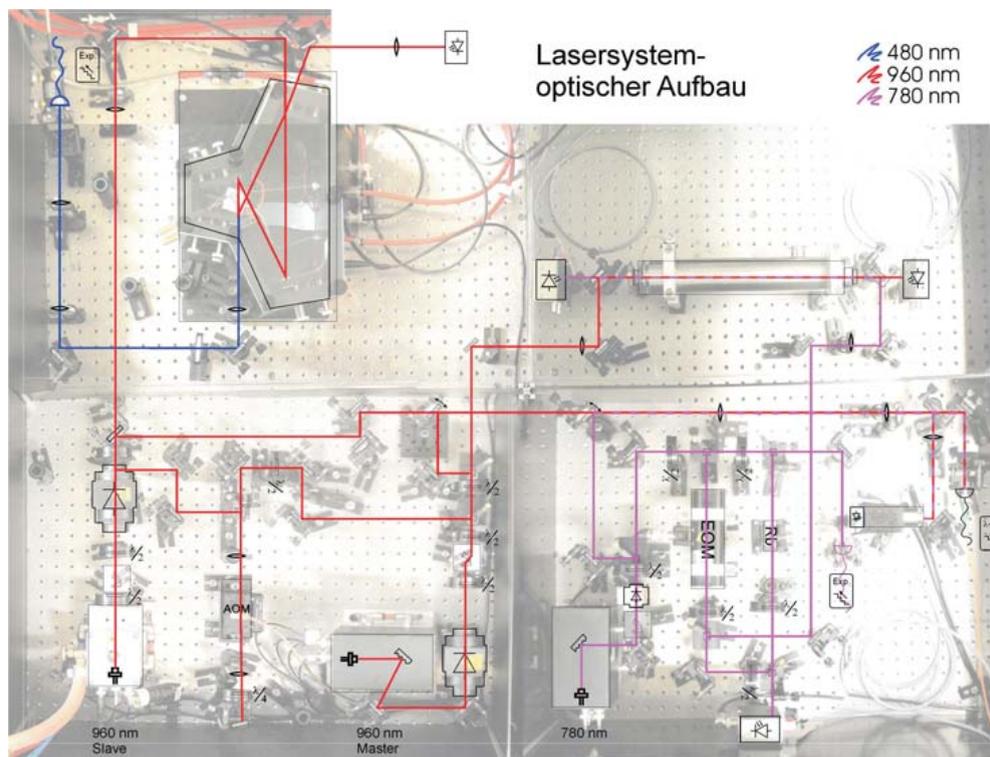


Abbildung 5.3: Bild des Aufbaus des Lasersystems zur Rydberg-Anregung. Auf der linken Seite ist unten das 960 nm Lasersystem zu sehen, darüber der Frequenz-Verdoppelungsresonator. Auf der rechten Seite befindet sich das 780 nm Rubidium-Lasersystem mit dazugehöriger Spektroskopie. Darüber ist der Stabilisierungsresonator zu sehen, mit dem der 960 nm-Masterlaser stabilisiert wird.

Abbildung 5.3 zeigt den schematischen Aufbau des Lasersystems. Nach der Verdopplung stehen bis zu 20 mW „blauer“ Laserleistung zur Verfügung. Nach Durchgang durch einen 200 MHz-AOM im Einfach-Durchgang wird auch dieser Strahl mittels einer polarisationserhaltenden Monomodenfaser zur Experimentierkammer geleitet. Nach dem Ausgang der beiden Fasern am Experiment ist der „rote“ Strahl kollimiert und hat einen $1/e^2$ -Durchmesser von 0.95 mm und ist damit größer als die Atomwolke. Die Leistung des Strahls beträgt typischerweise 7 mW. Der „blaue“ Strahl hat nach der Faser eine Leistung von 2.5 mW und wird mit dem „roten“ Strahl an einem Spiegel überlagert. Er wird dann in die Atomwolke fokussiert und hat einen $1/e^2$ -Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ bei einer Rayleighlänge von $650 \mu\text{m}$, was in der Größenordnung des MOT-Durchmessers liegt. Beide Strahlen werden entlang der Achse parallel zum Spiegel der Spiegel-MOT eingestrahlt und haben einen Winkel von 10° zur langen Achse der Vakuumkammer.

5.2 Vakuumsystem

Für Experimente zur Kühlung und magnetischen Speicherung ultrakalter Atomensembles ist es nötig, diese Experimente in Vakuum-, bzw. Ultrahochvakuumkammern durchzuführen, um Stöße und damit ein Rethermalisieren der gefangenen Atome zu unterbinden. Bei dem Design der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Kammer wurde dabei ein Enddruck von 10^{-10} mbar anvisiert (siehe Abb. 5.4). Um an der unteren Seite der Hauptkammer ein großes Glasfenster installieren zu können, das aus dieser Richtung einen sehr guten optischen Zugang bietet, wurde diese Seite

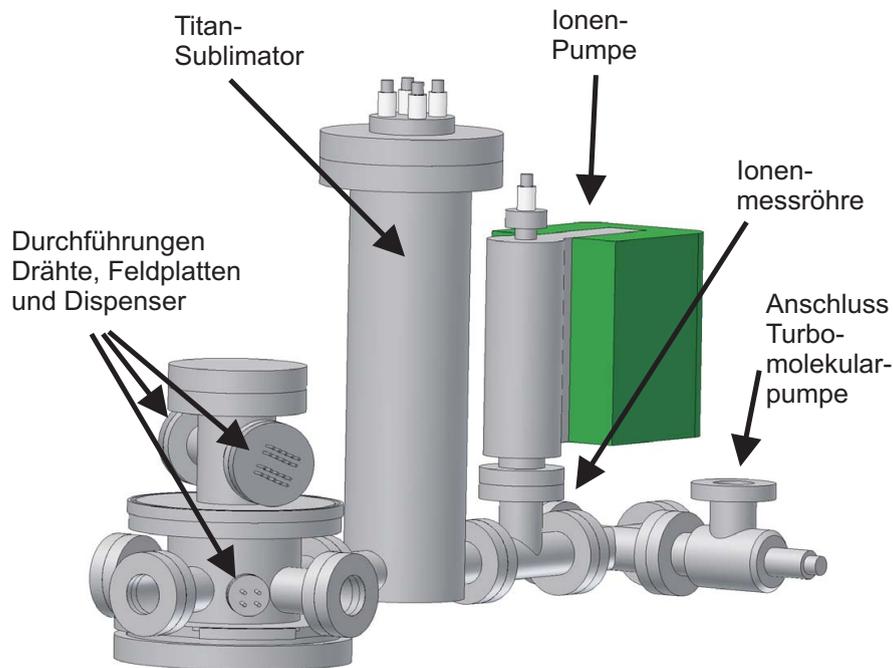


Abbildung 5.4: Aufbau der Vakuumkammer mit den verschiedenen Pumpstufen (siehe Text).

mit einer Viton-Doppeldichtung zwischen der Stahlkammer und dem Glas abgedichtet. Unter Verwendung normaler, in der UHV-Vakuumtechnik bewährter ConFlat (CF)-Komponenten wäre der so erreichte optische Zugang nur sehr schwer zu realisieren gewesen. Mit diesem Aufbau ist es möglich, aus dieser Richtung Strahlen für eine Reflexions-MOT unter einem Winkel von 45° in Richtung der Kammermitte einzustrahlen. Die obere Seite der Vakuumkammer wurde ebenfalls mit einer Vitondichtung abgedichtet, um ein schnelles Öffnen der Kammer zum Austausch verschiedener Komponenten zu ermöglichen. Im Folgenden wird der weitere Aufbau der Vakuumkammer und der dazugehörigen Pumpstrecke erläutert.

5.2.1 Einkammer-Aufbau

Die Hauptkammer besteht aus einem Rohr mit einem Durchmesser von 100 mm. An diesem Rohr sind radial vier CF-36 und vier CF-16- Flansche angeschweißt, die in 4 Achsen angeordnet sind, und jeweils einen Winkel von 45° zueinander haben. An einem der CF-36-Flansche ist die Pumpstrecke angeflanscht, während die anderen drei Flansche durch Fenster geschlossen sind. In einen der CF-16-Flansche ist eine 4-fach Vakuumdurchführung eingebaut, wobei jeder einzelne Leiter einen Strom von maximal 10 A führen kann. Diese Vakuumdurchführung wurde zeitweise verwendet, um zwei Rubidiumdispenser, die in die Kammer eingebaut sind, zu kontaktieren.

An der unteren Seite der Kammer befindet sich eine Glasscheibe mit einem Durchmesser von 175 mm und einer Dicke von 8 mm. Die Dichtung zwischen der Kammer und der Glasscheibe wurde mittels Vitondichtungen realisiert (siehe Abb. 5.5). Es wurde dabei eine differentielle Konstruktion mit zwei Vitondichtungen gewählt. Die erste Dichtung befindet sich zwischen dem UHV-Teil, also dem Inneren der Kammer und einem Zwischenraum. Die zweite Dichtung befindet sich zwischen diesem Zwischenraum und der Laborluft. Der Zwischenraum zwischen beiden Dichtungen wird mittels

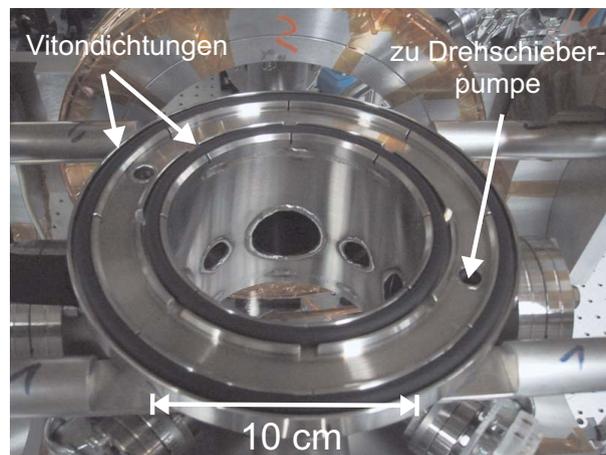


Abbildung 5.5: Aufbau des differentiellen Pumpsystems mittels einer doppelten Vitondichtung (siehe Text).

einer Membranpumpe⁴ auf einen Enddruck von unter 1 mbar ausgepumpt. Der obere Teil der Kammer ist analog zu der Glasscheiben-Seite durch zwei Vitondichtungen gedichtet. Auf dieser Seite befindet sich ein Deckel aus Edelstahl. In der Mitte dieses Deckels ist ein CF-63-Flansch angebracht, an den auf beiden Seiten je ein CF-36-Flansch angeschweißt ist. An diesen beiden Flanschen sind elektrische Vakuumdurchführungen eingebaut. Auf der einen Seite ist eine 4-fach-Durchführung mit Kupferleitern, die einen Durchmesser von 2.4 mm besitzen, und einen maximalen Strom von 55 A leiten können, angebracht. Auf der anderen Seite ist eine 20-fach-Vakuumdurchführung angeflanscht, die zur Versorgung beispielsweise der Feldplatten (siehe Kap. 5.7) verwendet wird. Die einzelnen Stifte dieser Vakuumdurchführung erlauben einen maximalen Strom von 4.8 A bei einer maximalen Spannung von 700 V. In der Mitte des CF-63-Flansches ist ein Kupferstab mit einem Durchmesser von 30 mm eingebaut. Am unteren Ende dieses Stabs in der Mitte der Vakuumkammer befindet sich ein Halter, der die Drähte für die Drahtfalle und das benötigte reflektierende Goldplättchen trägt. Dieser wird später beschrieben.

Zum Anpumpen der Kammer wird zunächst eine Turbomolekularpumpe⁵ mit einer Drehschieberpumpe als Vorpumpe verwendet. Diese bleiben auch während des Ausheizens der Kammer angeschlossen. Nach dem Abpumpen und Ausheizen der Vakuumkammer wird der Druck in der Kammer durch eine 25 l/s-Ionenpumpe der Firma Meca⁶ und einen Titansublimator aufrecht erhalten⁷. Die Turbomolekularpumpe ist an die Kammer über ein Ganzmetall-Eckventil angeflanscht. Nachdem die Kammer ausgepumpt ist, kann das Ventil geschlossen und die Pumpe ausgeschaltet werden. Der Titansublimator ist in einem Rohr mit einer Länge von 340 mm und einem Durchmesser von 100 mm eingebaut. Er ist so konstruiert, dass nur die Fläche innerhalb des Rohres bedampft werden kann. Für solche Titan-Sublimationspumpen gilt, dass sie eine Pumpleistung von 4.5 l/s für Stickstoff und 3 l/s für Wasserstoff pro Quadratzentimeter besitzen. Dies führt bei einer mit Titan bedampften Fläche von ca 1000 cm² zu einer Pumpleistung von maximal 4500 l/s.

Eine Ionenmessröhre⁸ zur Messung des Drucks ist am hinteren Ende der Kammer angeschlossen. Es kann nicht unbedingt davon ausgegangen werden, dass diese Druckmessung denselben Druck anzeigt, der in der Mitte der Hauptkammer vorherrscht. Der gemessene Druck nach dem Ausheizen der

⁴Pfeiffer Vakuum MVP030

⁵Fa. Varian Turbo-V-70, Pumpgeschwindigkeit 46 l/s Stickstoff

⁶Meca 2000

⁷Fa. Varian TSP-Cartridge mit 3 Filamenten

⁸Fa. Varian UHV-24

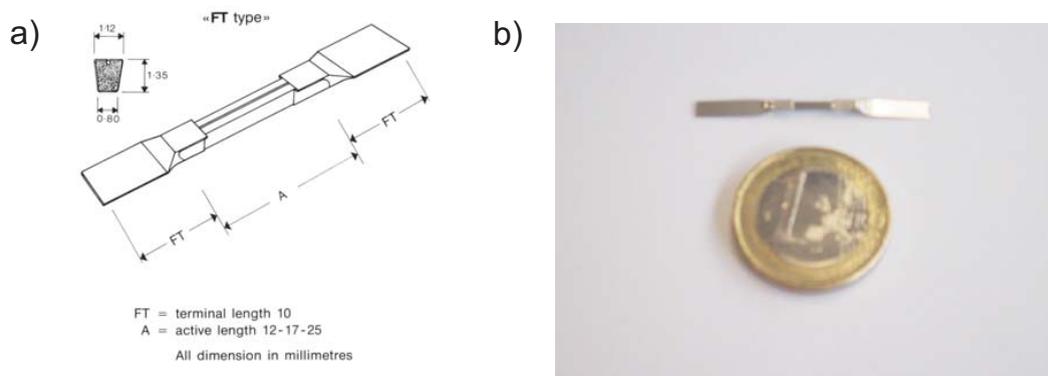


Abbildung 5.6: a) schematischer Aufbau eines Rubidiumdispensers [99]. b) Größenvergleich.

Vakuumkammer beträgt ca. $5 \cdot 10^{-10}$ mbar. Die in der Magnetfalle gemessenen Lebensdauern (siehe Kapitel 6) des Atomensembles betragen mehr als 4 s, was nach der Formel $\tau = 1.3 \cdot 10^{-8} \text{ s/p[mbar]}$ einem Hintergrundgasdruck von weniger als $3 \cdot 10^{-9}$ mbar während der Experimente am Ort der Atome entspricht [50, 98]. Der in der Hauptkammer vorherrschende Druck liegt daher also über dem von der Druckmessröhre angezeigten.

5.2.2 Rubidium-Quelle: Rubidiumdispenser

Zum Laden der MOT wird eine Quelle benötigt, die Rubidiumatome zur Verfügung stellt. Dies kann beispielsweise durch Verdampfen von Rubidium in der Vakuumkammer aus der Feststoffphase erfolgen. Der Nachteil dieses Verfahrens ist, dass der Hintergrundgasdruck in der Vakuumkammer in der Größenordnung des Dampfdruckes von Rubidium liegt, der bei Raumtemperatur etwa 10^{-7} mbar beträgt. Dies ist für Magnetfallenexperimente ungünstig, da durch den hohen Hintergrundgasdruck die Lebensdauer der Magnetfalle durch Verluste durch Stöße mit dem Hintergrundgas nur sehr kurz wäre. Daher wird in den meisten Experimenten ein zweistufiges Ladeverfahren eingesetzt, wobei in einer ersten Vakuumkammer mit einem relativ hohen Rubidium-Gasdruck ein vorgekühlter Atomstrahl erzeugt wird, der durch eine differentielle Pumpstrecke in den UHV-Teil der Vakuumapparatur geschossen wird. Dieser vorgekühlte Strahl wird dabei beispielsweise mittels einer 2D-MOT [56] oder eines Zeemann-Slowers erzeugt [55].

In dem hier vorgestellten Experiment wurde ein anderer Weg gewählt. Es wurde ein Vakuumsystem mit einer Kammer aufgebaut, in der als Rubidiumquelle ein Rubidiumdispenser⁹ eingebaut wurde. In der eingesetzten Größe befinden sich in dem Dispenser ca. 4.5 mg Rubidium, das in Form eines Rubidium-Chromates (Rb_2CrO_4) zusammen mit einem Reduktionsmittel in einer Metallhülse eingebracht ist (siehe Abb. 5.6). Die Aktivierung des Reduktionsprozesses erfolgt durch ohmsches Heizen des Dispensers, wodurch das Rubidium aus dem Dispenser heraus emittiert wird. Der Rubidiumdampf entweicht dabei durch einen Schlitz, der sich in der Metallhülse befindet. Der Dispenser selbst ist durch eine Vakuumdurchführung mit der zum Heizen benötigten Stromquelle verbunden. Diese stellt gleichzeitig den einzigen thermischen Kontakt zur Umgebung dar. Der Abstand zwischen dem Dispenser und der späteren Position der MOT beträgt 20-30 mm. Der Dispenser stellt eine Rubidiumquelle dar, die gezielt ein- und ausgeschaltet werden kann, die An- und Ausschaltzeiten sind abhängig von dem Strom, mit dem der Dispenser geheizt wird. Typische An- und Ausschaltzeiten in völlig abgekühltem Zustand sind ca. 30-60 s. Während der Experimente wird dafür

⁹SAES Getters S.p.A., 20151 Milano, Italy

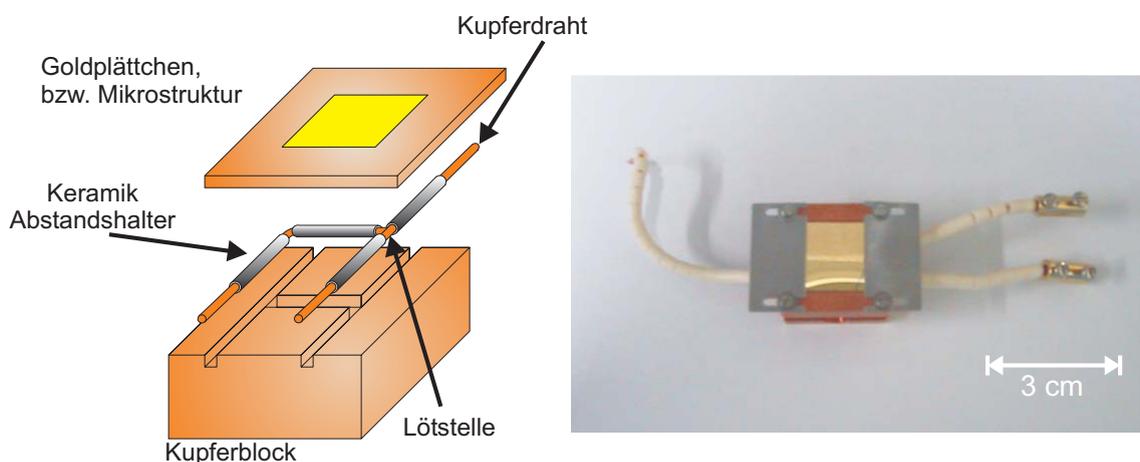


Abbildung 5.7: Halter für Draht und Goldplättchen in der Vakuumkammer

gesorgt, dass der Dispenser nicht vollständig abkühlt, sondern immer nur auf einer Temperatur gehalten wird, bei der noch kein Rb emittiert wird (dies entspricht einem Strom von weniger als 3.5 A). Von diesem Zustand aus kann der Rb-Fluss in etwa 5 s gestartet werden. Die vollständige Ausschaltzeit beträgt je nach Heizstrom einige Sekunden bis zu einigen Minuten. Diese Zeit ist durch die Abkühlzeit des Dispensers gegeben. Während der Experimente mit der Rubidium-MOT wird der Dispenser typischerweise mit Strömen zwischen 4 und 7.5 A geheizt.

5.3 MOT und Magnetfallen-Realisierung

Die Magnetfelder für die magneto-optische- bzw. die Ioffe-Pritchard-Falle wurden mit Hilfe von Drahtstrukturen realisiert. Hierzu wurde innerhalb der Vakuumkammer ein Kupferblock mit Aussparungen für Drähte angebracht. Der installierte Draht besteht aus Kupfer und hat einen Durchmesser von 1.4 mm. Dieser Draht wurde zunächst in eine U-Form gebogen, dann wurde an einem der Biegepunkte mittels Silber-Hartlot ein weiteres Drahtstück angelötet, damit sowohl ein Stromfluß in einer U-, als auch in einer Z-Konfiguration möglich wurde (siehe Abb. 5.7). Die Durchführung aus der Vakuumkammer heraus wurde mittels der oben beschriebenen 55 A-Vakuumdurchführung realisiert. Der Draht selbst wurde mittels Keramik-Röhrchen, die einen Innendurchmesser von 1.4 mm und einen Außendurchmesser von 2.0 mm besitzen, isoliert und so in den Kupferblock eingelegt (siehe Abb. 5.7). Durch den groß gewählten Querschnitt des Kupferdrahtes war es möglich, kurzzeitig (einige s) Ströme von bis zu 56 A durch den Draht zu schicken, ohne dass es zu so starker Erwärmung des Drahtes kam, dass ein Anstieg des Druckes in der Vakuumkammer registriert werden konnte. Oberhalb des Drahtes wurde auf dem Halter ein weiteres Kupferblättchen mit einem darauf liegenden Goldplättchen angebracht, das als Spiegel für die Reflexion-MOT diente.

Die Schaltung des Stroms in dem Draht wurde mittels eines einfachen MOSFET-Schaltkreises realisiert. Hierbei war es möglich, den Strom im Draht in 200 μ s an- und auszuschalten. Als Stromversorgung wurden zwei parallel geschaltete Netzteile eingesetzt, die zusammen einen Strom von 56 A zur Verfügung stellen¹⁰. Für die Drahtmagnetfallengeometrie sind weiterhin homogene externe Magnetfelder nötig. Hierzu wurden um die Vakuumkammer mehrere Paare von Spulen angebracht

¹⁰Es wurden ein Elektro-Automatik PS 7016-40A Netzteil und ein Elektro-Automatik PS 3016-16A Netzteil zusammengeschaltet. Beide Netzteile sind analog ansteuerbar.

Spule	Draht	Abstand	Radius	Windungen	max. Strom	max. B-Feld	Netzteil
Bias-Spulen (x-Richtung)	3 mm	28.6 cm	11.7 cm	55,56	40 A	6.2 mT	EA-PS5016-40A
loff-Spulen (y-Richtung)	3 mm	21.7 cm	11.1 cm	36	100 A	15 mT	EA-PS3016-10A
-loff-Spulen (-y-Richtung)	1 mm	21.7 cm	12.1 cm	20	10 A	0.9 mT	EA-PS3016-10A
z-Richtung	2 mm	16.8 cm	1×10.5 cm	100	10 A	1.1 mT	EA-PS3016-10A

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Daten der Spulen zur Erzeugung der Magnetfelder in den drei Raumrichtungen (für die Positionen siehe Abb. 5.8).

(siehe Abb. 5.8 und Tab. 5.1). In x-Richtung wurde für das homogene Feld, das zur Erzeugung der Quadrupol- und loffe-Pritchard Falle benötigt wird, ein Spulenpaar mit einem Abstand von 28.6 cm angebracht, mit einem mittleren Radius von 11.7 cm. Der Abstand der Spulen voneinander ist also größer als in der idealen Helmholtzkonfiguration, in der der Abstand der Spulen ihrem Radius entspricht. Dies ist durch den geometrischen Aufbau der Kammer gegeben. Trotz der nicht idealen Helmholtzkonfiguration ist die Abweichung des Feldes in der Mitte zwischen beiden Spulen nur ca. 0.8% pro cm. Mit einem Spulenstrom von maximal 40 A kann in der Mitte der Kammer ein maximales Magnetfeld von 6.2 mT erzeugt werden. Als Netzteil ist ein analog ansteuerbares Elektro-Automatik PS 5016-40A-Netzteil mit einem Maximalstrom von 40 A angeschlossen. Wegen der hohen Gesamtinduktivität von ca. 12 mH der Spulen ist die Spannung des Netzteils nicht ausreichend, um das Magnetfeld schnell (wenige ms) anzuschalten. Daher wurde parallel zu diesem Netzteil ein „Quickstart“-Kreis aufgebaut (siehe Abb. 5.9). Dieser besteht aus einem 4700 μ F, 100 V Kondensator, der mittels eines eigenen Netzteils geladen wird. Im Anschaltmoment wird der Kondensator schlagartig entladen und sorgt für einen schnellen Anstieg des Stromes in den Spulen. Damit kann das Magnetfeld in weniger als 1.5 ms angeschaltet werden. Um die Induktionsspannung zum Abschaltzeitpunkt zu begrenzen, wurde weiterhin ein „Ringdown“-Kreis aufgebaut, in dem die Magnetfeldenergie in weniger als einer ms in einem Hochleistungswiderstand dissipiert wird. Die Ströme werden jeweils mittels IGBTs an und aus geschaltet. Das Spulenpaar in y-Richtung ist ähnlich zu dem Spulenpaar in x-Richtung aufgebaut (Daten: siehe Tab. 5.1). In der aktuellen Konfiguration ist an das Spulenpaar ein analog ansteuerbares Elektro-Automatik PS 3016-10A-Netzteil angeschlossen, das einen maximalen Strom von 10 A liefert und damit ein maximales Feld von 1.5 mT. Auf dieses Spulenpaar wurde eine weitere Spule mit 20 Windungen gewickelt, um auch Magnetfelder in entgegengesetzter Richtung erzeugen zu können. Bei einem maximalen Strom von 10 A kann hierbei ein maximales Feld von 0.9 mT erzeugt werden. Beide Spulen sind an demselben Netzteil angeschlossen und können individuell mittels eines IGBT, bzw. MOSFET geschaltet werden. In z-Richtung wurde eine einzelne Spule oberhalb der Kammer angebracht. Diese Spule wird benötigt, um die Position der MOT, die in der U-Fallenkonfiguration gegenüber der Z-Fallenkonfiguration verschoben ist, zum Umladen an die Position der Magnetfalle zu verschieben. Die Daten der verschiedenen Spulenpaare sind in Tabelle 5.1 noch einmal zusammengefasst.

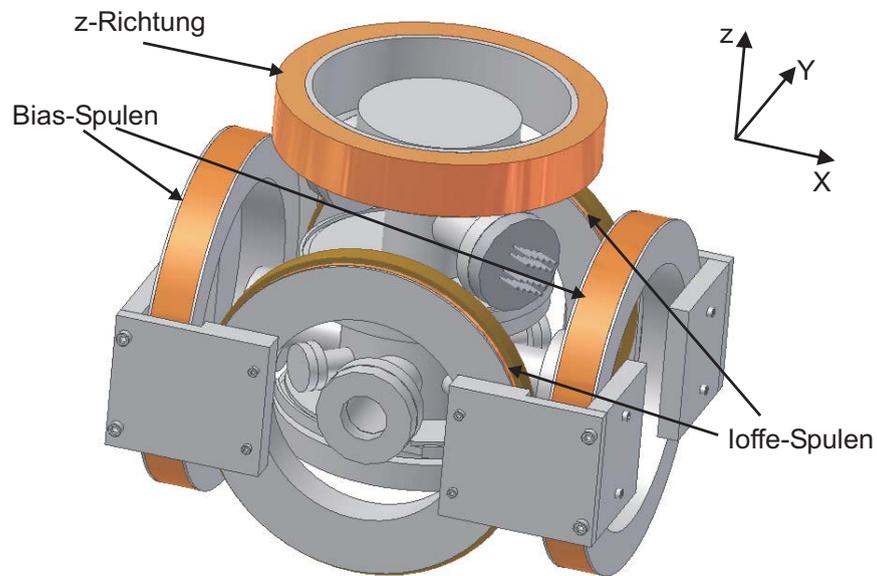


Abbildung 5.8: Vakuumkammer zusammen mit den Spulenpaaren um die Kammer herum (siehe Text).

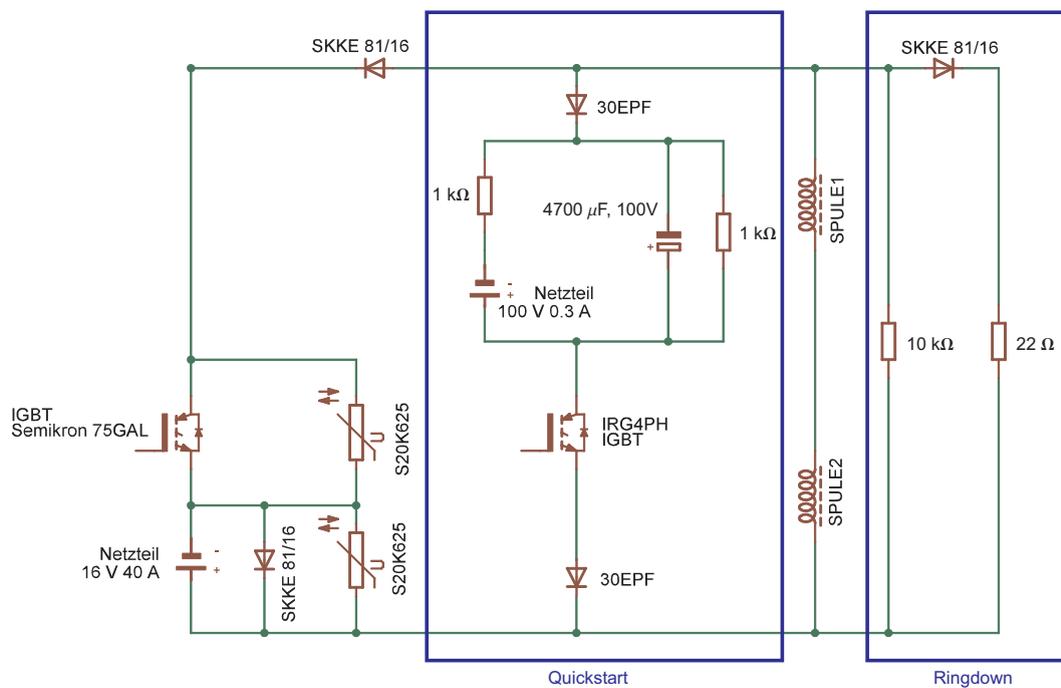


Abbildung 5.9: Beschaltung der Hauptspulen in x-Richtung. Wegen der relativ hohen Induktivität der Spulen wurde parallel zu dem Haupt-Netzteil ein „Quickstart“-Kreis mit einem Kondensator eingebaut, der den Einschaltvorgang beschleunigt. Sowohl das Netzteil als auch der „Quickstart“-Kreis können mittels eines IGBTs per TTL-Signal geschaltet werden. Beim Ausschalten der Spulen wird die in den Spulen gespeicherte Energie über einen „Ringdown“ Widerstand dissipiert.

5.4 Computersteuerung

Um die hier vorgestellten Experimente durchzuführen, ist es nötig, eine Vielzahl von Aktionen in einer definierten Abfolge mit einer zeitlichen Auflösung von mindestens $100 \mu\text{s}$ auszuführen (z.B. Laser schalten, Magnetfelder schalten, Bilder aufnehmen, ...). Eine Automatisierung dieser Aufgaben durch einen computergestützten Aufbau ist daher dringend geboten. Für unsere Gruppe wurde daher von Jörg Werner ein LabView¹¹-basiertes Steuerprogramm entwickelt [100], mit dessen Hilfe das gesamte Experiment gesteuert wird. Der genutzte Computer ist dabei ein handelsüblicher PC, der mit einer 700 MHz Intel Pentium III CPU bestückt ist. Weiterhin wurden in den Rechner eine 32 Kanal digital input/output PCI Karte¹² und zwei 8 Kanal, 12-bit, bzw. 16-bit Analog Output PCI-Karten¹³ eingebaut. Der Rechner läuft unter Windows 2000. Das Steuerprogramm ermöglicht es, die Digital- und Analog-Kanäle individuell mit einer Zeitauflösung von $100 \mu\text{s}$ anzusteuern. Die digitalen Signale werden zusätzlich zum Schutz der Karte und des Rechners mittels Opto-Kopplern galvanisch getrennt. Um zu gewährleisten, dass die genutzten Kanäle einen ausreichenden Strom liefern können, wird ihnen zusätzlich ein 50Ω -Treiber nachgeschaltet, der auch manuell angesteuert werden kann. Die Analog-Output-Kanäle, die zur Ansteuerung der Netzteile verwendet werden, werden mittels Isolationsverstärkern galvanisch vom Rechner getrennt. Damit auch diese Kanäle einen ausreichenden Strom liefern können, wird auch hier ein Verstärker nachgeschaltet, der eine Spannungsverstärkung und die Addition eines Offsets ermöglicht.

5.5 Abbildungssystem und Fluoreszenzabbildung

Informationen über die Atomzahl und die Dichteverteilung der Atome im Grundzustand werden in dem vorliegenden Experiment durch die Detektion der Wolke mittels einer CCD-Kamera gewonnen. Hierbei können die Methoden der Fluoreszenzdetektion (es werden die von der Atomwolke gestreuten Photonen detektiert) oder die Absorptionsdetektion (die Wolke wird von einem Laser beleuchtet und der Schattenwurf wird detektiert - wird hier nicht diskutiert) angewendet werden. Für die Fluoreszenzdetektion ist es im Allgemeinen erwünscht, einen möglichst großen Anteil des von der Atomwolke emittierten Lichtes zu detektieren. Dies bedeutet, dass das Abbildungssystem möglichst dicht an der Atomwolke angebracht sein sollte und gleichzeitig die verwendeten Abbildungslinsen einen möglichst großen Durchmesser haben sollten. Dies wird zusammengefasst in der sogenannten f-Zahl $f/\# = f/d$, wobei d der Durchmesser der Linse und f die Brennweite ist [101]. Das Auflösungsvermögen eines optischen Systems ist durch die Tatsache begrenzt, dass es zum Auflösen eines Objektes nötig ist, die erste Beugungsordnung des Lichts einfangen zu können. Dies führt zu dem Zusammenhang, dass das Auflösungsvermögen Δd eines optischen Systems mit einer kreisförmigen Blende gegeben ist durch $\Delta d = 2.44 \cdot f \cdot \lambda / d$ [101].

Während der Experimente wurden verschiedene CCD-Kameras¹⁴ zur Fluoreszenzdetektion an zwei verschiedenen Orten eingesetzt (siehe Abb. 5.10, unten). Zum einen direkt unter der Vakuumkammer mit Blick auf die in der Vakuumkammer befindliche Oberfläche. Während der ersten Experimente wurde die Kamera zunächst in einem Abstand von 7.6 cm unterhalb der Atomwolke angebracht und mit einem handelsüblichen Objektiv bestückt. Der Durchmesser des Objektivs betrug dabei 10 mm. Später wurde das System zu einem 1.66:1-Abbildungssystem umgebaut, um eine

¹¹National Instruments

¹²National Instruments, Modell PCI-6533 (DIO-32HS)

¹³National Instruments, Modell PCI-6713

¹⁴Jai CV-M10-Kamera mit einer Auflösung von 8 Bit und einer Pixelgröße von $9.9 \times 9.9 \mu\text{m}^2$, bzw. PCO Pixelfly qe mit einer Auflösung von 12 Bit und einer Pixelgröße von $6.45 \times 6.45 \mu\text{m}^2$

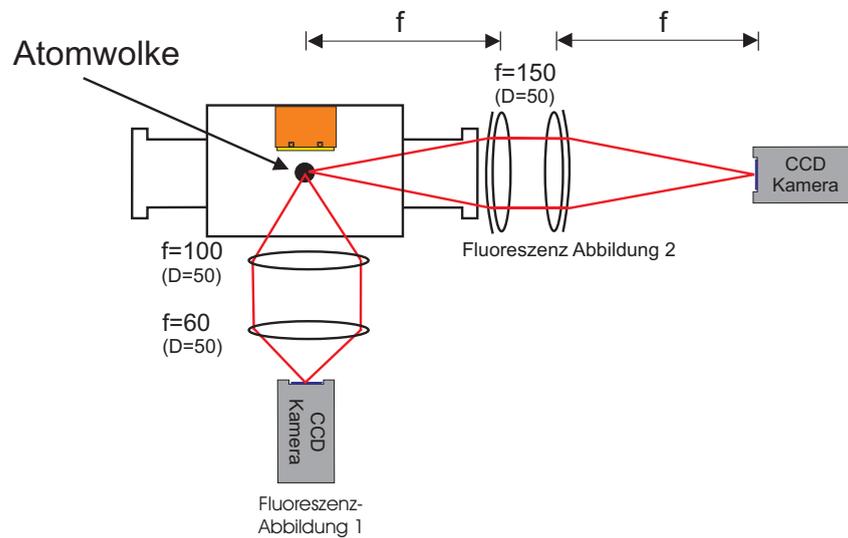


Abbildung 5.10: Schematische Abbildung des Abbildungssystems. Die Atomwolke in der Vakuumkammer kann von zwei Seiten mittels Fluoreszenzabbildung detektiert werden (siehe Text).

bessere Auflösung zu erhalten. Hierzu wurde eine Linse mit einer Brennweite von $f=100$ mm mit einem Durchmesser von 50.8 mm unter der Vakuumkammer angebracht. Mit einer zweiten Linse mit $f=60$ mm wurde das Bild auf die Kamera abgebildet. Der Abbildungsmaßstab wurde für beide Anordnungen bestimmt, indem mit Hilfe der in der Vakuumkammer befindlichen Goldoberfläche bekannter Größe der Abbildungsmaßstab bestimmt wurde.

Der zweite Kameraort befindet sich an einem der CF-36-Flansche der Kammer. Außerhalb der Kammer wurde hier ein 1:1-Abbildungssystem mit zwei $f=150$ mm-Achromaten mit einem Durchmesser von 50 mm aufgebaut. Bei der Fluoreszenzabbildung ist der maximal erfassbare Raumwinkel durch das CF-36-Fenster (Innendurchmesser 36 mm), das einen Abstand von 12.5 cm von der Atomwolke hat, begrenzt. Die optische Auflösung¹⁵ wurde mit Hilfe der USAF-1951 Testtafel gemessen und beträgt $19.1 \mu\text{m}$.

Bei der Fluoreszenzmessung werden die Informationen über die Atomwolke aus der Abbildung der von den Atomen gestreuten Photonen gewonnen. Hierbei wird die Atomwolke von einem oder mehreren Laserstrahlen zwischen wenigen $100 \mu\text{s}$ und einigen ms angeblitzt. Die in dieser Zeit von der Wolke gestreuten Photonen werden mit Hilfe einer CCD-Kamera detektiert. Im Experiment wurde die Belichtungszeit typischerweise zu $100\text{-}500 \mu\text{s}$ gewählt. Längere Belichtungszeiten sind eigentlich zu bevorzugen, da dadurch das Signal zu Rausch Verhältnis steigt, führen jedoch zu dem Problem, dass es während der Belichtung zu einem Aufheizen der Wolke kommt. Dies führt zu einer Verfälschung der räumlichen Verteilung der Atome. Zur Beleuchtung der Atomwolke wurden dabei in den vorliegenden Experimenten die MOT-Strahlen mit eingeschaltetem Rückpumpplaser verwendet. Um eventuelle Fremdreﬂexe auszuschließen, wird nach dem Bild von der Atomwolke ein weiteres Bild ohne Atome aufgenommen. Diese beiden Bilder werden dann voneinander abgezogen, womit gewährleistet wird, dass die detektierten Photonen nur von der Atomwolke selbst stammen.

Zur Bestimmung der Atomzahl aus den detektierten Photonen ist es zunächst nötig, die Rate Γ_{Sc} zu kennen, mit der ein Atom im Mittel Photonen streut. Die Streurrate ist gemäß Formel 2.16 gegeben durch

$$\Gamma_{\text{Sc}} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4\delta^2/\Gamma^2}. \quad (5.1)$$

¹⁵ also der Abstand zwischen zwei noch unterscheidbaren Punkten

Hierbei muss jedoch im Vergleich zu Kapitel 2 noch beachtet werden, dass die Sättigungsintensität s_0 korrigiert werden muss. Durch die Beleuchtung mit den MOT-Laserstrahlen wird die Atomwolke schon nach wenigen Streuzyklen unpolarisiert, d.h. alle Zeemann Unterzustände werden gleichmäßig besetzt. Dies führt dazu, dass die Wolke nicht mehr als Ensemble von 2-Niveau Atomen angenommen werden kann. Der Tatsache, dass die verschiedenen Unterzustände verschieden an die eingestrahlten polarisierten Lichtfelder koppeln, kann Rechnung getragen werden, indem man eine mittlere Sättigungsintensität $\langle I_S \rangle = I_S / \langle CGK \rangle$ einführt, wobei $\langle CGK \rangle$ der Mittelwert der Quadrate der Clebsch-Gordan-Koeffizienten ist. Für ^{87}Rb ist $\langle CGK \rangle = 7/15$, was dazu führt, dass die mittlere Sättigungsintensität um einen Faktor von 2.1 gegenüber der für ein 2-Niveau-Atom korrigiert werden muss.

Bei der Berechnung der Atomzahl muss weiterhin berücksichtigt werden, dass bei der Detektion durch die Kamera nur ein geringer Raumwinkelbereich der isotrop abstrahlenden Wolke detektiert wird. Der Raumwinkelanteil berechnet sich aus der Apertur d_{Obj} des Abbildungssystems und dem Abstand a_{Abb} der ersten Linse von der Atomwolke näherungsweise gemäß:

$$d\Omega = \frac{\pi (d_{\text{Obj}}/2)^2}{4\pi a_{\text{Abb}}^2}. \quad (5.2)$$

Weiterhin ist es nötig, die endliche Nachweiseffizienz der Kamera in die Berechnung einzubeziehen. Dies führt auf den folgenden Zusammenhang zwischen der von der Kamera detektierten Pixel und der realen Anzahl der Atome:

$$N_{\text{Atome}} = \frac{1}{t_{\text{Bel}}} \frac{1}{\Gamma_{\text{Sc}}} \frac{1}{d\Omega} \frac{1}{\eta_{\text{eff}}} N_{\text{Counts}}. \quad (5.3)$$

Hierbei ist t_{Bel} die Belichtungszeit des einzelnen Bildes, $d\Omega$ der begrenzte detektierte Raumwinkelanteil und η_{eff} ist ein Maß für die Effizienz der Kamera. Die Effizienz η_{eff} der Jai CV-M10 Kamera wurde mit Hilfe eines Laserstrahls bekannter Intensität gemessen und konnte zu $2.09 \cdot 10^{-16}$ Ws/Pixelcount bestimmt werden. Für die PCO pixelfly qe war die Effizienz $2.25 \cdot 10^{-18}$ Ws/Pixelcount (im „low modus“) und $6.36 \cdot 10^{-18}$ Ws/Pixelcount (im „high modus“). Durch eine weitere Kalibration des Abbildungsmaßstabes des Abbildungssystems können weiterhin Informationen über die räumliche Ausdehnung der Wolke erhalten werden.

5.6 Datenauswertung und Temperaturbestimmung

Aus den von der Atomwolke aufgenommenen Fluoreszenzabbildungen sollen möglichst viele Informationen gewonnen werden. Hierzu gehören insbesondere die Atomzahl und die Größe der Atomwolke, woraus sich dann abgeleitete Größen wie Dichte, Temperatur, Phasenraumdicke, Geschwindigkeit des Schwerpunktes der Wolke usw. ermitteln lassen.

Atomzahlbestimmung durch Anpassung der Wolke

Bei einer kleinen Anzahl von Atomen in einer MOT, bei der interatomare Effekte vernachlässigt werden können, verhalten sich die Atome wie ein Ensemble von N unabhängigen Teilchen. In diesem Regime ist die Dichteverteilung nahe einer thermischen Verteilung von Atomen, die gemäß einer Gauß'schen Verteilung beschrieben werden kann [21].

$$n(\vec{r}) = n_0 \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right), \quad (5.4)$$

wobei $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ die $1/\sqrt{e}$ -Radien der Wolke sind. Die maximale Dichte $n_0 = N/V_{\text{Trap}}$ berechnet sich aus der absoluten Atomzahl N und dem Volumen der Wolke $V_{\text{Trap}} = (2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z$. Bei der

Beobachtung der Wolke mit der Kamera aus einer Richtung ist das detektierte Signal proportional zur integrierten Dichteverteilung der Wolke (z.B. die x -Richtung):

$$\tilde{n}(y, z) = n_0 \sqrt{2\pi} \sigma_x \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right). \quad (5.5)$$

Aus den von der Atomverteilung aufgenommenen Bildern kann damit mittels einer Gauß'schen Anpassung die Größe $\sigma_{y,z}$ der Wolke und $n_0 \sqrt{2\pi} \sigma_x$ bestimmt werden. Die Atomzahl N folgt dann nach Integration in der Beobachtungsebene mit $N = \int \tilde{n}(y, z) dy dz$. Die Dichte n_0 wird unter der Annahme, dass die Wolke rotationssymmetrisch in der xy -Ebene ist, berechnet. Diese Methode zur Bestimmung der Atomzahl ist akkurater als die Bestimmung der Atomzahl durch Berechnung der Pixelsumme der kalibrierten Kamera, da mit dieser Methode eine eventuelle homogene Hintergrundbeleuchtung der Kamera durch Streulicht eliminiert wird.

Flugzeitmessung, „Time of Flight“-Methode (TOF)

Im thermischen Gleichgewicht ist die Impulsverteilung des Ensembles durch die Temperatur der Wolke gegeben. Diese kann mittels einer Flugzeitmessung bestimmt werden. Hierbei werden die Atome aus der Falle entlassen, und die Atomwolke kann frei expandieren. Durch diese Expansion geht die ursprüngliche Impuls-Verteilung in eine räumliche Verteilung über. Aus einer Serie von Aufnahmen, die nach verschiedenen Expansionszeiten genommen wurden, kann dabei die anfängliche Impulsverteilung und damit die Temperatur des Ensembles bestimmt werden. Nach einer Zeit t nach Abschalten der Falle und Freilassen der Wolke ist die Größe der Wolke gegeben durch

$$\sigma(t) = \sqrt{\sigma_0^2 + \frac{k_B T}{m} t^2}, \quad (5.6)$$

wobei σ_0 die anfängliche Größe bei $t = 0$ ist. Aus dem zeitlichen Verlauf der Expansion kann die Temperatur T der Wolke durch Anpassung an die Daten der Bilderserie bestimmt werden. Für grosse Zeiten t besteht eine lineare Abhängigkeit zwischen der Breite der Dichteverteilung und der Zeit.

5.7 Elektrische Feldkonfiguration

Für die Experimente zur Rydberg-Anregung wurden in die Vakuumkammer sowohl eine Mikro-Kanal-Platte (engl. „Micro-channel plate“, MCP) zur Detektion von geladenen Teilchen als auch Feldplatten eingebaut. Diese wurden so um den Bereich der MOT angeordnet, dass die MOT Region gegen elektrische Streufelder von außen abgeschirmt ist. Weiterhin kann mit Hilfe der Elektroden ein homogenes Feld in der MOT-Region erzeugt werden, um die Wechselwirkung von angeregten Rydberg-Atomen mit einem elektrischen Feld zu untersuchen (siehe Abb. 5.11).

In ersten Experimenten wurde festgestellt, dass aus dem Rubidiumdispenser nicht nur Rubidiumatome, sondern auch Ionen und Elektronen emittiert werden, die die Detektion der MCP stören und Rydberg-Atome ionisieren können. Daher wurden vor dem Dispenser zwei Drähte installiert, um eventuell störende Ionen und Elektronen mit elektrischen Feldern absaugen zu können. Weiterhin wurde der gesamte Aufbau in einen Käfig eingebaut, der auf Masse-Potential gelegt werden kann, so dass alle Streufelder abgeschirmt werden können.

Als eine der Feldplatten wird die reflektierende Oberfläche, die auch für die Reflexions-MOT genutzt wird, verwendet. Dazu wurde ein $30 \times 30 \text{ mm}^2$ -Kupferplättchen verwendet, das hochreflektierend poliert und auf der Oberfläche mit Gold bedampft wurde. Um Kurzschlüsse mit den dahinterliegenden MOT-Magnetfeld-Drähten zu verhindern, wurden diese gegen das Plättchen mit $100 \mu\text{m}$ dicker

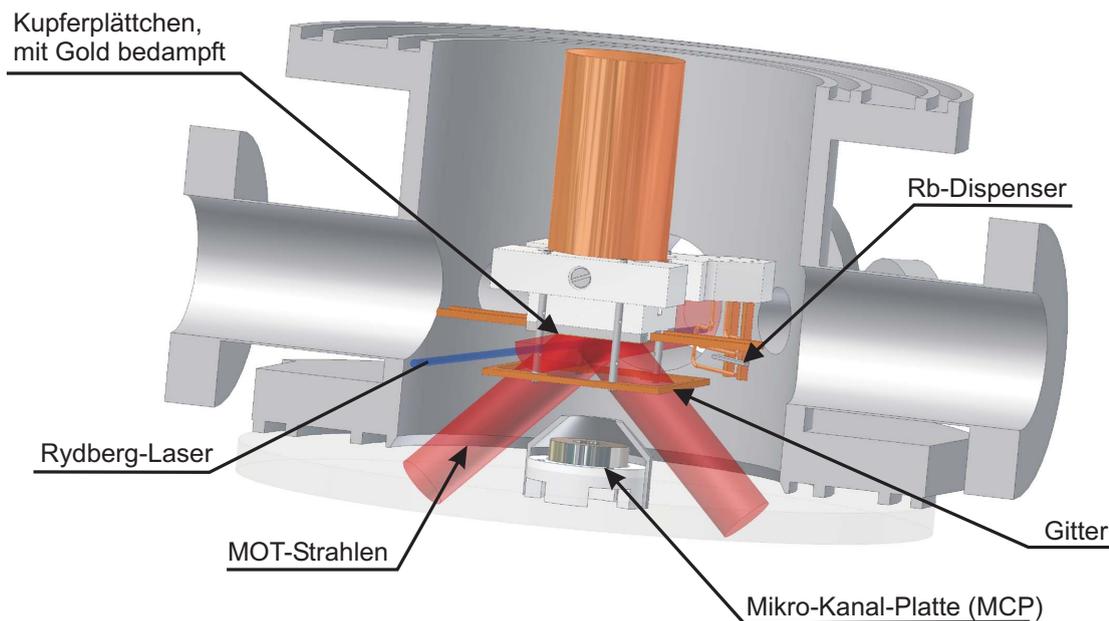


Abbildung 5.11: Schematischer Aufbau der Vakuummutter für die Experimente zur Rydberg-Anregung. Eingezeichnet sind die Feldplatten zum Anlegen eines elektrischen Feldes, die MCP, der Dispenser und die beteiligten Laserstrahlen.

Teflonfolie isoliert. Als Gegenelektrode wurde ein Kupfergitter¹⁶ mit hoher optischer Transmission (85 %) mittels eines leitfähigen UHV-Klebers¹⁷ auf einen Kupferrahmen aufgebracht und in einem Abstand von 10 mm von der Goldoberfläche montiert (siehe Abb. 5.11). Bei der Konstruktion wurde darauf geachtet, dass der optische Zugang sowohl für die Strahlen der MOT als auch für die Detektion und Rydberg-Anregung gewährleistet ist. Eine Berechnung des elektrischen Feldes dieser Konfiguration mit der Simulationssoftware FEMLAB führt bei einem Feld von 1 V/cm zu einem Gradienten des elektrischen Feldes am Ort, an dem die MOT betrieben wird, von 0.1 V/cm^2 und einer Krümmung des Feldes in orthogonaler Richtung zu dem Gradienten von 0.03 V/cm^3 . Zum Schalten der elektrischen Spannungen an den Feldplatten wird ein Hochspannungs-Hochstrom-Hochgeschwindigkeitsschalter der Firma Behlke eingesetzt (HTS-6103 GSM). Die intrinsische Anstiegszeit der Schalter beträgt 60 ns . Wir erhöhen die Anstiegszeit dieses Schalters mittels eines Tiefpasses 2. Ordnung auf $55 \mu\text{s}$. Dabei wurde das Potential des Gitters immer auf Masse Potential gehalten und das Goldplättchen zwischen den gewünschten Spannungen, z.B. zur Feldionisation der Rydberg-Atome, geschaltet. Dieses elektrische Feld zwischen den Platten wird weiterhin dafür genutzt, die nach der Feldionisation erzeugten Ionen in die Richtung der MCP zu beschleunigen.

¹⁶SPI Fine Grid Mesh, 02199C-AG

¹⁷EPOTek H35-175MP

5.8 Mikro-Kanal-Platte (MCP)

Zur Detektion der angeregten Rydberg-Atome werden diese zunächst durch ein elektrisches Feld ionisiert. Die erzeugten Ionen werden dann in demselben Feld zur MCP hin beschleunigt und dort detektiert. Dazu wurde in diesem Experiment eine MCP der Firma EI Mul verwendet (Typ B012VA, erhältlich in Deutschland über Fa. Tectra, siehe auch [102]). MCPs sind effektive Verstärker zum Nachweis von Elektronen oder Ionen. Sie bestehen aus 0.5 mm dicken Bleiglasplatten, die mit 10^6 $10\ \mu\text{m}$ breiten Kanälen durchsetzt sind. Zwischen Vorder- und Rückseite der MCP liegt eine Spannungsdifferenz von einigen tausend Volt an. Trifft ein geladenes Teilchen in einen der Kanäle, so löst es dort aus den Wänden der Kanäle Sekundärelektronen aus, die in Richtung Rückseite der MCP beschleunigt werden. Dies führt zu einer Verstärkung der einfallenden Teilchen in einer Lawine. Da für die durchgeführten und die geplanten Experimente keine räumliche Auflösung der Detektion nötig ist, werden die resultierenden Elektronen hinter der Bleiglasplatte mit einer einfachen Anode aufgefangen, das Elektronensignal wird ausgelesen und anschließend weiter verstärkt (Details hierzu finden sich in Anhang F). Die hier verwendete MCP ist in Chevron-Konfiguration angeordnet, was bedeutet, dass zwei einzelne Bleiglasplatten hintereinander angeordnet werden, um das Signal noch weiter zu verstärken.

Einzelne Hintergrund-Pulse der MCP entstehen zum einen dadurch, dass an der Oberseite der MCP aus der leitenden Oberfläche einzelne Elektronen ausgelöst werden, in einen der Kanäle „fallen“ und dabei einen MCP-Puls auslösen. Weiterhin entstehen Hintergrundereignisse durch freie Ionen in der Kammer, die durch elektrische Felder auf die MCP beschleunigt werden. Die Pulsflächen solcher Ereignisse sind unterschiedlich, weil jedes detektierte Teilchen verschieden auf die MCP auftrifft und verstärkt wird, was in einer Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Pulsfläche resultiert. Eine solche Wahrscheinlichkeitsverteilung dieser Pulse ist in Abb. 5.12 a) zu sehen. Die MCP wurde bei einer Spannung von -2 kV betrieben. Über einen Zeitraum von vielen Sekunden wurden MCP-Signale detektiert und dabei ein elektrisches Feld von 300 V/cm zwischen Plättchen und Gitter angelegt. Dies ist die gleiche Situation wie bei der Detektion der ionisierten Rydberg-Atome. Die mittlere Pulsfläche eines Einzelpulses wurde so zu $1.5 \cdot 10^{-7}$ Vs bestimmt, was eine Strom-Spannung Konversion und die Nachverstärkung beinhaltet (siehe Anhang F). Das Spektrum ist dabei nach unten abgeschnitten, da für kleine Pulsflächen die Signale nicht mehr vom Hintergrundrauschen der Detektion getrennt werden konnten.

Dieselbe Messung wurde für verschiedene elektrische Felder zwischen 0 und 700 V/cm durchgeführt. Die mittlere Pulsfläche, die aus verschiedenen Pulshöhenspektren gewonnen wurde, ist in Abb. 5.12 b) gegen das elektrische Feld aufgetragen. Sie steigt dabei mit steigendem elektrischen Feld an. Dies ist dadurch zu begründen, dass mit steigendem Feld die kinetische Energie der Ionen, die auf der MCP ankommen, erhöht ist und dadurch beim ersten Auftreffen mehr Elektronen ausgelöst werden, die dann weiter verstärkt werden. Die mittlere Pulsfläche erhöht sich von $1.05 \cdot 10^{-7}$ Vs bei 0 V/cm auf $2.07 \cdot 10^{-7}$ Vs bei 700 V/cm.

Zur Eichung des Verhältnisses zwischen MCP-Signal zur realen im Experiment erzeugten Ionenzahl wurde ein Laserpuls oberhalb der durch ein angelegtes elektrisches Feld abgesenkten Ionisationschwelle in die MOT eingestrahlt und dabei die MOT-Verluste mittels Fluoreszenzdetektion aufgenommen. Parallel dazu wurde das MCP-Signal aufgezeichnet. Bildet man nun das integrierte MCP-Signal, so erhält man einen Signalgang wie in Abb. 5.13 gezeigt. In einem ersten schnellen Anstieg (erste ca. 200 ms) werden die Atome ionisiert und damit aus der MOT entfernt. Durch das angelegte Feld werden die Ionen in Richtung der MCP beschleunigt und als Signal dort detektiert. Aus dem Hintergrundgas nachgeladene Atome werden anschließend beim Durchqueren des Ionisationstrahles sofort ionisiert. Die Dynamik einer MOT kann allgemein unter Annahme

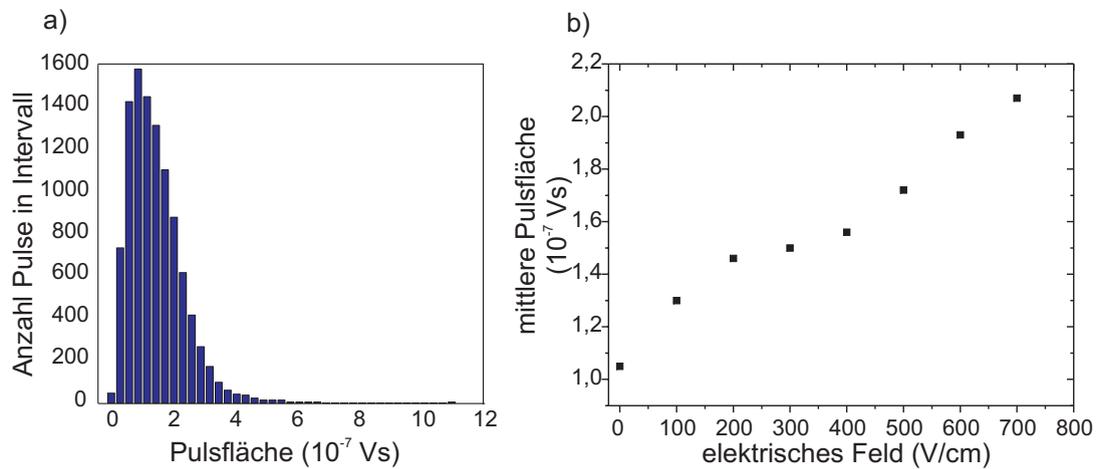


Abbildung 5.12: MCP-Pulshöhenspektrum bei einer MCP-Spannung von -2 kV. a) Aufgetragen ist die Anzahl der detektierten Pulse in einem Intervall von $2,5 \cdot 10^{-6}$ Vs bei einem elektrischen Feld von 300 V/cm zwischen Plättchen und Gitter. Die mittlere Pulsfläche beträgt $1,5 \cdot 10^{-7}$ Vs. Das Spektrum ist bei kleinen Pulsflächen abgeschnitten, da solche Pulse nicht mehr vom Hintergrundrauschen der Detektion getrennt werden konnten. b) Mittlere Pulsfläche aufgetragen gegen das angelegte elektrische Feld. Mit steigendem elektrischen Feld steigt auch die mittlere Pulsfläche durch die höhere kinetische Energie der Ionen beim Auftreffen auf die MCP.

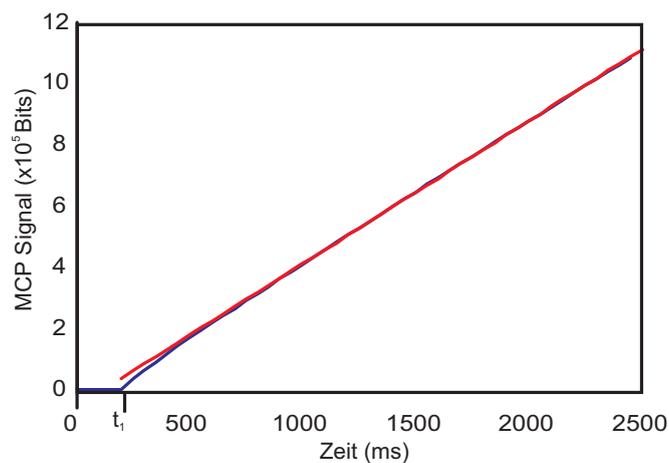


Abbildung 5.13: Integriertes MCP-Signal (blau) in Abhängigkeit von der Zeit. Zum Zeitpunkt t_1 wird der Ionisationslaser eingeschaltet. In einem ersten Anstieg wird die MOT entleert, anschließend werden nachgeladene Atome ionisiert, und es stellt sich ein Gleichgewicht ein. Dieser Anstieg wurde linear angepasst (rot).

vernachlässigbarer Zwei-Körper-Verluste und Rekombinationsprozesse beschrieben werden durch

$$\frac{dN}{dt} = -(\Gamma_{\text{Ion}}(t) + \gamma)N + R_L, \quad (5.7)$$

wobei N die Atomzahl, Γ_{Ion} die Verlustrate durch Ionisation, R_L die Laderate und γ die Hintergrundverlustrate sind. Nachdem die MOT zunächst durch den Ionisationslaser entleert wurde, stellt sich ein Gleichgewichtszustand zwischen nachgeladenen und ionisierten Atomen ein, daher $\frac{dN}{dt} = 0$. Es gilt also nach entleerter MOT

$$0 = -(\Gamma_{\text{Ion}}(\infty) + \gamma)N_{\text{Off}} + R_L. \quad (5.8)$$

Die Laderate R_L kann gemessen werden, indem die Ladekurve der MOT sowohl bei eingeschaltetem als auch bei ausgeschaltetem Ionisationslaser aufgenommen wird. Hierzu wird der erste lineare Anstieg der Ladekurve, in dem die Atomzahl nur durch R_L bestimmt wird, linear angepasst. Die sich daraus ergebende Laderate ist für beide Fälle im Rahmen der Messunsicherheit identisch. Ohne eingeschalteten Ionisationslaser kann aus der Ladekurve der MOT die Verlustrate γ bestimmt werden. Es wird davon ausgegangen, dass die Verlustrate γ unabhängig von der Anwesenheit des Ionisationslasers ist. Aus dem MOT-Zerfall kann die Anzahl der verbleibenden Atome N_{Off} bestimmt werden. Aus diesen Daten kann dann die Ionisationsrate $\Gamma_{\text{Ion}}(\infty)$ gemäß

$$\Gamma_{\text{Ion}}(\infty) = \left(\frac{R_L}{N_{\text{Off}}} - \gamma \right) \quad (5.9)$$

berechnet werden.

Der Verlustrate der MOT-Atomzahl im Gleichgewichtszustand ist durch $\Gamma_{\text{Ion}}(\infty) \cdot N_{\text{Off}}$ gegeben. Dies ist genau die Rate der erzeugten Ionen. Hiermit kann nun durch den Vergleich der mittels Fluoreszenzabbildung ermittelten Atomzahlverluste der MOT- und der MCP-Daten der Kalibrierungsfaktor K_{cal} bestimmt werden, der es erlaubt, das MCP-Signal in reale Ionenzahlen N_{Ion} umzurechnen:

$$N_{\text{Ion}} = K_{\text{cal}} \cdot A_{\text{MCP}}. \quad (5.10)$$

A_{MCP} ist dabei die aus dem MCP Signal erhaltene Pulsfläche. Diese Kalibrationsmessung wurde für verschiedene Ionisationsfelder zwischen 300 V/cm und 600 V/cm durchgeführt. Hiermit folgt für $K_{\text{cal}} = 3 \cdot 10^{-9}$ Atome/Vs. Mit der gemessenen mittleren Pulsfläche von $1.5 \cdot 10^{-7}$ Vs pro Einzelereignis führt dies zu einer Detektionseffizienz der Ionen von 2 %.

Eine mögliche Begründung für diese geringe Effizienz ist, dass die Ionen durch zwei Gitter hindurchfliegen müssen, wobei das erste Gitter eine optische Transmission von 85 % und das zweite Gitter eine optische Transmission von 63 % hat. Nach Herstellerangaben liegt die offene Fläche der MCP, auf der ein Signal detektiert werden kann, bei 55 %. Die sollte zu einer Detektionseffizienz von 29 % führen. Ein Grund für den Unterschied zwischen der gemessenen und erwarteten Effizienz, könnte dadurch begründet sein, dass die optische Transmission der Gitter nicht identisch ist mit der Transmission der geladenen Teilchen durch die auf einem Potential liegenden Gitter. Dadurch könnte sich das Verhältnis zwischen erzeugten und auf der MCP ankommenden Ionen verringern. Die Detektionseffizienz einer MCP ist für Ionen mit einer Energie im Bereich von 0.3-3.0 keV typischerweise nur durch die offene Fläche der MCP begrenzt. Da in diesem Experiment die Energie der Ionen an der unteren Grenze liegt, könnte sich auch dadurch die Detektionseffizienz der MCP selbst verringern.

In einer analogen Messung, bei der nicht die bei der Ionisation entstehenden Ionen, sondern die Elektronen detektiert wurden, wurde die Detektionseffizienz zu 0.38 % bestimmt [103].

6 Experimentelle Untersuchungen von MOT und Magnetfalle

In diesem Kapitel werden grundlegende Experimente zum Betrieb einer MOT und einer Magnetfalle in Drahtfallenkonfiguration vorgestellt. Dabei werden die grundlegenden Eigenschaften des neu aufgebauten Gesamtsystems in Bezug auf weiterführende Experimente untersucht. Zur Präparation einer ultrakalten Wolke werden ^{87}Rb -Atome aus einem Dispenser emittiert und in die MOT geladen. Hierbei werden zunächst die Eigenschaften und das Ladeverhalten der MOT in Abhängigkeit vom Heizstrom des Dispensers diskutiert. Zum weiteren Kühlen der Atome nach der MOT-Phase wird dann auf das Prinzip der verstimmtten MOT eingegangen, und es werden dazu Daten präsentiert. Abschließend werden dann der Transfer der vorgekühlten Atome in die Z-Magnetfalle und Untersuchungen zur Lebensdauer der Atome in der Magnetfalle vorgestellt.

6.1 Spiegel-MOT

Im vorliegenden Experiment ist die MOT als Spiegel-MOT ausgelegt, bei der 4 Laserstrahlen zur Kühlung benötigt werden, von denen zwei an einem Spiegel retroreflektiert werden. Das für die Spiegel-MOT benötigte Quadrupol-Magnetfeld wird, wie in Kapitel 3 vorgestellt, durch die Überlagerung des Magnetfeldes des U-förmig gebogenen Drahtes und eines externen Feldes erzeugt. Der zirkular polarisierte MOT-Strahl parallel zur Oberfläche wird von der Pumpenseite her in die Vakuumkammer (siehe Abb. 5.2) eingestrahlt und nach Durchgang durch die Vakuumkammer an der Vorderseite mittels eines 0° -Spiegels nach zweifachem Durchgang durch eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte retroreflektiert. Die anderen beiden Strahlen werden wie bei der Beschreibung in Kapitel 5 von unten unter einem Winkel von 45° in die Kammer eingestrahlt und von einem innerhalb der Vakuumkammer eingebauten Gold-Plättchen reflektiert. Alle Strahlen werden dabei am Nullpunkt des Quadrupolmagnetfeldes überlagert. Als Strom im U-Draht wurde typischerweise 20 A gewählt. Bei diesem Strom übersteigt auch bei kontinuierlichem Betrieb der MOT die außerhalb der Vakuumkammer gemessene Temperatur des Drahtes 50°C nicht. Das benötigte externe homogene Magnetfeld in x-Richtung zur Erzeugung des Quadrupolfeldes wurde zu 0.52 mT gewählt. Weiterhin wurde ein Magnetfeld in z-Richtung von 0.72 mT angelegt, um den Nullpunkt des Quadrupolfeldes und damit die Position der MOT in der Mitte über dem Goldplättchen zu positionieren. Mit diesen Werten folgt für den Quadrupol ein mittlerer Gradient von 1.35 mT/cm in der Nähe des Magnetfeldnullpunktes. Der Abstand der MOT zur Oberfläche beträgt damit 3.7 mm. Die Verstimmung des Lasers wurde typischerweise 1.5Γ rotverstimmt gegen den atomaren Übergang gewählt.

6.1.1 Laden mit einem Dispenser

Zum Test des zeitlichen Verhaltens der Atomzahl in der MOT wurde diese für verschiedene Dispenserströme geladen und dabei die Fluoreszenz mit einer kalibrierten Photodiode detektiert. Zu einem Zeitpunkt $t = 0$ wurde der Dispenserstrom für 10s angeschaltet, wobei in den Messungen

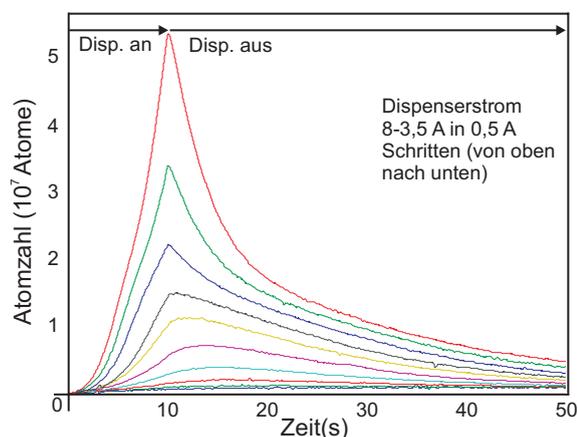


Abbildung 6.1: Laden der MOT aus einem gepulsten Dispenser. Zum Zeitpunkt $t=0$ wird der Strom auf 3,5–8 A für 10 s gesteigert. Danach wird der Dispenser abgeschaltet und die MOT-Atomzahl für weitere 40 s detektiert. Mit steigendem Dispenserstrom steigt wie erwartet die MOT-Atomzahl.

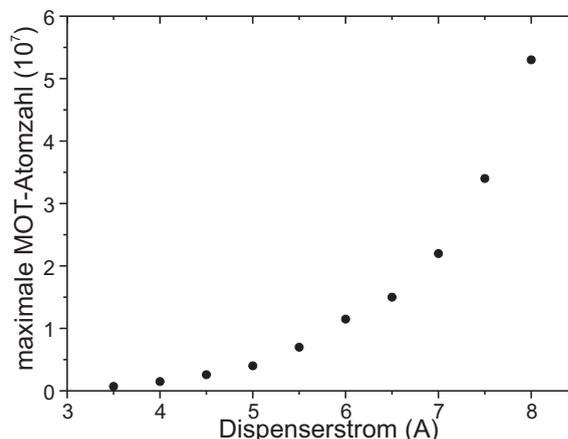


Abbildung 6.2: Aus den Daten von Abb. 6.1 gewonnene maximale Atomzahl in der MOT in Abhängigkeit vom Heizstrom des Dispensers. Die MOT-Atomzahl zeigt dabei eine exponentielle Abhängigkeit vom Heizstrom des Dispensers.

der Strom zwischen 3,5 A und 8 A variiert wurde (siehe Abb. 6.1). Für einen Strom von 3,5 A konnten keine Atome in der MOT beobachtet werden. Ab einem Dispenserstrom von 4 A kann dann ein Laden der MOT mit einer kleinen Endatomzahl beobachtet werden, die kontinuierlich mit dem Dispenserstrom ansteigt und einen maximalen Wert von $5,3 \cdot 10^7$ Atomen in der MOT bei einem Strom von 8 A erreicht. Die maximal erreichbare Atomzahl in der MOT in Abhängigkeit vom Dispenserstrom wurde aus den in Abb. 6.1 gezeigten Daten extrahiert und ist in Abb. 6.2 aufgetragen. Die MOT-Atomzahl in Abhängigkeit vom Dispenser-Heizstrom zeigt dabei einen exponentiell ansteigenden Verlauf. In anderen Experimenten konnte eine Emissionsschwelle des Dispensers von 2,7 A Heizstrom beobachtet werden [104, 105]. Der hier gemessene höhere Wert ist damit zu begründen, dass bei solch kleinem Strom die Laderate in die MOT zu gering ist und daher keine Fluoreszenz der Atome beobachtet werden kann.

Nach 10 s wird der Heizstrom abgeschaltet und die MOT-Atomzahl für weitere 40 s detektiert. Die reine Lebensdauer der MOT sollte bei dem in der Vakuumkammer gegebenen Hintergrundgasdruck bei einigen Sekunden liegen. Daher ist die Atomzahl der MOT nach Abschalten des Dispenserstroms maßgeblich durch Nachladen von weiterhin aus dem noch heißen Dispenser abgegebenen Rubidium bestimmt. Nach einer längeren Zeitspanne von 1 bis 5 Minuten sind dann keine Atome mehr in der MOT zu beobachten. Der einzige thermische Kontakt des Dispensers nach außen ist durch die Zuleitungs-Drähte aus Kupfer gegeben, die mit einem Durchmesser von 1,4 mm nur eine geringe Wärmemenge abtransportieren, was zu der relativ langen Abkühlzeit des Dispensers führt. Unter der Annahme, dass die im Dispenser gespeicherte Wärmemenge bei Abschalten des Heizstroms durch die Zuleitungen abtransportiert wird, kann die Abkühlzeit, also die Zeit, bis seine Temperatur auf $1/e$ abgefallen ist, abgeschätzt werden. Das System kann dabei als RC -Kreis angesehen werden, mit der Wärmekapazität C des Dispensers und dem Wärmewiderstand R der Zuleitungen [106]. Unter der Annahme, dass der Dispenser ein Gewicht von 5 g hat und hauptsächlich aus Stahl besteht, folgt damit $\tau = RC = 391$ s. Ob der Dispenser nach dieser Zeit aufhört, Rubidium abzugeben, hängt davon ab, wie weit die Anfangstemperatur über der Grenztemperatur zur Emission lag. Die zeitliche Größenordnung dieser Abschätzung passt in jedem Fall sehr gut zu den experimentellen Beobachtungen.

Im Verlauf der verschiedenen Experimente wurde der Dispenser im kontinuierlichen oder im gepulsten Betrieb verwendet. Der kontinuierliche Betrieb führt im Verlaufe der Zeit zu einer Kontamination des Vakuums, da so permanent Rubidium mit einem hohen Dampfdruck in der Vakuumkammer deponiert wird, das nur langsam abgepumpt werden kann. Im Dauerbetrieb führt ein Strom durch den Dispenser von 4.5 A zu einer Gleichgewichtsatomzahl in der MOT von $4 \cdot 10^6$ Atomen.

Um Kontaminationen zu vermeiden, wurde der Dispenser in den experimentellen Sequenzen zu meist gepulst betrieben. Er wurde dabei kontinuierlich bei Strömen unterhalb der Emissionsschwelle geheizt, damit er beim Einschalten schnell seine Betriebstemperatur erreicht. Sollte Rubidium in der Kammer emittiert werden, wurde der Strom für 5 s auf einen Strom von 7 A erhöht und der Dispenser dann wieder auf den Ruhestrom zurückgefahren. Nach Abschalten des Dispensers wurde weitere 5 s gewartet, bis der Dispenser etwas abgekühlt war, dann wurde die weitere experimentelle Sequenz, z.B. mit dem Laden der Atome in die Magnetfalle fortgesetzt.

6.1.2 Verstimzte MOT

Die zu erreichende Endtemperatur T der Atome hängt sowohl bei der Melassenkühlung [21] als auch bei einer MOT [22] von der Verstimzung $\delta = \omega_L - \omega_0$ der Laser gegen den atomaren Übergang und der Intensität I der Lasers gemäß $T \propto I/\delta$ ab. Das bedeutet, dass kleinere Temperaturen durch weites Verstimmen der Laser und kleine Laserintensitäten zu erreichen sind. Kleine Intensitäten, bzw. große Verstimzungen reduzieren jedoch auch die rückstellenden Kräfte auf die Atome in der MOT, was zu einer kleineren Atomzahl führt. Im Experiment wurden die Parameter auf maximale Atomzahl optimiert. Zum weiteren Kühlen der Atome wurde jedoch nach dem gepulsten Laden ein verstimzter MOT-Schritt eingeführt. Hierbei wird am Ende der MOT-Phase mit angeschaltetem MOT-Magnetfeld die Frequenz des MOT-Lasers mittels eines AOMs in einer linearen Rampe auf eine größere Verstimzung verändert. Dabei sinkt auch die Intensität der Strahlen, da die Beugungseffizienz des AOMs für weite Verstimzungen sinkt. In Abb. 6.3 ist das Verhalten der Temperatur T_x und T_y der Atomwolke in zwei Richtungen gegen die Endverstimzung aufgetragen. Dabei wird nach dem Laden der MOT die Verstimzung in einer linearen Rampe mit verschiedenen Steigungen verfahren und anschließend die Temperatur der Wolke mittels der „Time of flight“-Methode bestimmt. Die Anfangstemperatur der MOT beträgt ca. $T_x=320 \mu\text{K}$ in einer Achse und $T_y=400 \mu\text{K}$ in der anderen Achse und wird innerhalb der Zeit des Rampens auf Temperaturen von ca. $50 \mu\text{K}$ in beiden Achsen abgekühlt. Die um etwa 20 % unterschiedliche Temperatur in den beiden Achsen x und y am Ende der MOT Phase ist vermutlich dadurch zu begründen, dass die Atomwolke keine vollkommen runde Form hat, sondern leicht elliptisch mit einem Achsenverhältnis von 1:1.1-1:1.2 ist. Dadurch unterscheidet sich die optische Dichte der Wolke in den beiden Achsen leicht, was zu einem unterschiedlichen Verhältnis zwischen der Kühlung durch den Kühllaser und den Heizprozessen durch reabsorbierte Photonen führt und sich somit in den unterschiedlichen Temperaturen niederschlägt. Durch die Verstimzung des Kühllasers am Ende der MOT Phase nimmt die Transparenz der Wolke zu. Damit stellt sich dann eine isotrope Temperatur in beiden Achsen ein. Dieser Effekt wurde für eine deutlich größere MOT ebenfalls schon beobachtet [42]. Da die Endtemperatur weit unterhalb der Dopplertemperatur liegt, kann davon ausgegangen werden, dass es sich bei dem Kühlprozess um Polarisationsgradientenkühlung handelt. Die Geschwindigkeit der Rampe spielt bei dem Kühlprozess eine eher untergeordnete Rolle. Für schnelles Verstimmen, also grosse Steigungen ändert sich die Atomzahl der MOT von $1.5 \cdot 10^7$ Atomen nicht signifikant. Die Dichte bleibt ebenfalls quasi konstant bei ca. $6 \cdot 10^9$ Atomen/cm³, der Radius der Wolke liegt bei 500-600 μm . Für kleinere Steigungen nimmt die Dichte und Atomzahl zum Ende der Sequenzen deutlich ab, da die verstimzte MOT-Phase zu lange dauert und die Atome währenddessen durch die Lichtkräfte nicht mehr gehalten werden

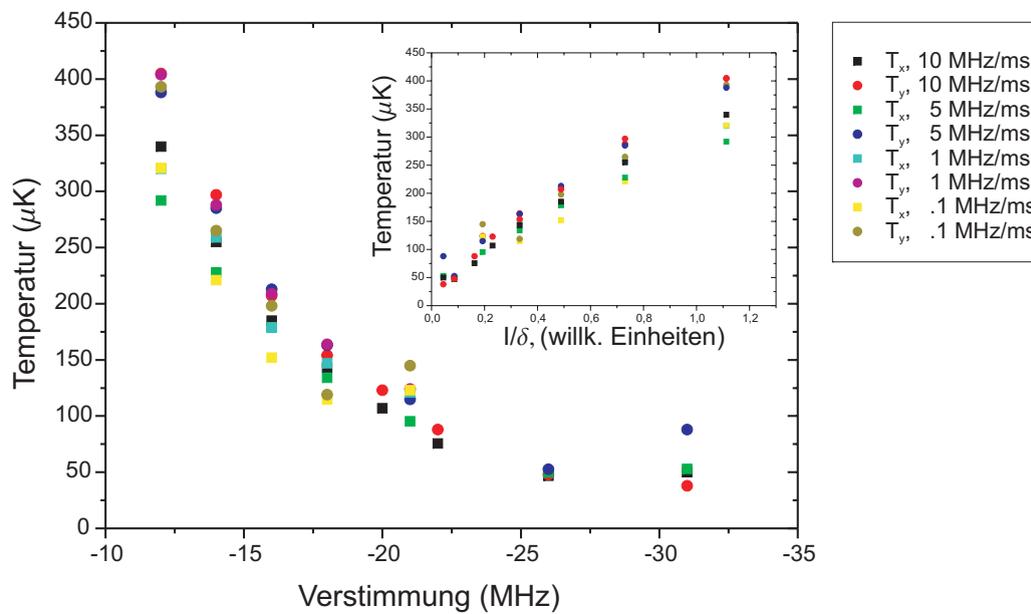


Abbildung 6.3: Kühlen der MOT in einer verstimmten MOT-Phase mit den Temperaturen T_x und T_y für die beiden Richtungen x und y. Durch Änderung der Verstimmung des Kühl lasers in einer linearen Rampe mit einer Steigung zwischen 10 MHz/ms und 500 kHz/ms werden die Atome gekühlt. Zu Beginn der Rampe ist die Temperatur zunächst unterschiedlich in den beiden Richtungen, während sie sich während des Kühlprozesses in beiden Richtungen angleicht. Die erreichbare Endtemperatur ist nahezu unabhängig von der Steigung der Rampe. Der Inset oben rechts zeigt dieselben Daten mit der Temperatur aufgetragen gegen I/δ . Die lineare Abhängigkeit ist eindeutig zu erkennen.

können. Der Inset in der rechten oberen Ecke des Bildes zeigt dieselben Daten aufgetragen gegen I/δ . Die lineare Abhängigkeit der Temperatur von I/δ ist für kleine Werte eindeutig zu erkennen. In verschiedenen Experimenten wird am Ende der MOT-Phase noch eine Melassenkühlung durchgeführt (siehe z.B. [107]). Hierbei wird das Quadrupol-Magnetfeld abgeschaltet und die Wolke nur mittels Doppler- bzw. Polarisationsgradientenkühlung weiter gekühlt [108]. Hierfür ist jedoch eine sehr gute Kompensation der Magnetfelder und sehr gutes Gleichgewicht in der Intensität der MOT-Strahlen nötig. Dies ist im vorliegenden Experiment jedoch schwer zu realisieren, da die Rückreflexion der MOT-Strahlen an dem Goldplättchen zu einer unsymmetrischen Verteilung der Intensitäten in den MOT-Strahlen führt. Daher wurde auf eine Melasse-Phase verzichtet. Es ist jedoch auch nicht davon auszugehen, dass mit der Melasse-Kühlung Temperaturen erreicht werden könnten, die weit unter der Temperatur liegen, die mit der Verstimmung der Kühl laser am Ende der MOT Phase erreicht werden.

In der experimentellen Sequenz werden die Atome zunächst mit gepulstem Dispenser bei einem Dispenserstrom von 7 A für 5 s in die MOT geladen. Nach 5 s Wartezeit zum Abkühlen des Dispensers werden die Atome dann von der Position, an der die MOT geladen wird, in 20 ms von einem Abstand von der Ladeposition (3.7 mm Abstand von der Oberfläche) bei angeschalteten Kühl lasern auf einen Abstand von 2.7 mm an die Oberfläche herangezogen, indem das von außen angelegte Feld von 0.6 mT auf 0.9 mT erhöht wird. Dieser Transfer wird durchgeführt, da die Position der Magnetfalle näher an der Oberfläche liegt und zum Umladen die beiden Positionen überlappt werden müssen. Weiterhin wurde ein Kupferplättchen zwischen dem Dispenser und die Magnetfallenregion eingebaut, sodass die MOT zuerst vor dem Dispenser geladen werden kann und dann nach dem Laden hinter das Plättchen gezogen wird, um aus der direkten Blickrichtung des Dispensers während der Magnetfallenphase zu verschwinden. Hiermit soll verhindert werden,

dass die Lebensdauer der Magnetfalle begrenzt wird durch direkte Stöße der aus dem Dispenser emittierten Atome mit den schon in der Magnetfalle gefangenen. An dieser Position wird die verstimmte MOT-Phase durchgeführt, indem in 6 ms die Verstimmung der MOT-Laser von -1.5Γ auf -4.8Γ Rotverstimmung erhöht wird. Zu diesem Zeitpunkt hat die MOT eine typische Atomzahl von $1.5 \cdot 10^7$ Atomen bei einer Temperatur von $50\mu\text{K}$. Von diesem Startpunkt aus werden die Atome dann in die Magnetfalle transferiert.

6.2 Magnetfalle

Als Magnetfallenkonfiguration wird die in Kapitel 5.3 vorgestellte Z-förmige Drahtfalle verwendet. Der verwendete Draht hat im inneren Teil eine mittlere Länge von 11 mm. Mit diesem Wert als Grundlage wurden die Berechnungen durchgeführt, bei denen weiterhin von einem infinitesimal dünnen Leiterquerschnitt ausgegangen wird. Abweichungen von den so berechneten Magnetfeldkonfigurationen können auftreten, da der Draht ein ausgedehntes Gebilde mit einem endlichen Querschnitt ist [71]. Der maximale in den Experimenten verwendete Strom im Draht beträgt 56 A. Dieser Maximalstrom wurde während der Experimente jeweils nur wenige Sekunden geschaltet und sorgt in dieser Zeitspanne für ein Aufheizen des Drahtes, was sich aber in keiner Verschlechterung des Vakuums bemerkbar macht. Durch die verschiedenen Spulen, die um die Kammer installiert sind, können sowohl das externe Feld für die Z-Magnetfalle als auch weitere Felder zum Einstellen des Offsets der Magnetfalle angelegt werden.

6.2.1 Transfer in die Z-Magnetfalle und Kompression der Falle

Nach der MOT-Phase befinden sich die Atome des Ensembles zunächst über alle fünf magnetischen m_F Unterzustände des $5S_{1/2}(F=2)$ -Zustandes verteilt. Von diesen Zuständen sind jedoch nur die beiden schwachfeldsuchenden Zustände magnetisch fangbar ($|F=2, m_F=1\rangle$ und $|F=2, m_F=2\rangle$). Um die maximale Anzahl von Atomen in die Magnetfalle zu transferieren, wurden während des Umladens die Atome in den richtigen magnetischen Unterzustand gepumpt. Für diesen Pumpprozess wird ein σ^+ polarisierter Laserstrahl auf dem $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=2)$ -Übergang eingestrahlt. Dadurch werden die Atome bei geeigneter Wahl des Magnetfeldes in den doppelt spinpolarisierten Zustand $|F=2, m_F=2\rangle$ gepumpt. Dies geschieht im vorliegenden Experiment, indem der Umpumplaser während des Anschaltens der Magnetfalle entlang der langen Magnetfallenachse für 3 ms mit einer Leistung von $260\mu\text{W}/\text{cm}^2$ eingestrahlt wird. Während dieser Zeitspanne sind die Atome in der Nähe des Magnetfeldminimums zum Pumpen ausgerichtet, während sie an anderen Punkten des Magnetfeldes außerhalb der Resonanz des Lasers sind. Dieser Pumpimpuls führt unter optimaler Justage des Strahls zu einer Erhöhung der Atomzahl der Magnetfalle um etwa einen Faktor von 2, also etwas weniger als der theoretisch erwartete Wert von 2.5.

Zum Anschalten der Magnetfalle wird der Stromweg von der U-Drahtfallenkonfiguration, die für die MOT benötigt wird, in die Z-Form umgeschaltet. Gleichzeitig wird der Strom im Draht von 20 A auf 56 A und das externe homogene Feld auf 32 G erhöht. Das Feld in z-Richtung wird abgeschaltet, da es während der MOT-Phase nur für die richtige Positionierung der MOT benötigt wird. Das Schalten dieser Felder geschieht auf einer Zeitskala von wenigen ms. Diese Magnetfallenparameter zum Umladen wurden experimentell optimiert. Die mit diesen experimentell ermittelten Werten berechneten Positionen von MOT und Magnetfalle sind dabei nicht gleich, sondern variieren um 1.6 mm, wobei die Position der Magnetfalle näher an der Oberfläche ist als die der MOT. Die berechnete Verschiebung durch die Gravitation beträgt für diese Fallenkonfiguration $60\mu\text{m}$ und ist

damit nicht für die Verschiebung der Position verantwortlich. Da die Verschiebung nicht gemessen, sondern nur aus den Strom- und Magnetfelddaten berechnet wurde, steht zu vermuten, dass die reale Geometrie der Magnetfalle nicht exakt den theoretischen Annahmen entspricht. Dies könnte beispielsweise durch ein in der Nähe der Falle in der Vakuumkammer eingebautes Bauteil, wie eine Schraube, ein Halteplättchen, oder ähnliches passieren, das nicht vollkommen unmagnetisch ist und daher die Magnetfeldgeometrie stört. Der genaue Grund für die unterschiedlichen Positionen konnte jedoch nicht abschließend geklärt werden.

Die mit diesen Parametern erzeugte Falle hat berechnete Fallenfrequenzen von $13 \text{ Hz} \times 60 \text{ Hz}$, was also einer elongierten Falle entspricht (zigarrenförmig). Der Gradient gegen die Gravitation beträgt 6 mT/cm und ist damit deutlich größer als die 1.53 mT/cm , die benötigt werden, um die Atome gegen die Gravitation halten zu können. Der Magnetfallenoffset der Falle beträgt 0.85 mT . Die mit diesen Werten berechnete Tiefe der Magnetfalle beträgt 1.67 mK . Ein Atom geht dann aus der Falle verloren, wenn seine thermische Energie hoch genug ist, dass es innerhalb der Falle Punkte erreichen kann, an denen keine rücktreibenden Kräfte mehr wirken. Um dies zu berücksichtigen, wird ein Abschneideparameter η eingeführt, der das Verhältnis zwischen Fallentiefe und maximaler thermischer Energie der in der Falle verbleibenden Atome beschreibt. Typisch sind dabei Verhältnisse von $\eta=5-7$. Die hier vorgestellte Falle sollte daher also noch Atomwolken mit einer Temperatur von mindestens $238 \mu\text{K}$ halten können.

Zum optimalen Transfer der Atome von der MOT in die Magnetfalle sollte sich die Phasenraum-dichte der Atome nicht verringern. Hierzu muss die Falle an die thermische Verteilung der Atome nach der MOT-Phase angepasst werden. Nach [60] sind die idealen Parameter für das Umladen der Atome in die Magnetfalle

$$B''_{x,y} = \frac{\kappa_0}{\mu_m} \quad (6.1)$$

und

$$B''_z = B'^2/B_0 = \frac{3\kappa_0}{2\mu_m}, \quad (6.2)$$

mit dem Offsetfeld B_0 , dem Gradienten B' , der Krümmung B'' der Magnetfalle und $\kappa_0 = k_B T / \sigma_0^2$ mit der Temperatur T der MOT und dem Radius σ_0 der Atomwolke. Mit einem Radius der Atomwolke von $500 \mu\text{m}$ und einer Temperatur von $50 \mu\text{K}$ folgt aus den Gleichungen 6.1 und 6.2 für B'^2/B_0 ein idealer Wert von 44.6 mT/cm^2 und für $B''=29.7 \text{ mT/cm}^2$. Aus den experimentell ermittelten Parametern folgen als Wert für die starke Achse der Falle für $B'^2/B_0=42.3 \text{ mT/cm}^2$ (schwache Achse 1.375 mT/cm^2) und $B''=174 \text{ mT/cm}^2$ (schwache Achse $B''=10.2 \text{ mT/cm}^2$). Da einige dieser Parameter durch die Länge des mittleren Drahtsegmentes gekoppelt sind, können die Parameter nicht alle individuell eingestellt werden. Mit diesen Parametern kann die Ausdehnung der Wolke bei einer Temperatur von $50 \mu\text{K}$, wie sie die MOT vor dem Umladen hat, in der Falle berechnet werden. Mit Formel 2.50 führt dies zu Ausdehnungen in der Falle von $\sigma_{x,y}=1.1 \text{ mm}$ und $\sigma_z=5.3 \text{ mm}$. Dies entspricht einem Fallenvolumen von 110 mm^3 . In Abb. 6.4 ist eine Abfolge von drei Aufnahmen gezeigt, die das Laden der Atome von der MOT in die Magnetfalle zeigen. Hierbei wurden jeweils Fluoreszenzaufnahmen von der Atomwolke genommen, wobei die Kamera unter der Vakuumkammer positioniert war. Das linke Bild zeigt die Form der MOT vor dem Umladen, das mittlere Bild 20 ms und das rechte Bild 40 ms nach dem Umladen. Man erkennt die starken Atomzahlverluste von $1.2 \cdot 10^7$ Atomen in der MOT am Anfang zu einer Atomzahl von $1.5 \cdot 10^6$ Atomen 40 ms nach dem Umladen. In der Abfolge der Bilder ist auch zu erkennen, dass sich die Form der Atomwolke nach 20 ms zunächst einer elongierten Falle entsprechend verändert und sie sich dann wieder zusammen zieht. Dies zeugt von einer nicht idealen Modenanpassung von MOT und Magnetfalle. Eine Messung der Temperatur in der Falle nach 500 ms ergibt, dass die Temperatur der Atome in den beiden Richtungen etwa $50 \mu\text{K}$ beträgt. Dies deutet darauf hin, dass die Falle keine Atome halten kann, die heisser sind als diese Temperatur, was etwa einem Faktor 4 weniger

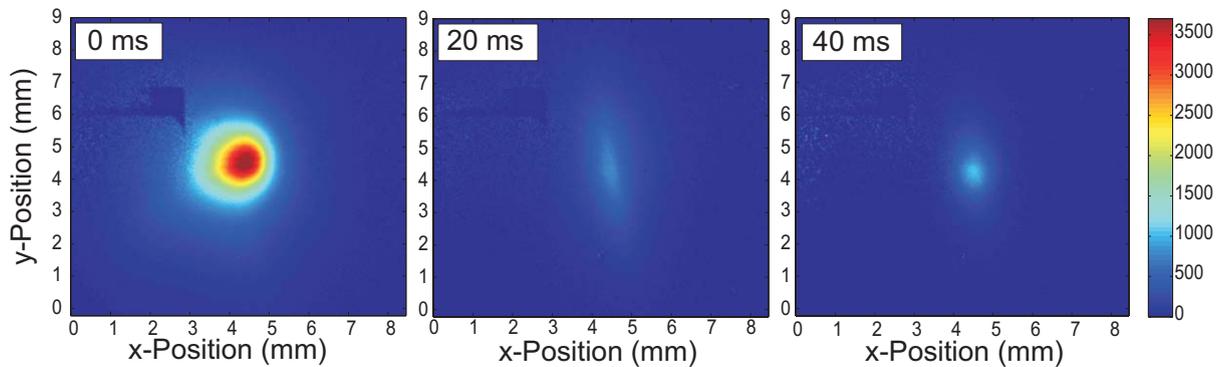


Abbildung 6.4: Transfer der Atome aus der MOT in die Magnetfalle, detektiert mittels Fluoreszenzabbildung der Atome. Auf der linken Seite ist ein Bild der MOT vor dem Transfer gezeigt. Das mittlere und rechte Bild zeigen die Atomwolke 20 ms bzw. 40 ms nach Anschalten der Magnetfalle. Die Farbskala ist ein Maß für die Anzahl der Atome in der Falle. Die starken Atomzahlverluste direkt nach dem Anschalten der Magnetfalle sind klar zu erkennen.

entsprechen würde als die berechnete Fallentiefe. Da die Fallentiefe von Drahtfallen nur durch das externe Feld bestimmt ist, sollte die in der theoretischen Berechnung nicht berücksichtigte reale Stromverteilung im Draht keinen Einfluss auf den berechneten Wert der Fallentiefe haben. Die typische Temperatur der MOT vor dem Umladen entspricht der Temperatur, bei der die Magnetfalle Atome noch speichern kann. Es ist daher zu vermuten, dass sich beim nicht idealen Umladen das Atomensemble aufheizt, die Atome aus der Falle verdampfen und daher verloren gehen. Als Verlustprozess beim Umladen kann ausgeschlossen werden, dass sich zu viele Atome im falschen m_F -Unterzustand befinden, da das Umpumpen der Atome den zu erwartenden Effekt zeigt. Der genaue Grund für diese starken Verluste konnte nicht abschließend geklärt werden. Insgesamt konnte eine maximale Umladeeffizienz von 15 % erreicht werden.

Die Kompression der Magnetfalle zur Erhöhung der Fallenfrequenz und damit des Einschusses der Atome erfolgt bei Z-Fallen durch Erhöhung des externen Magnetfeldes. Dabei ändert sich nicht nur die Fallenfrequenz der Falle, sondern auch ihre Position wandert näher zum Draht hin, was zu Atomzahlverlusten durch Stöße der Atome mit der vor dem Draht befindlichen Oberfläche führen kann. Abbildung 6.5 zeigt die Atomzahl in der Magnetfalle in Abhängigkeit von der Kompression der Falle durch das externe Feld. Hierbei wurden die Atome zunächst in die Magnetfalle geladen. Für ein anfängliches externes Magnetfeld von 3.35 mT und einen Strom im Draht von 50 A befindet sich die Magnetfalle in einem Abstand von 1.2 mm von der Oberfläche. Die Falle lässt sich durch die Fallenfrequenzen von $14 \text{ Hz} \times 72 \text{ Hz}$ charakterisieren. Die Atomwolke hat dabei eine Ausdehnung in radialer Richtung von $\sigma = 430 \mu\text{m}$. Nach 100 ms Wartezeit in dieser Falle wurde dann das externe Magnetfeld in einer 100 ms langen Rampe erhöht und nach weiteren 100 ms Wartezeit die in der Falle befindliche Atomzahl detektiert. Bei anfänglicher Erhöhung des Feldes auf Werte bis zu 3.7 mT, was einer Annäherung auf bis zu 1 mm von der Oberfläche entspricht, sind keine Atomzahlverluste zu beobachten. Eine weitere Erhöhung des externen Magnetfeldes auf 4.95 mT schiebt die Falle auf $400 \mu\text{m}$ an die Oberfläche heran und erhöht die Fallenfrequenz auf $17 \text{ Hz} \times 155 \text{ Hz}$. Durch die weitere Annäherung an die Oberfläche können die gefangenen Atome mit der Oberfläche kollidieren und werden damit aus der Falle entfernt.

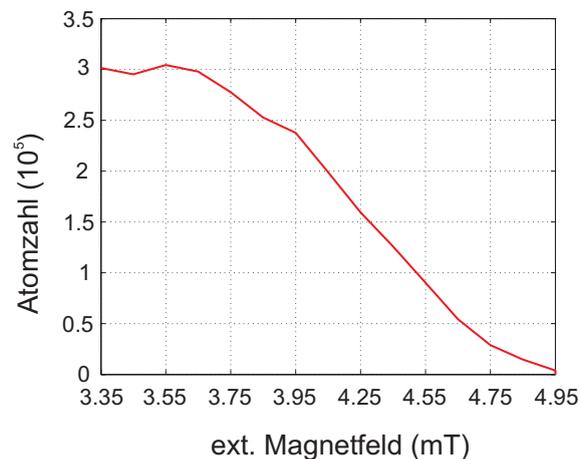


Abbildung 6.5: Atomzahlverluste in der Z-Magnetfalle bei der Kompression durch Erhöhen des externen Magnetfeldes. Die Position des Magnetfallenminimums verringert sich dabei von einem Abstand von 1.2 mm von der Oberfläche bei einem Magnetfeld 3.35 mT auf einen Abstand von 0.4 mm bei einem Magnetfeld von 4.95 mT. Die Atomzahl verringert sich bei der Annäherung durch Kollisionen der Atome mit der Oberfläche.

6.2.2 Lebensdauer der Atome in der Z-Magnetfalle

Die Lebensdauer der in einer Magnetfalle gefangenen Atome ist bei kleinen Dichten nur durch Stöße von Hintergrundgasatomen mit in der Falle befindlichen Atomen begrenzt. Zur Untersuchung der Lebensdauer der Atome in der Magnetfalle wurden nach dem Transfer im Sekundenabstand die Atomzahlen mittels Fluoreszenzdetektion und Anpassen der Bilder der Atomwolken mittels einer Gaußfunktion bestimmt (siehe Abb. 6.6). Direkt nach dem Umladen ist ein zunächst starker initialer Zerfall der Population der Atome in der Magnetfalle zu erkennen, der schon im letzten Kapitel diskutiert wurde.

Nach einer Wartezeit von 1 s stellt sich jedoch ein Gleichgewichtszustand ein. Ab diesem Zeitpunkt ist eine nur noch langsame Abnahme der Population zu erkennen. Für die Zeitspanne von 1 bis 5 Sekunden nimmt die Atomzahl auf weniger als den $1/e$ -Anteil der Anfangsatomzahl ab. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die Lebensdauer der Atome in der Magnetfalle länger als 4 Sekunden ist. Ein Anpassen dieser Daten mit einer Exponentialfunktion ist wenig sinnvoll, da dafür die Messdauer zu kurz war. Um ein sinnvolles Anpassen der Daten durchführen zu können, hätte die Messdauer länger als die Lebensdauer der Atome in der Falle sein müssen. Diese Messung wurde jedoch nicht durchgeführt, da während der Magnetfallenphase 56 A durch den Draht flossen und dieser nicht durch zu langes Heizen beschädigt werden sollte. Die hier gemessene untere Grenze der Lebensdauer ist konsistent mit der in Kapitel 5.2 berechneten Lebensdauer, die bei diesem Druck in der Vakuumkammer zu erwarten ist.

6.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Experimente zu einer MOT und einer Magnetfalle in Drahtfallengeometrie vorgestellt. Als Atomquelle zum Laden der MOT wurden dabei thermische ^{87}Rb -Atome aus einem Rubidium-Dispenser emittiert. Die maximale in diesem Aufbau in die MOT geladene Atomzahl betrug $5.3 \cdot 10^7$ Atome bei einem Heizstrom des Dispensers von 8 A.

In den Experimenten wurde eine Gleichgewichtstemperatur der MOT von 300-400 μK beobachtet. Zur weiteren Verringerung der Temperatur wurde eine verstimmte MOT-Phase eingeführt, in

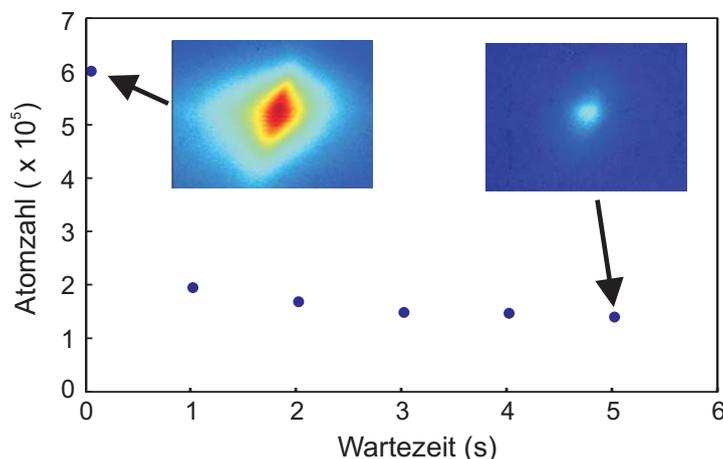


Abbildung 6.6: Messung der Lebensdauer der magnetisch gefangenen Atome. Am Anfang ist ein starker Atomzahlverlust durch Anfangsverluste aus der Falle zu beobachten. Nach dem anfänglichen Verlust sinkt die Atomzahl nur noch langsam (1 s-5 s). Dies ist ein Indiz dafür, dass die Lebensdauer der Atome in der Magnetfalle länger als die Messdauer ist. Die Atomzahl wurde dabei durch Anpassen der Bilder der Atomwolken erhalten.

der die Frequenz der Kühlaser schnell verstimmt wird. Dabei konnte die Temperatur um einen Faktor 6 auf etwa $50 \mu\text{K}$ reduziert werden. In der experimentellen Sequenz wurde der Dispenser typischerweise gepulst bei einem Strom von 7 A betrieben. Dies führt dann in der MOT zu einer Atomzahl von $1.5 \cdot 10^7$ Atomen bei einer Temperatur von $50 \mu\text{K}$. Dies war der Startpunkt zum Umladen der Atome in die Magnetfalle.

Die Magnetfalle ist als Drahtfalle in Z-Konfiguration aufgebaut [23]. Die maximal erreichte Umladeeffizienz in die Magnetfalle betrug 15 %. Diese ist begrenzt durch die Modenanpassung der Form zwischen der MOT und der Magnetfalle. Die $1/e$ Lebensdauer des in der Z-Falle gefangenen Ensembles wurde zu mehr als 4 s bestimmt. Dieser Wert stimmt gut mit der Lebensdauer, die durch den Druck in der Vakuumkammer zu erwarten ist, überein.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass sich der neue Aufbau, bestehend aus Laser- und Vakuumsystem, sowohl für das Fangen von ^{87}Rb in einer MOT als auch zur Speicherung in einer Magnetfalle eignet. Die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates [60] ist mit dieser Z-Magnetfalle auf Grund der geringen Fallenfrequenzen und der zu geringen Anfangsatomzahl nicht möglich.

Um mit dem hier vorgestellten experimentellen Aufbau das Atomensemble weiter bis zur Bose-Einstein-Kondensation kühlen zu könnten [60], sollte der experimentelle Aufbau um mikrostrukturierte Magnetfallen erweitert werden [109]. Die Möglichkeit der Integration solcher Mikrostrukturen in die Messapparatur wurde bei der Konstruktion schon berücksichtigt. Mit solchen mikrostrukturierten Fallen sind dabei größere Fallenfrequenzen bei der magnetischen Speicherung als mit der hier verwendeten Drahtfalle möglich. Durch die hohen Fallenfrequenzen von bis zu 6.2 kHz [70] ist die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensates auch mit einer relativ geringen Anfangsatomzahl in der MOT bzw. Magnetfalle möglich. Hänsel et al. [25] erreichen beispielsweise in ihrem Experiment ein ^{87}Rb Bose-Einstein-Kondensat mit einer Anfangsatomzahl in der MOT von $5 \cdot 10^6$ Atomen. In dem hier vorgestellten Experiment können die in der MOT gekühlten Atome entweder direkt in die mikrostrukturierte Falle transferiert werden, oder es könnte ein Transfer unter Zuhilfenahme der Z-Drahtfalle erfolgen.

7 MOT- und Magnetfallen-Gitter mit Drähten

Mit Hilfe von Strukturen, bestehend aus zwei Lagen von elektrischen Leitern, ist es möglich, zweidimensionale periodische Anordnungen von Minima des Magnetfeldes zu realisieren. Je nach Orientierung des Stromflusses in den Leitern können dabei verschiedene Gitter von Quadrupol- und Ioffe-Pritchard-Fallen erzeugt werden. Im Verlaufe dieses Kapitels werden zunächst die grundlegenden Gitterkonfigurationen, die mit solchen Systemen möglich sind, erläutert. Im Anschluss daran werden Experimente zur Untersuchung von Quadrupol-Gittern mit Hilfe von makroskopischen Drähten vorgestellt [48].

7.1 Gitter-Konfigurationen

Bereits in Kapitel 3 wurden die grundlegenden Überlegungen zur Erzeugung von Quadrupol- bzw. Ioffe-Pritchard-Fallen mit Hilfe von einzelnen Drähten vorgestellt. Diese Ein-Fallen-Konfigurationen können zu einem Gitter von Fallen erweitert werden, wenn beispielsweise zwei Lagen von parallelen Drähten genutzt werden, wobei die Drähte in den Lagen senkrecht zueinander orientiert sind (siehe Abb. 7.1, 7.2 und 7.4). Zur Vereinfachung wird im Folgenden angenommen, dass der Strom I in allen Drähten gleich ist, die Drähte sollen unendlich dünn und unendlich lang sein. Zusätzlich zu dem Magnetfeld, das durch die Drähte erzeugt wird, können noch externe Felder $\vec{B}_b = (B_x, B_y, B_z)$ angelegt werden, die parallel oder senkrecht zu den beiden Lagen liegen. Eine solche Konfiguration erlaubt es, viele verschiedene Gitter-Konfigurationen zu erzeugen. Diese werden im Folgenden an Hand der einfachen Einheitszellen, aus denen sie aufgebaut sind, vorgestellt.

- Die hier als Konfigurationen A (Ströme in beiden Lagen jeweils in einer Richtung) bezeichnete Konfiguration wurde bereits von anderen Autoren vorgeschlagen [18, 27]. Das Konzept der Konfigurationen kann beschrieben werden mit dem Konzept einer einfachen Einheitszelle, die aus drei Draht-Segmenten besteht, die sich kreuzen (Box rechts in Abb. 7.1). Die Einheitszelle benutzt einen zentralen Draht in der Mitte, der eingeschlossen wird von einem oberen und einem unteren Draht. Durch Anlegen eines externen Feldes in $-x$ -Richtung (siehe Abb. 7.1) ergibt sich eine Ioffe-Pritchard-Falle, die über dem mittleren Drahtsegment in der Mitte der Einheitszelle sitzt. Die Größe der Einheitszelle ist gegeben durch den Abstand zwischen den Drähten in jeder Lage. Das Gitter, das sich daraus ergibt, ist ein quadratisches zweidimensionales Gitter.
- In der Konfiguration B fließen die Ströme in einer Lage alle parallel (y -Richtung) und alternierend in der zweiten Lage (x -Richtung) (siehe Abb. 7.2). Hierbei kann zwischen zwei Einheitszellen unterschieden werden. Die erste Einheitszelle dieses Gitters ist in Abb. 7.2 grün eingezeichnet. Ohne Anlegen eines externen Feldes ergibt sich in der Zelle eine Falle vom Ioffe-Pritchard-Typ. Das externe Feld, das dabei für die Falle benötigt wird, wird von den benachbarten Drähten, in denen der Strom jeweils in die andere Richtung fließt, erzeugt (siehe Kapitel 3).

Die zweite Einheitszelle des Gitters, bestehend aus 4 Drahtsegmenten, ist in Abb. 7.2 in gelb eingezeichnet. Das Gitter ist ein rechteckiges Gitter. Durch Anlegen eines externen Feldes B_x in der $-x$ -Richtung entstehen zwei Quadrupol-Fallen Q_- , Q_+ in der Einheitszelle. Der Unterschied zwischen den beiden entstehenden Quadrupolen ist gegeben durch die Orientierung der Achse der Quadrupole bezüglich der Oberfläche. Der Quadrupol Q_- liegt unter einem Winkel von 45° in der x - z -Ebene in positiver x -Richtung, während der Quadrupol Q_+ unter einem Winkel von 45° in der x - z Ebene in negativer x -Richtung liegt (siehe Abb. 7.3). Diese beiden Quadrupole können verwendet werden für das Fangen von Atomen mit einer magneto-optischen Falle nach dem Reflektions-MOT-Prinzip (siehe Kapitel 2.5.2 bzw. [18, 19, 20]). Bei einer MOT müssen die Polarisationen der zirkular polarisierten Kühlaserstrahlen richtig bezüglich des Magnetfeldes orientiert sein. Durch die Tatsache, dass beide Quadrupole unterschiedliche Orientierung haben, kann zwischen ihnen bei einer MOT durch Änderung der Polarisation der MOT-Strahlen unterschieden werden, was später experimentell gezeigt wird.

- In Konfiguration C fließen die Ströme in beiden Lagen alternierend (siehe Abb. 7.4). Die Einheitszelle besteht dabei aus 8 Drahtsegmenten. Auch ohne externes Feld ergibt sich hier ein Gitter von 10 unterschiedlichen Quadrupolen. Das Offsetfeld, das für die Quadrupole benötigt wird, ist jeweils gegeben durch die benachbarten Drähte, was zuvor schon erläutert wurde (siehe Kapitel 3). Daher ist kein externes Offsetfeld nötig. Acht der Quadrupole finden sich über den Drähten ($R_1..R_4$ and $L_1..L_4$ in Abb. 7.4). Die Achsen dieser Quadrupole sind um 45° gegen die Oberfläche verkippt und können daher für eine Reflektions-MOT genutzt werden. Die beiden anderen Quadrupole (P_1, P_2) werden gebildet von zwei konzentrischen Draht-Vierecken [28]. Die Achsen dieser Quadrupole sind senkrecht zur Oberfläche orientiert und können daher nicht für eine Reflektions-MOT verwendet werden. Die Einheitszelle selbst ist symmetrisch unter einer Spiegeloperation durch die Spiegelebene, die in Abb. 7.4 eingetragen ist. Das Gitter selbst ist ein einfach rechteckiges Gitter.

Die Eigenschaften der Quadrupole und der Ioffe-Pritchard-Fallen in den jeweiligen Gittern können mit den in Kapitel 3 vorgestellten Formeln berechnet werden. Im Fall von Gittern mit endlicher Größe ist es weiterhin nötig, die Störungen, die durch den Rest des Gitters hervorgerufen werden, zu berücksichtigen. Diese Störungsterme werden im folgenden Kapitel berechnet.

7.2 Störungen durch die endliche Größe der Gitter

Um die in Kapitel 3 eingeführten Formeln zur Berechnung der Eigenschaften einzelner Zellen weiter verwenden zu können, werden für die Berechnungen der Eigenschaften einer einzelnen Gitterzelle die Magnetfeldkomponenten, die durch den Strom in diesen Drähten der Zelle hervorgerufen werden, und die Störungen durch den Rest des Gitters separiert. In all den präsentierten Gitterkonfigurationen setzt sich damit das Magnetfeld \vec{B} in der Einheitszelle zusammen aus einem Anteil \vec{B}_c , der direkt durch den Strom in die Drähte der Gitterzelle selbst hervorgerufen wird, plus einem Störungsterm \vec{B}_p , der durch die Beiträge des von den Strömen in den restlichen Gitterdrähten erzeugten Magnetfeldes gegeben ist:

$$\vec{B} = \vec{B}_c + \vec{B}_p. \quad (7.1)$$

In den Gitterkonfigurationen in denen das benötigte Offsetfeld nicht durch externe Felder, sondern durch das Rest des Gitters erzeugt wird kann dieses Feld aus dem Störungsterm gewonnen werden.

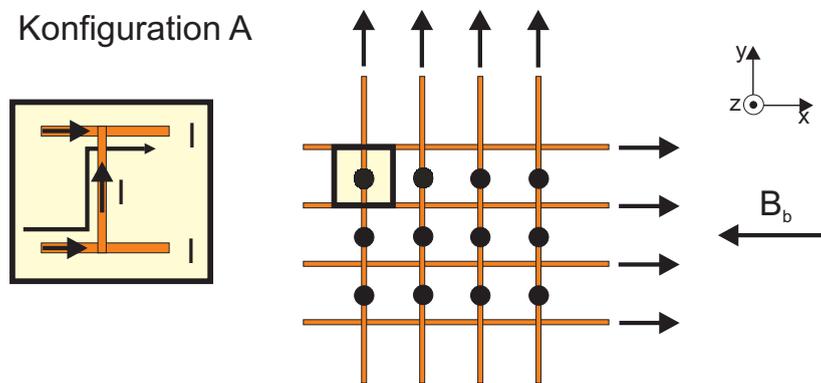


Abbildung 7.1: Grundkonfiguration zur magnetischen Speicherung von Atomen in periodischen Strukturen mit zwei Lagen von Drähten. Die Ströme I fließen in allen Drähten jeweils in dieselbe Richtung. Unter Zuhilfenahme eines zusätzlichen Offsetfeldes B_b erhält man ein Gitter von Fallen des Ioffe-Pritchard-Typs. Auf der linken Seite ist die Einheitszelle bei dieser Gitterkonfiguration gezeigt (Konfiguration A).

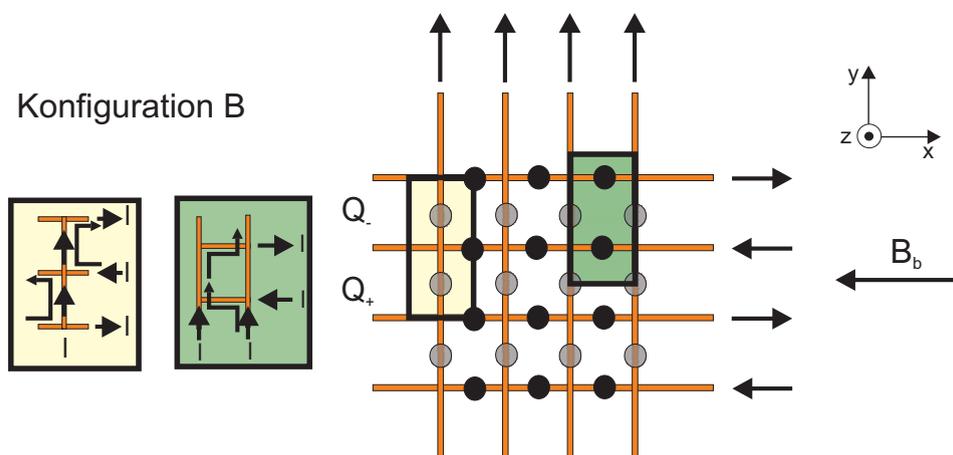


Abbildung 7.2: In der Grundkonfiguration B fließen die Ströme I in einer der beiden Drahtlagen in dieselbe Richtung, während die Ströme in der zweiten Lage alternierend sind. Ohne externes Offsetfeld erhält man ein Gitter von Fallen des Ioffe-Pritchard-Typs (grün). Legt man noch ein zusätzliches homogenes Offsetfeld B_b in $-x$ -Richtung an, so erhält man zusätzlich ein Gitter von Quadrupolen (Q_- , Q_+), die jeweils eine unterschiedliche Orientierung ihrer Quadrupol-Achsen haben (gelb). Auf der linken Seite sind jeweils die Einheitszellen dieser Gitterkonfigurationen gezeigt.

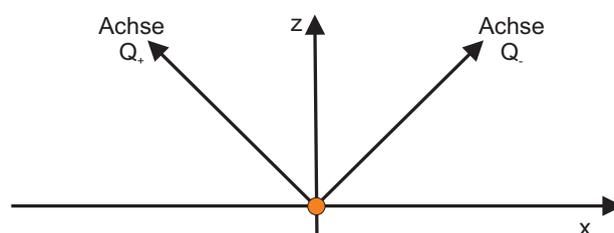


Abbildung 7.3: Veranschaulichung der Lage der Achsen der Quadrupole Q_- und Q_+ aus Konfiguration B in der x - z Ebene.

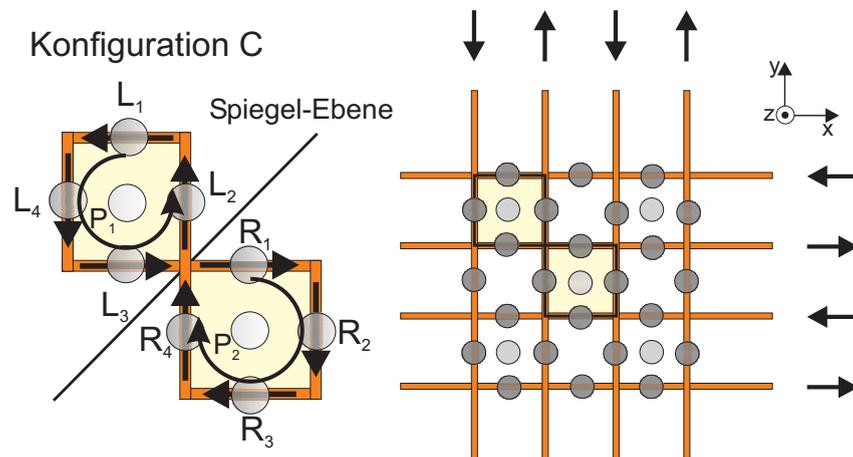


Abbildung 7.4: Gitterkonfiguration mit alternierenden Strömen in beiden Lagen. Dies führt zu einer Struktur mit einer Vielzahl von Quadrupolen. Die Einheitszelle für dieses Gitter besteht aus 6 Drähten. Ohne externes Offsetfeld erhält man wie im Text erklärt 10 verschiedene Quadrupole (Konfiguration C).

Für die Konfiguration, in der der Strom in allen Drähten in die gleiche Richtung fließt (Konfiguration A), kann die Störung durch Summation der Anteile, die die anderen Drähte liefern, berechnet werden zu

$$\vec{B}_p = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \sum_{\substack{n = \text{Gitter} \\ n \neq \text{Zelle}}} \frac{1}{(x - nd)^2 + z^2} \cdot \begin{pmatrix} -z \\ 0 \\ x - nd \end{pmatrix} + \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \sum_{\substack{m = \text{Gitter} \\ m \neq \text{Zelle}}} \frac{1}{(y - md)^2 + z^2} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ -z \\ y - md \end{pmatrix}. \quad (7.2)$$

Dabei läuft die Summe über alle horizontalen, bzw. vertikalen Drähte des Gitters, ausgenommen der Drähte der gerade betrachteten Gitterzelle. Für die Konfiguration B, in der der Strom in den Drähten abwechselnd in unterschiedliche Richtungen fließt, kann die Störung analog berechnet werden gemäß

$$\vec{B}_p = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \sum_{\substack{n = \text{Gitter} \\ n \neq \text{Zelle}}} \frac{(-1)^n}{(x - nd)^2 + z^2} \cdot \begin{pmatrix} -z \\ 0 \\ x - nd \end{pmatrix} + \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \sum_{\substack{m = \text{Gitter} \\ m \neq \text{Zelle}}} \frac{1}{(y - md)^2 + z^2} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ -z \\ y - md \end{pmatrix}. \quad (7.3)$$

In der Konfiguration C ergibt sich eine analoge Situation:

$$\begin{aligned} \vec{B}_p = & \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \sum_{\substack{n = \text{Gitter} \\ n \neq \text{Zelle}}} \frac{(-1)^n}{(x - nd)^2 + z^2} \cdot \begin{pmatrix} -z \\ 0 \\ x - nd \end{pmatrix} \\ & + \frac{\mu_0 I}{2\pi} \cdot \sum_{\substack{m = \text{Gitter} \\ m \neq \text{Zelle}}} \frac{(-1)^m}{(y - md)^2 + z^2} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ -z \\ y - md \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (7.4)$$

Hierbei ist jeweils d der Abstand zwischen den Drähten und I der Strom, der in den Drähten fließt. Die Störungen, die durch den Rest des Gitters hervorgerufen werden, sind insbesondere dann klein, wenn die Gitterperiode d viel größer ist als der Abstand $z = r_m$ des Potentialminimums von der Oberfläche. Dies ist in Abb. 7.5 exemplarisch für die Störung einer zentralen Gitterzelle aus Konfiguration A in x-Richtung durch den Rest eines endlichen Gitters berechnet. Für eine Gitterperiode von 3 mm und einem Strom in den Drähten von 1.5 A folgt an der Position des Magnetfeldminimums in der mittleren Einheitszelle durch den Rest des Gitters ein weiterer Magnetfeldanteil B_x von 20-32 μT für $N=2, N=20$ und $N=100$ Nachbarn, der durch den Rest des Gitters hervorgerufen wird. Der Abstand der Magnetfeldminima von der Mitte der Leiter beträgt bei einem zusätzlich angelegten externen Offsetfeld $B_x=1 \text{ mT}$ 0.3 mm, also 1/10 der Gitterperiode. Für diesen Fall beträgt die Störung des Magnetfeldes am betrachteten Minimum etwa 2% - 3% und kann daher vernachlässigt werden.

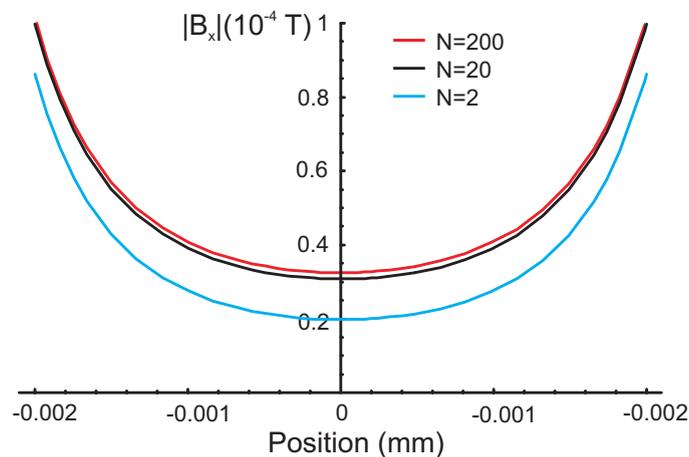


Abbildung 7.5: Exemplarische Berechnung des Offsetmagnetfeldes $|B_x|$ an einer Gitterposition durch den Rest des Gitters für $N=2, 20, 200$ Nachbarn. Die Berechnung erfolgt für die Gitterkonfiguration A.

7.3 Experimentelle Gitter-Realisierung

Um die vorgeschlagenen Gitterkonfigurationen zu untersuchen, wurde in die Vakuumkammer ein 2-lagiges Gitter aus Kapton¹-isolierten Kupfer-Drähten eingebaut (siehe Abbildung 7.6). Jede der

¹Polyimid

Lagen besteht aus einem UHV-tauglichen Flachbandkabel², das einen Abstand der Drähte voneinander von 1.27 mm hat. Die einzelnen Drähte haben einen Kupfer-Kern von 0.25 mm Durchmesser. Die Kabel wurden zusätzlich zur Verstärkung noch mit UHV-tauglichem Kleber³ verklebt und anschließend in der 2-Lagen Konfiguration aufgebaut.

Die obere der beiden Lagen besteht aus 10 parallelen Drähten, die untere Lage besteht aus 8 Drähten. Der Abstand der Drähte voneinander ist gegeben durch den Abstand der Drähte in dem Flachbandkabel. Dieser gesamte Aufbau wurde in die in Kapitel 5 vorgestellte Vakuumkammer eingebaut, und die Drähte über die 20-polige Vakuumdurchführung kontaktiert. Der maximale Strom, der durch die Drähte fließen durfte, lag bei 5 A. Bei höheren Strömen konnte ein Anstieg des Drucks in der Vakuumkammer beobachtet werden. Der Grund hierfür ist vermutlich, dass die Drähte sich aufheizen und die Kaptonisolierung dabei anfängt zu verdampfen.

Überhalb der oberen Drahtlage wurde ein Si-Plättchen (Dicke: 0.4 mm) angebracht, das mit 10 nm Cr und 100 nm Au beschichtet wurde. Dieses Plättchen dient als Spiegel für die Spiegel-MOT.

Die Detektion erfolgte wie in Kapitel 5.5 erläutert mit einer Kamera mit einem handelsüblichen Objektiv, die unterhalb der Vakuumkammer angebracht wurde.

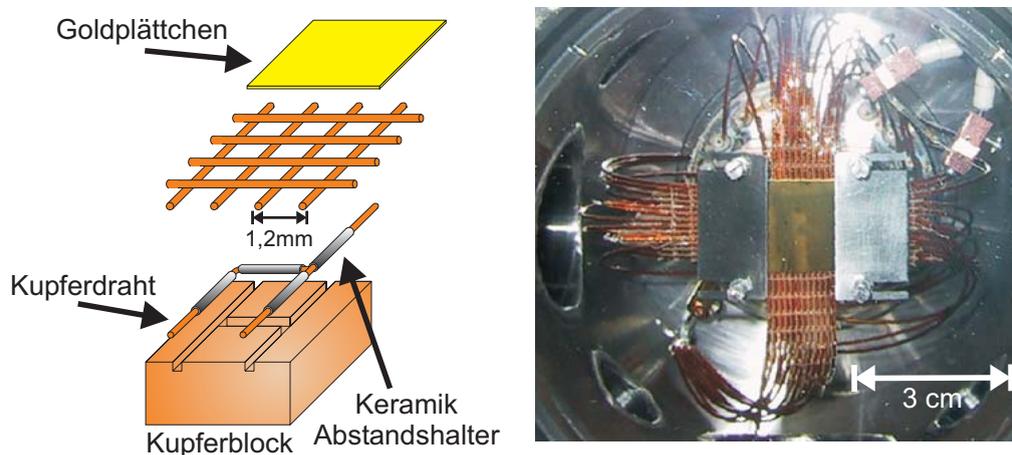


Abbildung 7.6: Experimentelle Realisierung eines Gitters mit makroskopischen Drähten. Links ist der schematische Aufbau des Gitters auf dem Halter gezeigt. Auf der rechten Seite ein Bild des in die Vakuumkammer eingebauten Drahtgitters.

7.4 Experimentelle Untersuchung der verschiedenen Gitter-Konfigurationen

7.4.1 Individuelle Adressierung

Verwendet man einen der Drähte in einer der Lagen zusammen mit dem externen Offsetfeld und schaltet dabei alle MOT-Laserstrahlen an, so hat man die Situation einer elongierten 2D-MOT mit einer optischen Molasse auf der Achse parallel zur Oberfläche (siehe Abb. 7.7a).

Diese 2D-MOT kann zu einer 3D-MOT erweitert werden, indem zusätzliche Drähte aus der unteren Lage von Drähten verwendet werden, um den 2D-Quadrupol in einen 3D-Quadrupol zu verwandeln.

²Caburn, Kapton Ribble wire, in späteren Experimenten wurden auch Kapton-isolierte Drähte der Firma Detakta verwendet.

³Epotek 377

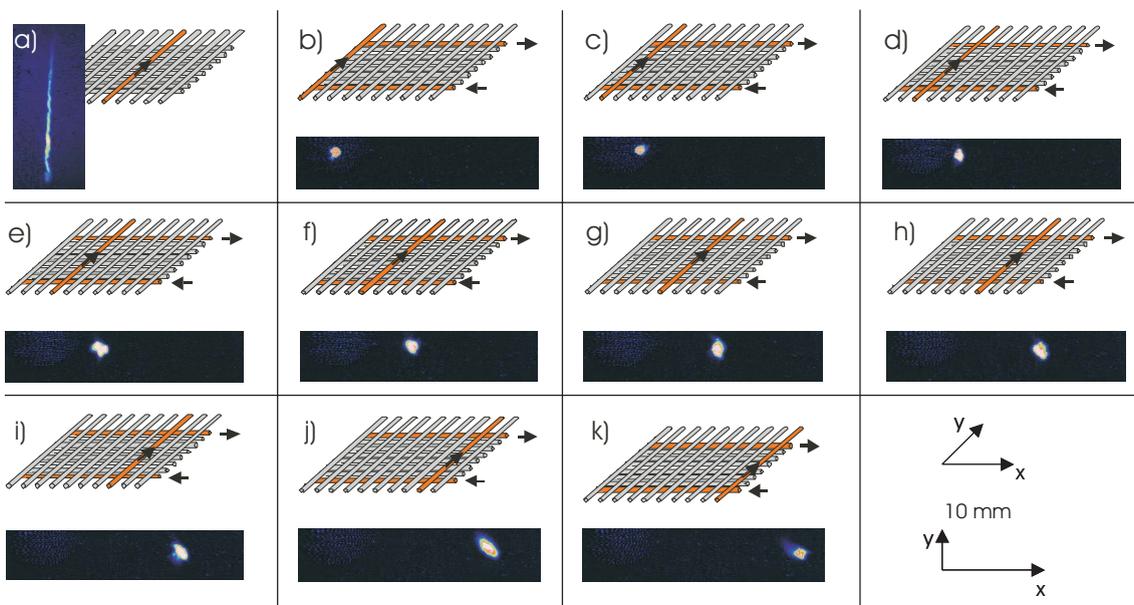


Abbildung 7.7: a) Zweidimensionale MOT, erzeugt mit dem Magnetfeld eines einzelnen Drahtes, durch den ein Strom von 4 A fließt, zusammen mit einem externen Offsetfeld von 0.3 mT. Alle MOT-Strahlen sind angeschaltet. Dies führt zu einer 2D-MOT mit einer optischen Molasse auf der y-Achse. b)-k) MOTs mit einem magnetischen Quadrupol, der mit Drähten aus beiden Lagen erzeugt wurde. Durch einen Stromfluss in zwei Drähten in der x-Richtung und jeweils einem Draht in der y-Richtung kann die Position über der Oberfläche adressiert werden. Die benutzten Drähte sind unterhalb der Bilder gekennzeichnet. Der Strom in den Drähten beträgt 4 A, mit einem externen Offsetfeld von 0.3 mT. Der Abstand der Drähte zueinander ist in der x-Richtung 1.27 mm (von rechts nach links in den Bildern), der Abstand zwischen den Drähten, die in y-Richtung genutzt wurden, beträgt 10.2 mm.

Im Experiment wurden hierfür die beiden äußeren Drähte der Gitterkonfiguration genutzt, die einen Abstand von 10.1 mm voneinander haben (siehe Abb. 7.7, b)-k)). Es wurde festgestellt, dass die Position der MOT präzise durch die Wahl des stromtragenden Drahtes in der oberen Lage kontrolliert werden kann. Die hier verwendeten Ströme in den Drähten waren 4 A bei einem externen Offsetfeld von 0.33 mT. Mit diesen Werten können die magnetischen Gradienten gemäß Gleichungen 3.6 und 3.7 zu $\frac{dB}{dr}=1.1$ mT/cm in radialer Richtung und $\frac{dB}{da}=0.19$ mT/cm in axialer Richtung berechnet werden. Der berechnete Abstand r_m zur Oberfläche beträgt dabei 1.6 mm.

In dieser Konfiguration konnte eine MOT über jedem Draht realisiert werden (siehe Abb. 7.7 b)-k)). Die Anzahl der Atome für die verschiedenen MOT-Positionen war im Mittel $3 \cdot 10^5$ Atome. Die so geringe Anzahl rührt vor allem daher, dass der Einfangbereich der MOT nur relativ klein ist, da die MOT sehr dicht über der Oberfläche betrieben wurde (siehe auch Kapitel 2.5.2).

Eine Situation, in der keine externes Offsetfeld benötigt wurde, konnte ebenfalls realisiert werden, indem die benachbarten Drähte auf der jeweils rechten und linken Seite des betrachteten Drahtes benutzt wurden, um das externe Feld zu erzeugen. Dabei werden diese Drähte in die entgegengesetzte Richtung vom Strom durchflossen. Die Anzahl der Atome in einer solchen MOT ist kleiner als die in einer MOT mit absolut homogenem externem Feld, da hier das externe Feld nur über einen kleinen Bereich homogen ist, was zu einem räumlich kleinen linearen Quadrupol-Bereich führt. Daher wird der Einfangbereich der MOT auf eine Größe von unter 1 mm begrenzt, was zu einer drastisch verkleinerten Laderate und damit MOT-Größe führt.

7.4.2 Experimentelle Realisierung der Konfiguration B

In der vorgeschlagenen Konfiguration B sind in der Einheitszelle zwei unterschiedliche Quadrupole mit unterschiedlicher Orientierung der Quadrupol-Achse in der Mitte der Einheitszelle über dem mittleren Drahtsegment vorhanden. Diese beiden Quadrupole können genutzt werden, um eine MOT zu betreiben, wenn die Polarisierungen der Laserstrahlen zu der Orientierung des Quadrupols passen. Im experimentellen Aufbau wurde die Einheitszelle, die aus 4 Drähten besteht realisiert (siehe Abb. 7.8).

Der Abstand zwischen den parallelen Drähten beträgt 5 mm (oberer - mittlerer Draht) bzw. 3.8 mm (mittlerer - unterer Draht). Der Strom in den Drähten betrug 4 A und ein externes Feld von 0.3 mT wurde angelegt. Dies führt zu einem Gradienten von $\frac{dB}{dr}=1.1$ mT/cm in der radialen und $\frac{dB}{da}=0.33$ mT/cm in der axialen Richtung. Der berechnete Abstand r_m über der Oberfläche ist 1.6 mm. Bei der Änderung der Polarisation in den MOT-Strahlen parallel zur Oberfläche von σ^+ zu σ^- ändert die MOT ihre Position gemäß der Orientierung der beiden Quadrupole innerhalb der rechteckigen Einheitszelle (siehe Abb. 7.8). Die Abweichung von der zu erwarteten Positionsänderung (beispielsweise die Tatsache, dass die MOTs nicht in der Mitte der Einheitszelle sitzen) wird vermutlich durch ein Leistungs-Ungleichgewicht in den verschiedenen MOT Strahlen hervorgerufen. Auch ein Einfluss des Erdmagnetfeldes von ca. 60 μ G in z-Richtung des Experimentes kommt als Ursache für die Verschiebung des Quadrupolnullpunktes und damit der Position der MOT in Frage. Die Positionsabweichung in der x-Richtung lässt sich durch die Tatsache erklären, dass bei U-Fallen das Magnetfeldminimum immer leicht gegen das mittlere Drahtsegment verschoben ist (siehe Kapitel 3.2). Zusammenfassend ist es in dieser Konfiguration möglich, durch die Änderung der Polarisation der MOT-Strahlen die Position der MOT zu verändern, da dadurch jeweils nur an einem der Quadrupole ein MOT-Betrieb möglich ist.

7.4.3 Experimentelle Realisierung der Konfiguration C

In Konfiguration C gibt es 10 Quadrupole in einer Einheitszelle ohne angelegtes externes Feld. Wie schon zuvor erwähnt, sind 8 dieser Quadrupole im Prinzip geeignet, eine Reflexions-MOT zu betreiben, da die Achse des Quadrupols unter einem Winkel von 45° zur Oberfläche liegt. Im experimentellen Aufbau können nur 4 davon realisiert werden. Der Grund dafür ist, dass die Richtungen der Laserstrahlen, die von der Oberfläche reflektiert werden durch den experimentellen Aufbau vorgegeben sind.

Die verschiedenen Positionen können wiederum durch Änderung der Polarisation der MOT-Strahlen adressiert werden, wobei die Polarisation der Strahlen zu der Orientierung der magnetischen Quadrupole passen muss (siehe Abb. 7.9). Für die Erzeugung des Magnetfeldes in der Einheitszelle wurden drei Drähte in der y-Richtung mit alternierenden Strömen (Abstand Draht-Draht 2.5 mm) genutzt und drei Drähte in der x-Richtung (Abstand zwischen den Drähten 5 mm bzw. 3.8 mm wie in Konfiguration B). Beim Aufbau von nur einer Gitterzelle sind die Quadrupole am Rand der Gitterzelle nicht zugänglich, da nur in der Mitte der Zelle das homogene Feld, das für die Erzeugung der Quadrupole nötig ist durch die benachbarten Drähte erzeugt wird. Daher wurden in dieser Konfiguration zunächst nur die Quadrupole in der Mitte der Einheitszelle untersucht (R_2, L_4). Um die Quadrupole R_4 und L_2 zu beobachten, wurde der Strom im linken Draht abgeschaltet und der Strom im rechten Draht angeschaltet (Konfiguration wie gezeigt in Abb. 7.9 b) -e)). Hierbei wurde der Strom im mittleren Draht zu 3.5 A (y-Richtung) und in den äußeren Drähten zu 5 A gewählt. Mit diesen Parametern ergibt sich ein berechneter Abstand der Quadrupole von 0.2 mm von der Oberfläche und ein Gradient von $\frac{dB}{dr}=2$ mT/cm in der radialen Richtung. Der Strom in den Drähten der x-Richtung betrug 4 A, was zu einem axialen Gradienten von $\frac{dB}{da}=0.97$ mT/cm führt. Wie in

Abb. 7.9 b)-e) gezeigt, können die verschiedenen Quadrupole wie erwartet durch Änderung der Polarisation der MOT-Strahlen adressiert werden. Durch Änderung der zirkularen Polarisation des Strahls parallel zur Oberfläche kann zwischen L_4 und R_2 geschaltet werden (siehe Abb. 7.9 b), c)), bzw. zwischen L_2 und R_4 (siehe Abb. 7.9 d), e)). Der Abstand der Fallen in der y-Richtung beträgt dabei 4.4 mm bzw. 4 mm und in der x-Richtung 1 mm. Durch Änderung der zirkularen Polarisation in den 45°-Strahlen (siehe Abb. 7.9 b), d), c), e)) kann zwischen L_4 und L_2 bzw. zwischen R_2 und R_4 geschaltet werden. In dieser Richtung beträgt die Positionsänderung 2.2 mm. Die Anzahl der Atome in den unterschiedlichen MOTs beträgt zwischen $8 \cdot 10^4$ und $2.4 \cdot 10^5$ Atomen. Der Hauptvorteil dieser Konfiguration im Vergleich zu Konfiguration B ist die Tatsache, dass kein von außen durch Spulen erzeugtes homogenes Feld notwendig ist.

7.4.4 MOT-Gitter

Bis zu diesem Punkt wurden nur einzelne Einheitszellen untersucht. Um Gitter aufzubauen, ist es notwendig eine Vielzahl von Einheitszellen zu realisieren. Dies ist möglich, indem mehrere Drähte verwendet werden. Um ein Gitter von MOTs zu realisieren, wurden 4 Einheitszellen in der Konfiguration B arrangiert. Wie zuvor schon erklärt, ist es nötig, dass der Abstand zwischen den Drähten groß sein muss gegen den Abstand r_m des Feldminimums von den Drähten. Um dies zu erreichen, wurden zwei Drähte in der x-Richtung mit einem Abstand von 10.16 mm voneinander verwendet. In der y-Richtung wurden zwei Drähte in Paaren (der Strom fließt in dieselbe Richtung) als effektiv ein Draht mit einem Strom von 3 A in jedem der Drähte (siehe Abb. 7.10) benutzt. Die gesamte Konfiguration in dieser Richtung ist gegeben durch 4 dieser Draht-Paare. Der Strom in den Drähten in der oberen Lage von Drähten war 3 A zusammen mit einem externen Feld von 0.4 mT. Mit dieser Konfiguration konnte eine stabile Situation mit 4 MOTs über der Oberfläche realisiert werden (siehe Abb. 7.10 b). Der Gradient dieses Quadrupols liegt bei $\frac{dB}{dr}=2$ mT/cm in der radialen und $\frac{dB}{da}=0.43$ mT/cm in der axialen Richtung. Die berechneten Abstände r_m von der Oberfläche betragen 1 mm. Der Abstand zwischen den einzelnen MOTs betrug 3.3 mm in der x- und 8 mm in der y-Richtung. Um die MOTs individuell zu schalten, wurde ein zusätzlicher Laserstrahl, der auf die Positionen der einzelnen MOTs gerichtet ist, genutzt. Mit diesem Strahl konnten die MOTs individuell an- bzw. ausgeschaltet werden, indem die kalten Atome weggeblasen wurden (siehe Abb. 7.10 c), d)). Durch das Abschalten einer MOT konnte keine signifikante Änderung der Atomzahl in den verbleibenden MOTs beobachtet werden.

In dieser Konfiguration ist es ebenfalls möglich, den Nullpunkt des Quadrupols definiert über die Oberfläche zu bewegen, indem die Ströme in den Drähten z.B. sinusförmig moduliert werden. Hiermit kann ein einzelnes Quadrupolminimum beispielsweise auf einer viereckigen Bahn bewegt werden, was zur einer sich auf einem Viereck bewegenden MOT führt. Hierbei werden die Atome an den verschiedenen Positionen des Quadrupolminimums immer neu nachgeladen.

Eine Realisierung von mehr als 4 MOTs gelang nicht, da der Strom, der durch die Drähte geschickt werden konnte, im vorhandenen experimentellen Aufbau auf 5 A begrenzt war. Dieser Strom war jedoch nicht ausreichend, um die Trennung von zwei benachbarten Quadrupolen in kleineren Abständen zu realisieren, die den Betrieb von noch mehr getrennten MOTs ermöglicht hätte.

Ähnliche Experimente zur Realisierung von mehreren MOTs konnten inzwischen über einer transparenten, permanent-magnetischen Oberfläche realisiert werden [110].

7.4.5 Warum keine Magnetfallen-Realisierung?

Die oben vorgeschlagenen Ioffe-Pritchard-Geometrien wurden mit dieser Gitterrealisierung nicht untersucht. Theoretisch ist es möglich, mit einem Strom in dem Draht von 5 A und den oben

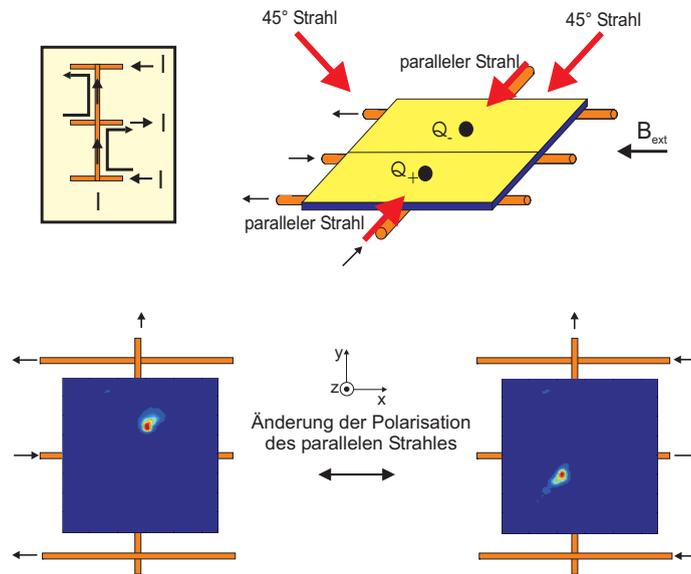


Abbildung 7.8: Experimentelle Realisierung der Einheitszelle von Konfiguration B. Die Drahtkonfiguration besteht aus 4 Drahtsegmenten. In der Reflexionskonfiguration werden zwei Strahlen von der Oberfläche reflektiert und zwei Strahlen sind parallel zur Oberfläche (siehe Pfeile, oben). Beobachtung der verschiedenen MOTs durch Änderung der zirkulären Polarisation des Strahls parallel zur Oberfläche (unten). Der Strom in den Drähten beträgt 4 A, das externe Feld 0.3 mT. Die Positionsverschiebung durch Änderung der Polarisation ist ca. 2 mm in der y-Richtung und 0.2 mm in der x-Richtung.

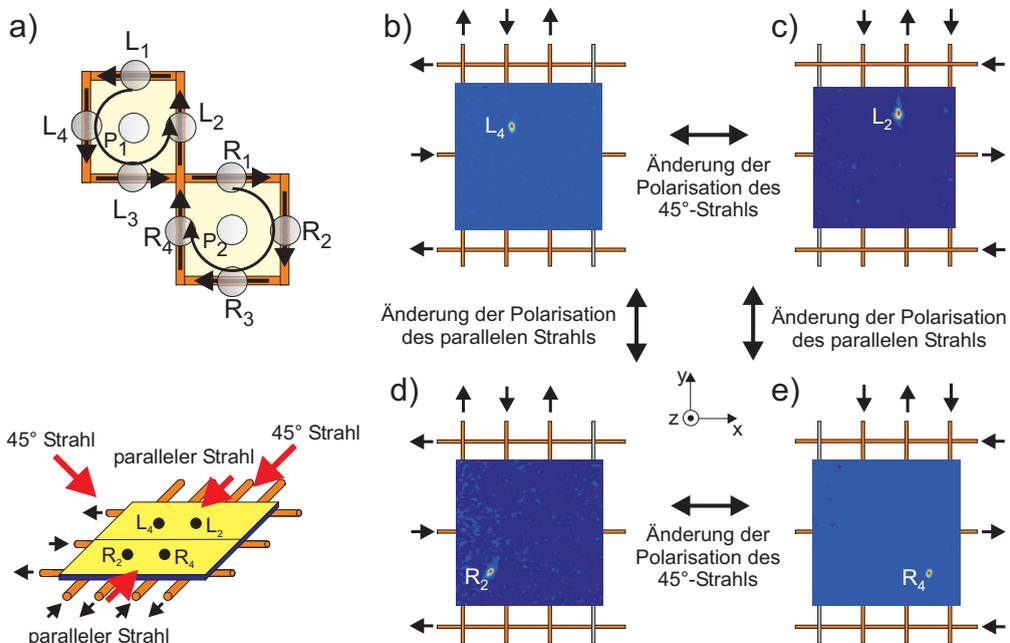


Abbildung 7.9: a) Experimentelle Realisierung der Einheitszelle von Konfiguration C. Die Drahtkonfiguration besteht aus 7 Drähten, von denen im Experiment nur 6 gleichzeitig genutzt werden. In der MOT Konfiguration werden zwei MOT-Strahlen von der Oberfläche reflektiert und zwei sind parallel zur Oberfläche (siehe Pfeile). b), c)-d), e) Schalten zwischen den verschiedenen MOTs durch Umkehren der zirkulären Polarisation des Strahls parallel zu Oberfläche. b, d)-c, e) schalten zwischen den MOTs durch umkehren der zirkulären Polarisation der 45° MOT Strahlen. Der Strom in den Drähten betrug 4 A, das externe Feld 0.3 mT.

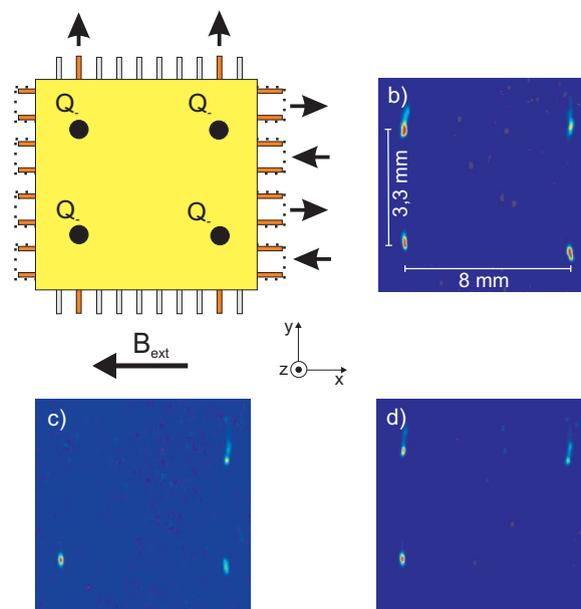


Abbildung 7.10: a) Elektrische Schaltung der Drähte, um ein 2×2 Gitter von MOTs beobachten zu können. In der y -Richtung werden, wie im Bild markiert, zwei Drähte verwendet. In der y -Richtung werden jeweils zwei Drähte zusammenschaltet, was zu 4 Paaren von jeweils zwei parallel geschalteten Drähten führt, in den der Strom jeweils antiparallel fließt. b) 2×2 Gitter von MOTs über der Oberfläche. Unter Verwendung von zwei Drähten in der y -Richtung und der zusammenschalteten Drähte in der x -Richtung konnte eine stabile Situation mit 4 MOTs realisiert werden. Die Anzahl der Atome in jeder einzelnen MOT liegt bei $2 \cdot 10^5$ Atomen. Der Abstand der verschiedenen MOTs voneinander liegt bei 3.3 mm in der y - und 8 mm in der x -Richtung. c), d) Mittels eines zusätzlichen resonanten Laserstrahls, der auf die Positionen der MOTs gerichtet wird, konnten die MOTs individuell ausgeschaltet werden, indem die Atome weggeblasen wurden.

beschriebenen geometrischen Abständen eine Magnetfalle zu realisieren. Mit einem Strom in den Drähten von 5 A und einem externen homogenen Feld von 0.8 mT kann im Abstand von $250 \mu\text{m}$ von der Oberfläche eine Falle mit einer Falltiefe von ca. $300 \mu\text{K}$ und einem Gradienten gegen die Gravitation von ca. 3 mT/cm realisiert werden. Diese Werte sind jedoch nur sehr knapp ausreichend, sodass eine reale Funktionstüchtigkeit sehr fragwürdig ist. Aus diesen Gründen wurde hier von der Magnetfallenrealisierung abgesehen. Erst für kleinere Abstände der Atome von dem stromtragenden Leiter können Magnetfallengitter realisiert werden. Eine Möglichkeit zur Realisierung sind mikrostrukturierte Gitter, bei denen die Atome deutlich dichter an die nur einige μm dicken Leiter herangebracht werden können und damit größere Gradienten und Krümmungen des Magnetfeldes erzeugt werden können.

7.5 Zusammenfassung

Hier wurden verschiedene Gitterkonfigurationen vorgeschlagen, die aus magnetischen Quadrupol- und Ioffe-Pritchard-Fallen bestehen. Diese wurden mit 2 Lagen von orthogonalen Drähten realisiert. Die Quadrupole in den verschiedenen Konfigurationen konnten durch Verwendung von MOTs mit verschiedenen Polarisations-Konfigurationen in den verschiedenen Einheitszellen nachgewiesen werden. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass ein solches Gitter den parallelen Betrieb von 4 MOTs über einer Oberfläche ermöglicht. Es war auch möglich, die MOTs durch Adressierung mittels eines extra Laserstrahls individuell an- und auszuschalten. Ein solches Gitter könnte in Zukunft nützlich sein, um ein Gitter von magnetischen Mikrofallen aus einem Gitter von separaten MOTs zu laden.

8 Experimente mit Rydberg-Atomen

Mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Messaufbau wurden aus einer MOT heraus ^{87}Rb -Atome in Rydberg-Zustände angeregt und nach einem Feldionisationsprozess mittels einer MCP detektiert. In diesem Kapitel wird zunächst auf die Anregungs- und Detektionssequenz der Rydberg-Atome eingegangen. Anschließend werden Messungen zur Stabilität des in Kapitel 5.1.4 eingeführten Lasersystems durch spektroskopische Untersuchungen an Rydberg-Zuständen vorgestellt. Auf diesen Experimenten aufbauend wird dann auf Messungen sowohl zur räumlich- als auch zur zustandsselektiven Anregung der Atome eingegangen. Zum Abschluss werden Messungen der Rabifrequenz, also der Stärke der kohärenten Kopplung des hier betrachteten ^{87}Rb $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ -Übergangs, an das externe Lichtfeld präsentiert. Diese werden durch Spektroskopie der Autler-Townes-Aufspaltung gewonnen.

8.1 Anregungssequenz

Die Anregung der ^{87}Rb -Atome in Rydberg-Zustände erfolgt über einen 2-Photonen-Übergang aus dem $5S_{1/2}$ -Grundzustand (siehe Abb. 8.1). Hierzu wird das in Kapitel 5.1.4 vorgestellte Lasersystem bestehend aus einem Diodenlaser, der bei einer Wellenlänge 780.246 nm auf den $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergang stabilisiert ist, und dem frequenzverdoppelten Diodenlasersystem bei einer Wellenlänge von 480.5 nm verwendet. Wenn im Folgenden nicht anders beschrieben, wird der rote Laser auf den atomaren Übergang stabilisiert und in seiner Frequenz nicht verändert, während die Frequenz des blauen Lasersystems bei den Experimenten variiert wird.

Die in einen Rydberg-Zustand anzuregenden Atome werden zunächst in einer MOT, wie sie in Kapitel 6 vorgestellt wurde, gekühlt und gefangen. Die MOT und der Dispenser werden dabei kontinuierlich betrieben, was bei einem kleinen Dispenserstrom von 4.5 A zu einer MOT mit ca. 10^6 Atomen führt. Die MOT wird typischerweise am Anfang einer Experimentiersequenz geladen und befindet sich dann im Verlauf der Sequenz in einem Gleichgewichtszustand. Zur Rydberg-Anregung werden

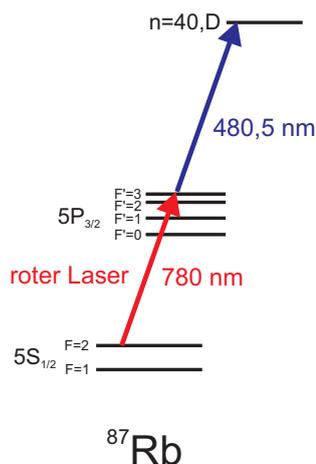


Abbildung 8.1:

Termschema für die Anregung der ^{87}Rb -Atome mittels eines 2-Photonen-Prozesses über den Zwischenzustand $5P_{3/2}$ in einen Rydberg-Zustand. Hierzu werden ein Lasersystem bei 780 nm und ein Lasersystem bei 480.5 nm verwendet (zur Anregung in die Nähe der $n=41$ Mannigfaltigkeit).

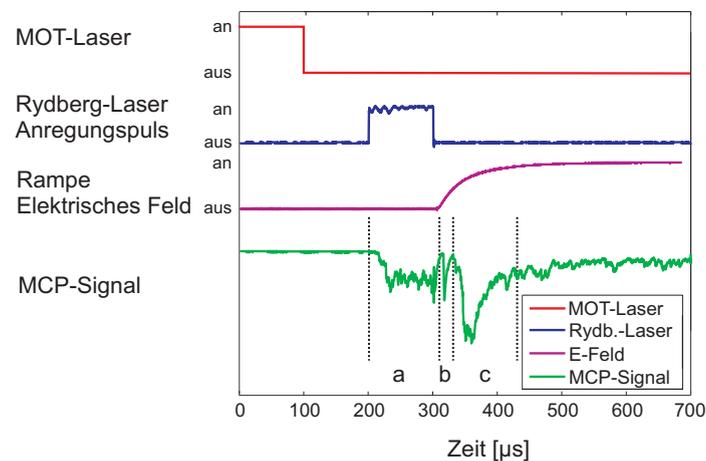


Abbildung 8.2: Sequenz zur Anregung und Detektion der Rydberg-Atome. Als erstes werden die MOT-Laser ausgeschaltet. $100 \mu\text{s}$ später werden die Rydberg-Anregungslaser für $100 \mu\text{s}$ eingestrahlt. Direkt nach dem Ende der optischen Anregung wird das elektrische Feld erhöht, was zur Feldionisation der Rydberg-Atome und zur Bewegung der dabei entstehenden Ionen in Richtung der MCP führt. Auf der MCP ist schon während der optischen Anregung ein Ionensignal zu sehen (a). Dies resultiert aus Rydberg-Rydberg-Atomstößen während der Anregungszeit, die zur Ionisation der Stoßpartner führen. Nach Anschalten des Feld-Ionisationspulses sind auf dem MCP-Signal zunächst in der Wolke verbleibende Ionen (b) und dann die feldionisierten Rydberg-Atome zu erkennen (c).

alle MOT-Laser (MOT-Laser und Rückpumplaser) $100 \mu\text{s}$ vor der eigentlichen Anregung mittels AOMs abgeschaltet. Nach dieser $100 \mu\text{s}$ langen Expansion der Atomwolke werden die beiden kollinear eingestrahlenen Anregungslaser für eine Zeit zwischen 100 ns und 1 ms eingestrahlt. Zur Detektion der Rydberg-Atome wird nach einer variablen Zeit nach Beendigung des Laserpulses das elektrische Feld am Ort der Rydberg-Atome erhöht. Dies geschieht durch Anlegen einer Spannung an das in der Kammer befindliche Goldplättchen, so dass das elektrische Feld eine Feldstärke erreicht, die höher ist als die Ionisationsfeldstärke. Wenn im Weiteren nicht anders angegeben, liegt dabei eine Spannung von 300 V zwischen dem auf Masse-Potential liegenden Gitter und dem Goldplättchen an, was einem elektrischen Feld von 300 V/cm entspricht. Da das elektrische Feld nur langsam angeschaltet wird, ist der Ionisationsprozess adiabatisch [2]. Daher kann die einfache Abschätzung für die Ionisationsfeldstärke aus Kapitel 4.35 verwendet werden, was für einen Zustand $n=40$ eine benötigte Feldstärke von ca. 126 V/cm ergibt. Während der Anregung werden mittels eines Computers auf zwei Kanälen die Daten ausgelesen und gespeichert. Auf dem ersten Kanal wird dabei das MCP-Signal aufgezeichnet, auf dem zweiten Kanal die Intensität des blauen oder roten Lasers. Die Datennahme erfolgt mit einer Zeitauflösung von 200 ns . Sie wird mit Abschalten des MOT-Lasers begonnen und typischerweise $600 \mu\text{s}$ nach Beendigung des Anregungspulses beendet (siehe auch Anhang F). Nach Beendigung der Anregungs- und Detektionssequenz der Rydberg-Atome werden die MOT-Laser wieder eingeschaltet. Diese kurze Unterbrechung der MOT-Phase führt zu quasi keiner Änderung der MOT-Atomzahl, wenn anschließend die MOT wieder für 30 ms nachgeladen wird. Das ergibt eine Wiederholrate der Experimente von etwa 30 Hz . Die Länge der Wartezeit ist bestimmt durch die Zeit, die benötigt wird, um die Daten im Computer zu verarbeiten.

In Abb. 8.2 ist exemplarisch der zeitliche Verlauf und das gemessene MCP-Signal einer Anregungssequenz gezeigt. Zunächst werden die MOT-Laser ausgeschaltet (oben). $100 \mu\text{s}$ später werden die Rydberg-Anregungslaser für $100 \mu\text{s}$ eingestrahlt. Schon bevor das eigentliche Ionisationsfeld angelegt wird, detektiert die MCP-Ionen. Diese Ionen werden vermutlich durch Stöße zwischen

Rydberg-Atomen erzeugt, was zu einer Ionisation der Atome führt [111, 112, 113, 114, 115]. Von den dabei entstehenden Ionen bewegt sich ein Teil in Richtung der MCP, wo sie detektiert werden (Bereich a). Sofort nach Beendigung der Anregung wird das elektrische Feld mit einer Zeitkonstante von $55 \mu\text{s}$ eingeschaltet, was einer adiabatischen Rampe entspricht [2]. Direkt zu Beginn der Feldrampe wird ein erster Puls von Ionen auf der MCP detektiert (Bereich b). Dies sind in der MOT-Region verbliebene Ionen, die nun schnell durch das kleine elektrische Feld herausgezogen und in Richtung der MCP beschleunigt werden. Etwa $40 \mu\text{s}$ nach Beginn der Feldrampe wird ein zweites Signal auf der MCP detektiert (Bereich c). Dies sind feldionisierte Rydberg-Atome, die als Ionen auf der MCP auftreffen. Die Zeitspanne bis zur Detektion auf der MCP ist gegeben durch die Ionisationsfeldstärke der Rydberg-Zustände. Nur wenn die Feldstärke hoch genug ist, werden die Atome ionisiert und die Ionen in Richtung der MCP beschleunigt. Die Flugzeit für die 2.5 cm lange Strecke zwischen der MOT-Region und der MCP beträgt $2.3 \mu\text{s}$. Das Signal ist nicht eine einzelne scharfe Spitze, wie es für einen Rydberg-Zustand zu erwarten wäre, sondern ist verbreitert durch l -Zustandsändernde Kollisionen der Rydberg-Atome untereinander [112], was zu einer breiten Verteilung der Anfangspopulation über viele unterschiedliche Zustände führt.

Die in den Experimenten gewonnenen und gespeicherten Daten können später mittels eines in Matlab geschriebenen Programms weiter ausgewertet werden [103]. Bei den in den folgenden Kapiteln vorgestellten Daten besteht jeweils ein einzelner Datenpunkt aus einer Messesequenz, wie sie soeben vorgestellt wurde. Um die absolute Atomzahl zu berechnen, wird jeweils die Pulsfläche unter dem MCP Signal ermittelt und mittels des Eichfaktors aus Kapitel 5.8 in eine Rydberg-Atom- oder Ionenanzahl umgerechnet.

8.2 Spektroskopische Untersuchungen

Zur Untersuchung des Auflösungsvermögens und der Stabilität des Rydberg-Lasersystems wurden spektroskopische Untersuchungen an Rydberg-Zuständen durchgeführt. Abbildung 8.3 a) und b) zeigen exemplarisch ein hochaufgelöstes Spektrum des 41D-Dubletts. Das Spektrum auf der linken Seite ist aufgenommen, ohne dass der 960 nm-Masterlaser aktiv auf den Referenzresonator stabilisiert wurde. Die Frequenz des Lasers wurde variiert mittels einer von außen vorgegebenen Steuerspannung an dem Piezo-Aktor des gitterstabilisierten Lasers. Zur Steigerung der Stabilität des Lasersystems wurde der Laser für die Aufnahme eines zweiten Datensatzes auf den Referenzresonator stabilisiert (Abb. 8.3 b)). Dabei wurde der Masterlaser stabilisiert und die Frequenz des Lichts durch den AOM zwischen Master- und Slavelaser verändert. Dadurch war es möglich, die Frequenz des gesamten Systems mit einer Stabilität von weniger als 1 MHz zu kontrollieren. Auf der vertikalen Achse der Datensätze ist jeweils die Frequenz des blauen Lasers aufgetragen, auf der horizontalen Achse das elektrische Feld über die Atomwolke zwischen 0 V/cm bis 20 V/cm a) bzw. 0 V/cm bis 10 V/cm b), wobei die Farbskala der Bilder ein Maß für die Signalstärke ist (blau=niedrige Rydberg-Atomzahl, rot=hohe Rydberg-Atomzahl). Auf dem linken Bild sind sowohl das 41D-Dublett als auch die $n=40$ -Mannigfaltigkeit der wasserstoffähnlichen Zustände zu erkennen. Die 41D-Zustände zeigen dabei im elektrischen Feld einen quadratischen Stark-Effekt, während die Mannigfaltigkeitszustände mit ihrem permanenten Dipolmoment einen linearen Stark-Effekt erfahren. Die Signalstärke des D-Duplets ist deutlich stärker als die der Mannigfaltigkeit. Der Grund dafür ist die Tatsache, dass eine Anregung vom $5P_{3/2}$ -Zustand in den 41D-Zustand erlaubt ist, der Übergang in die Mannigfaltigkeit ist jedoch für ein elektrisches Feld $E=0$ Dipol-verboden ($l=1 \rightarrow l > 3$). Erst durch das steigende elektrische Feld werden andere Zustände beigemischt, wodurch eine Anregung möglich wird. Für eine Anregung aus einem P-Niveau heraus sind dies Anteile von S- und D-Zuständen. Diese Beimischung kann mittels einer Erweiterung des Verfahrens zur Berechnung der Stark-Aufspaltung

aus Kapitel 4.5.1 ermittelt werden, was jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht wurde. Messungen und theoretische Untersuchungen zu den Signalstärken können in [81] gefunden werden. In Abb. 8.3 b) ist deutlich die Aufspaltung der zwei D-Feinstrukturzustände im elektrischen Feld zu erkennen. Diese Zustände sind im Nullfeld hyperfein aufgespalten. Die Hyperfeinintervalle skalieren $\propto (n^*)^{-3}$. Damit liegt der Hyperfeinstrukturabstand von benachbarten Hyperfein-Niveaus von Rydberg-Zuständen im Nullfeld in der Größenordnung von einigen 10 kHz [29]. Die Lebensdauer der Zustände beträgt bei Raumtemperatur $47 \mu\text{s}$, was einer Linienbreite in der Größenordnung der Hyperfeinstrukturaufspaltung entspricht. Diese Abstände liegen unterhalb der Auflösungsgrenze des Lasersystems.

Die Energie der Zustände entwickelt sich jedoch durch die Beimischung von verschiedenen anderen Zuständen unterschiedlich mit steigenden elektrischen Feldern. Der $41D_{5/2}$ -Zustand besitzt im Nullfeld die Hyperfein-Untersubzustände $F=1, 2, 3, 4$, der $41D_{3/2}$ -Zustand die F-Zustände $F=0, 1, 2, 3$ (^{87}Rb hat einen Kernspin von $I=3/2$). Wie zu erkennen ist, spalten die Zustände in zwei unterschiedliche $41D_{3/2}$ - bzw. drei unterschiedliche $41D_{5/2}$ -Zustände auf. Da die skalare Polarisierbarkeit der $5S_{1/2}$ - und $5P_{3/2}$ -Zustände sehr klein ist, ist auch die Stark-Verschiebung dieser Zustände bei dieser Messung vernachlässigbar. Sie beträgt im untersuchten E-Feld-Bereich von 0 V/cm bis 20 V/cm weniger als 25 Hz [116].

Die hier experimentell gewonnenen Daten wurden mit den in Kapitel 4.5.1 vorgestellten theoretischen Betrachtungen numerisch untersucht, um die unterschiedlich aufgespaltenen Zustände zu identifizieren. Bei der Berechnung der Stark Maps wurden die Zustände $n=38-45$ mit den relevanten Hyperfein-Untersubzuständen mit einbezogen. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Abb. 8.3 c) und d) zusammengefasst. Wie in Kapitel 4.5.1 schon begründet, ist es klar, dass die beiden Feinstrukturzustände im elektrischen Feld nicht in $2 \times 4 = 8$ Zustände aufspalten, da schon bei kleinen elektrischen Feldern die Kopplungsenergie der Zustände an das elektrische Feld viel stärker ist als die Energie der Hyperfeinstrukturkopplung. Diese wird daher aufgebrochen, und die aufgespaltenen Zustände können mit den verschiedenen $|m_j|$ -Zuständen identifiziert werden (siehe Kapitel 4.5.1). Diese sind in Abb. 8.3 c) und d) jeweils farbig gekennzeichnet. Die Übereinstimmung zwischen der Berechnung und den experimentellen Ergebnissen ist hervorragend. Der gemessene relative Frequenzabstand der beiden $41D$ -Feinstrukturniveaus voneinander konnte zu 162.8 MHz bestimmt werden. Dies stimmt gut mit dem aus der Quanten-Defekt-Theorie zu erwartenden Abstand von 162.6 MHz überein. Es ist jedoch zu erkennen, dass die gemessene Absolutfrequenz der $5P_{3/2} \rightarrow 41D$ -Übergänge im Vergleich zu den aus der Quanten-Defekt-Theorie berechneten Energien um etwa 2 GHz verschoben ist. Der Grund hierfür konnte nicht festgestellt werden.

Zur Charakterisierung des durch die Feldplatten erzeugten elektrischen Feldes innerhalb der Vakuumkammer wurde der Stark-Effekt an dem $43S_{1/2}$ -Zustand untersucht (siehe Abb. 8.4). Hierzu wurde analog zu der soeben vorgestellten Messung der Masterlaser stabilisiert und die Frequenz des Lichts durch den AOM zwischen Master- und Slavelaser verändert. Auf der vertikalen Achse der Datensätze ist die relative Frequenz des blauen Lasers aufgetragen, auf der horizontalen Achse wurde das elektrische Feld über die Atomwolke zwischen 0 V/cm und 4 V/cm variiert, wobei die Farbskala der Bilder ein Maß für die Signalstärke ist. Die hier angegebenen Werte für das elektrische Feld wurden dabei berechnet, indem die an die Feldplatten angelegte Spannung durch den Abstand der Feldplatten von 1 cm dividiert wurde. Aus den gemessenen Daten wurden dann die Position der Maxima der Linien für die verschiedenen elektrischen Felder bestimmt. Die Daten der Positionen wurden anschliessend mittels einer parabolischen Anpassung angefitzt (siehe Abb. 8.5), um den quadratischen Stark-Effekt zu bestimmen. Die roten Punkte sind die aus der Anpassung gewonnenen Daten, die Größe der Punkte entspricht dem Fehlerbalken. Aus der Anpassung folgt für die relative Frequenzänderung

$$\Delta\nu = p_1 \cdot (E - E_{\perp})^2 \quad (8.1)$$

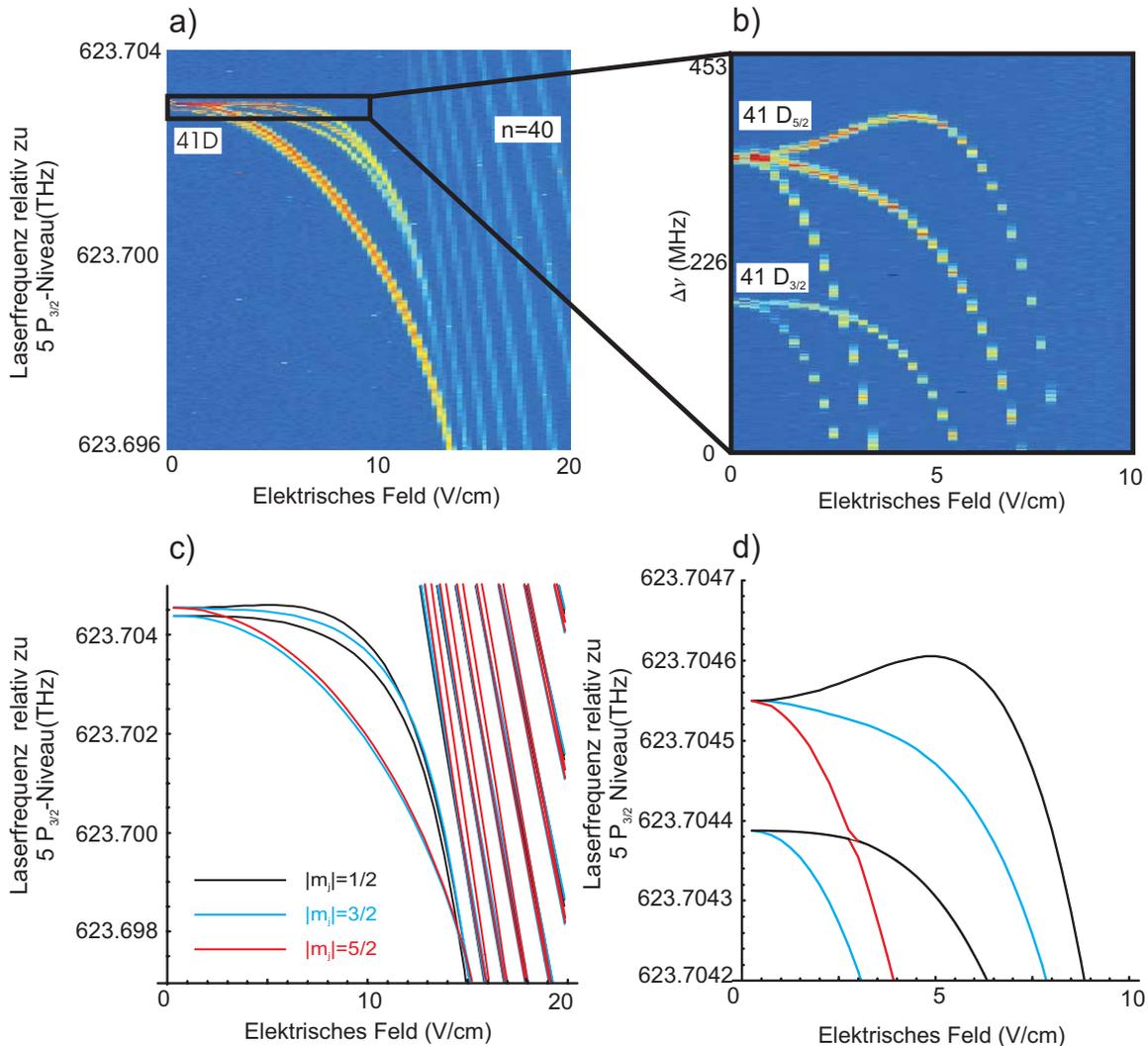


Abbildung 8.3: Messung zur Untersuchung der spektroskopischen Stabilität und des Auflösungsvermögens des Rydberg-Lasersystems. In a) ist eine Stark Map gezeigt, in der das elektrische Feld (horizontal) und die Frequenz des blauen Lasers verändert wurden (vertikal). Die Farbskala ist ein Maß für die Anzahl der angeregten Rydberg-Atome (blau=niedrige Rydberg-Atomzahl, rot=große Rydberg-Atomzahl). In b) ist die Aufnahme einer kleineren Region mit höherer Auflösung und voll stabilisiertem Lasersystem gezeigt. Die Aufspaltung der unterschiedlichen $|m_j|$ -Zustände im elektrischen Feld ist klar zu erkennen. Mittels des in Kapitel 4.5.1 vorgestellten Formalismus wurde für die Umgebung des 41D-Dubletts die Stark-Aufspaltung unter Einbezug der Hyperfeinstruktur der Zustände numerisch berechnet (c). (d) zeigt eine Vergrößerung des vorderen Bereichs. Die einzelnen beobachteten Zustände können den verschiedenen $|m_j|$ -Zuständen zugeordnet werden.

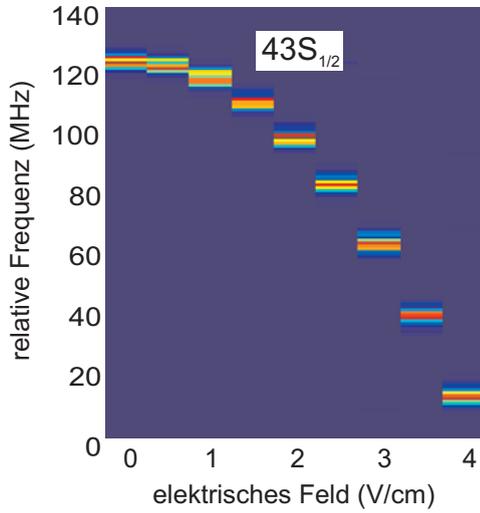


Abbildung 8.4: Messung zur Untersuchung des quadratischen Stark-Effektes des $43S_{1/2}$ -Zustandes. Aufgetragen ist die relative Änderung der blauen Anregungsfrequenz gegen das veränderte elektrische Feld. Die Farbskala ist wiederum ein Maß für die Anzahl der angeregten Rydberg-Atome

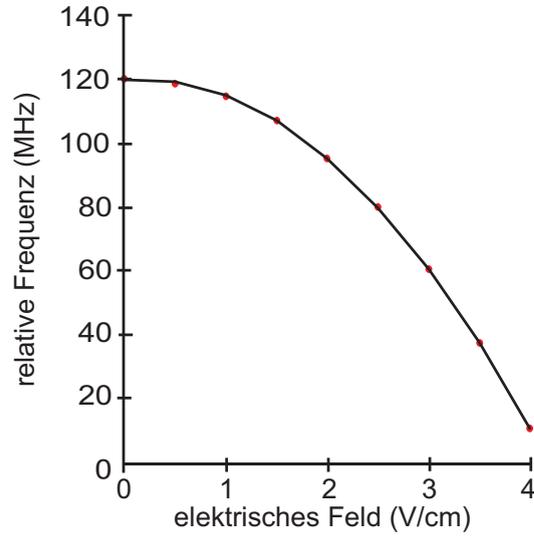


Abbildung 8.5: Aus den Daten, die in Abb. 8.4 gezeigt sind, wurden durch Anpassung die Positionen der Maxima der Linien bestimmt (rote Punkte). Die Größe der Punkte entspricht dabei dem Fehler der Anpassung. Die schwarze Linie zeigt die parabolische Anpassung der Daten (siehe Text).

in Relation zur Frequenz bei einem Feld $E=0$ für $p_1=-8.3 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$ und $E_{\perp}=0.18 \text{ V}/\text{cm}$. Die Fehler in den Anpassungsparametern sind dabei zu vernachlässigen. Aus dem Wert von E_{\perp} ist dabei sofort zu erkennen, dass das elektrische Feld einen zusätzliche Feldkomponente senkrecht zu den Platten von $0.18 \text{ V}/\text{cm}$ hat. Mit Hilfe des in Kapitel 4 eingeführten Verfahrens zur Berechnung der Wellenfunktionen kann mittels 2. Ordnung Störungstheorie die Polarisierbarkeit dieses Zustandes berechnet werden. Es gilt für die Änderung der Energie des Zustandes im elektrischen Feld:

$$\Delta W = -\frac{1}{2}\alpha \cdot E^2 \quad (8.2)$$

mit der Polarisierbarkeit

$$\alpha = 2 \cdot e^2 \sum_{n \neq n', l, m} \frac{|\langle n' l' m' | z | n l m \rangle|^2}{E_{n', l', m'} - E_{n, l, m}}. \quad (8.3)$$

Die Berechnung dieses Wertes führt zu einer theoretisch zu erwartenden Polarisierbarkeit von $1/2\alpha=8.06 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$. Da die Frequenz mittels eines AOMs verändert wurde und daher die Frequenzachse als verlässlich angesehen werden kann, ist die Abweichung durch das elektrische Feld bestimmt. Der Fehler im elektrischen Feld ist gegeben durch das Verhältnis der Wurzel der Polarisierbarkeit $\sqrt{\frac{p_1}{1/2\alpha}} = 1.01$. Dies bedeutet eine 1% Abweichung, die entweder im Abstand der Feldplatten was einer Abweichung von $100 \mu\text{m}$ entspricht oder der Spannungsansteuerung der Feldplatten begründet ist. Der Fehler in der Spannungsansteuerung liegt dabei in dem betrachteten Spannungsbereich in dieser Größenordnung.

Für kleine Verstimmungen und auf Resonanz des roten Übergangs ist die Linienbreite des gesamten Übergangs vom Grund- in den Rydberg-Zustand bestimmt durch die Linienbreite des unteren Übergangs, die 6 MHz beträgt. Für große Verstimmungen vom $5P_{3/2}$ -Zustand weg sinkt die gemessene Linienbreite, da der mittlere Zustand nicht mehr bevölkert wird und die Atome durch 2-Photonen-Prozesse direkt in den Rydberg-Zustand angeregt werden. Die kleinste gemessene Linienbreite für

die Gesamtanregung bei einer weiten Verstimmung vom mittleren Zustand betrug 3.7 MHz bei der Anregung in den $43S_{1/2}$ -Zustand bei $E = 0$. Eigentlich wäre zu erwarten, dass die Linienbreiten der atomaren Übergänge mittels eines Lorentzprofils angepasst werden können. Mit einem solchen Profil war jedoch keine sinnvolle Anpassung möglich, stattdessen wurde ein Gauss-Profil verwendet, das dies ermöglichte. Diese Tatsache deutet darauf hin, dass die gemessenen Linien inhomogen verbreitert sind. In Analogie zur Lorenz-Funktion wurde als Breite der Gaussfunktion die Breite auf der halben Höhe des vollen Maximums verwendet. Da die aus den Stabilisierungssignalen abgeschätzte Linienbreite des Lasersystems deutlich unter 1 MHz beträgt, müssen für diese Linienbreite andere Ursachen in Betracht gezogen werden, die im Folgenden diskutiert werden.

Um eine Linienverbreiterung durch einen elektrischen Feldgradienten innerhalb der Vakuumkammer auszuschließen, wurde die Verteilung der Breiten des $43S_{1/2}$ -Zustands herangezogen (siehe Abb. 8.4). Die Breiten haben dabei im elektrischen Feld zwischen $E=0\text{ V/cm}$ und $E=4\text{ V/cm}$ eine Standardabweichung von 0.4 MHz, wobei sich die Linienbreite nicht mit steigendem elektrischen Feld erhöht, sondern keine Tendenz erkennbar ist. Mit den Daten kann jedoch eine obere Grenze für den Gradienten abgeschätzt werden. Die maximale Steigung des Zustands im elektrischen Feld beträgt im untersuchten Bereich 54 MHz/(V/cm) . Mit einem $1/e^2$ Durchmesser der MOT während der Experimente von $680\text{ }\mu\text{m}$ und einer relativen Änderung der Linienbreite von $\pm 0.4\text{ MHz}$ folgt ein Gradient von 0.2 V/cm^2 . Die Feldverteilung zwischen den Kondensatorplatten wurde, wie in Kapitel 5.7 schon eingeführt, mit dem Programm FEMLAB für den vorgegebenen Aufbau berechnet. Hierbei ergab sich an der Position der MOT in der Mitte der Kondensatorplatten ein Gradient in Richtung der Verbindungsachse der Platten von 0.1 V/cm^2 bei einem elektrischen Feld von 1 V/cm . Die experimentell ermittelten und theoretisch berechneten Gradienten stimmen also gut überein. Weiterhin wurde die $n=40$ -Mannigfaltigkeit in der Umgebung des elektrischen Feldes $E=0\text{ V/cm}$ untersucht. Durch diese Daten konnte das verbleibende Offsetfeld parallel zu den Feldplatten in der Vakuumkammer als $\ll 1\text{ V/cm}$ abgeschätzt werden. Diese Abschätzung ist nur limitiert durch die geringere Anregungsrate in die Mannigfaltigkeitszustände für kleine Felder.

Da eine Inhomogenität in der Feldverteilung des elektrischen Feldes nach der obigen Messung für die Linienverbreiterung verantwortlich ist, kommt als Hauptgrund das MOT-Magnetfeld in Betracht, das während der Experimente nicht abgeschaltet wurde. Der Magnetfeldgradient der MOT beträgt etwa 0.16 T/m , der $1/e^2$ -Durchmesser der MOT $680\text{ }\mu\text{m}$. Zusammen mit der relativen Verschiebung der m_F -Unterzustände des $S_{1/2}$ -Zustandes untereinander von 0.07 MHz/mT (mit den Zuständen $m_F=-2, -1, 0, 1, 2$) führt dies zu einer Linienbreite durch die Inhomogenität des Magnetfeldes von 3.0 MHz . Dies stimmt sehr gut mit den Messungen überein.

Zur Untersuchung der Kurzzeitstabilität des Gesamtsystems wurden experimentelle Anregungssequenzen ausgewertet, bei denen die Anregungsfrequenzen nicht verändert wurden, d.h. sich die Resonanzfrequenz nicht verschieben sollte. Dazu wurden die gemessenen Linien angepasst und die Maxima bestimmt. Aus der Verteilung der Maxima wurde die Kurzzeitstabilität des Systems zu $0.7\pm 0.1\text{ MHz}$ bestimmt. Eine Langzeitstabilitätsmessung wurde nicht durchgeführt.

In der Erklärung zu Abb. 8.2 wurde erwähnt, dass bei einer längeren Dauer des Anregungspulses schon während des Pulses Ionen entstehen und auf der MCP detektiert werden. Diese entstehenden Ionen können dabei innerhalb des Anregungsvolumens ein ultrakaltes Plasma bilden [111, 113], was zum Aufbau eines elektrischen Mikrofeldes führt. Dieses von den Ionen erzeugte Feld in der Umgebung der anzuregenden Atome kann zu einer Verbreiterung und Verschiebung der Resonanzlinien führen, die bei einer hohen Dichte des Plasmas berücksichtigt werden müssen. Eine Theorie, um solche elektrischen Feldverteilungen in Plasmen zu erklären, stammt von Holtsmark (siehe auch [117, 118, 119]). Hierbei wird angenommen, dass die Ionen vollkommen unkorreliert innerhalb des Anregungsvolumens verteilt sind. Die dazugehörige Holtsmark-Verteilungsfunktion $P(\beta)$, $\beta = E/E_0$

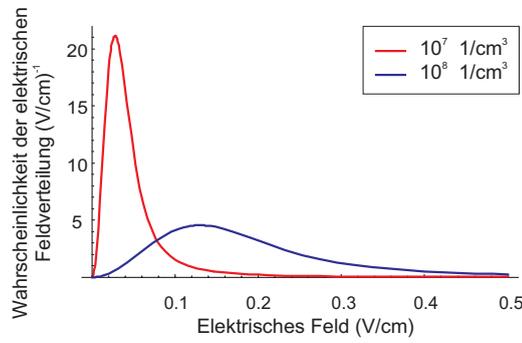


Abbildung 8.6: Berechnete Wahrscheinlichkeitsverteilung des elektrischen Feldes innerhalb eines Plasmas mit den Dichten 10^7 und 10^8 Atome/cm $^{-3}$ unter Verwendung der Holtsmark-Verteilungsfunktion (nach Formel 8.5).

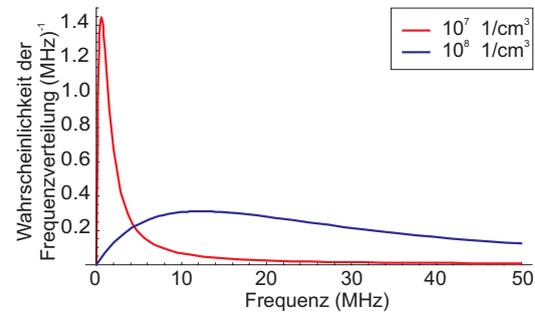


Abbildung 8.7: Mit der Holtsmark-Verteilung berechnete Wahrscheinlichkeitsverteilung der relativen Resonanzfrequenzen eines $43S_{1/2}$ Zustandes mit der gemessenen Polarisierbarkeit von $\Delta\nu=8.3 \text{ MHz}/(\text{V}^2/\text{cm}^2) \cdot E^2$. Als Plasmadichten wurden wiederum 10^7 und 10^8 Atome/cm $^{-3}$ angenommen.

kann erhalten werden durch Auftragen von

$$\frac{1}{E_0} H\left(\frac{E}{E_0}\right), \quad (8.4)$$

als Funktion des elektrischen Feldes E , wobei $H(\beta)$ ergibt sich durch [118]

$$H(\beta) = \frac{2}{\pi\beta} \int_0^\infty \exp\left(-\left(\frac{x}{\beta}\right)^{3/2}\right) x \sin(x) dx, \quad (8.5)$$

mit $E_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r_0^2}$, der Elektronenladung e und der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 . r_0 ist der mittlere Abstand der Ionen im Plasma mit

$$r_0 = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{1}{n_p}\right)^{1/3} \quad (8.6)$$

und der Dichte des Plasmas n_p .

In Abb. 8.6 ist die Holtsmark-Verteilungsfunktion in Abhängigkeit des elektrischen Feldes für Plasmen mit den Dichten 10^7 und 10^8 Atome/cm $^{-3}$ abgebildet. In Abb. 8.7 ist für die gleichen Dichten die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Resonanzfrequenzen eines $43S_{1/2}$ -Zustandes mit der gemessenen Polarisierbarkeit von $|\Delta\nu|=8.3 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2 \cdot E^2$ aufgetragen. Hierbei wurde die Feldverteilung entsprechend auf die Frequenzachse projiziert. Die Resonanz ohne Plasma-Hintergrund läge bei 0, die Linienbreite wäre infinitesimal klein. Für kleine Plasmadichten von 10^7 Atome/cm $^{-3}$ beträgt die Linienverschiebung 0.5 MHz und die Linienbreite ca. 1 MHz. Diese steigert sich für Plasmadichten von 10^8 Atome/cm $^{-3}$ auf eine Verschiebung von 12 MHz und eine Linienbreite von mehr als 25 MHz.

Eine solchen Linienverbreiterung wurden auch experimentell untersucht. Hierbei wurden Atome in den $43S_{1/2}$ -Zustand mit variabler Leistung der blauen Lasers zwischen 0.15 mW und 2.4 mW angeregt. Die Frequenz des Lasers wurde dabei über die Resonanz variiert und die Breite der Linien detektiert. Abbildung 8.8 zeigt die dabei detektierten Anzahl von Ionen (blau) und Rydberg-Atomen (rot) und jeweilige Summe von beiden (grün). Die Länge des Anregungspulses wurde zu $3 \mu\text{s}$ (o) bzw. $10 \mu\text{s}$ (+) gewählt. Es ist klar zu erkennen, dass für eine längere Anregungszeit der Anteil des

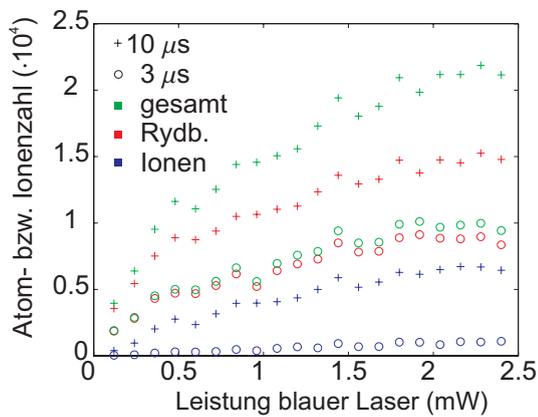


Abbildung 8.8: Detektierte Anzahl von Ionen (blau) und Rydberg-Atomen (rot) und jeweilige Summe von beiden (grün) bei einer Dauer des Anregungspulses von 3 μ s (o) bzw. 10 μ s (+). Es ist klar zu erkennen, dass für eine längere Anregungszeit der Anteil des Ionenhintergrunds am Gesamtsignal deutlich zunimmt.

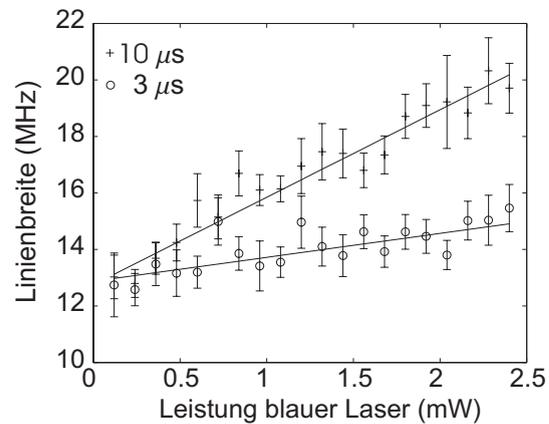


Abbildung 8.9: Angepasste Breiten der detektierten Linien aus den Daten für Dauern des Anregungspulses von 3 μ s (o) bzw. 10 μ s (+). Mit längerem Anregungspuls steigt die Breite der Linie. Die Linien zeigen die lineare Regression der Daten.

Ionenhintergrunds am Gesamtsignal deutlich zunimmt. Sollen also Experimente mit wenig Ionenhintergrund durchgeführt werden, so muss die Anregungszeit kurz gehalten werden. Abbildung 8.9 zeigt die dazugehörige Breite der Linien. Diese wurde wiederum durch eine Anpassung mittels einer Gauss-Funktion bestimmt. Für eine kleine Leistung des blauen Lasers beträgt die Breite der Linien bereits 12.9 MHz. Diese ist bestimmt durch eine Sättigungsverbreiterung des unteren Übergangs, da hier der rote Laser mit einer Leistung von 4.7 mW eingestrahlt wurde. Für eine längere Anregungszeit und damit eine höhere Anzahl an Rydberg-Atomen und Ionen steigt die Linienbreite für eine Anblitzzeit von 3 μ s bei maximaler blauer Leistung auf 14.9 MHz bzw. für 10 μ s auf 20.1 MHz an. Diese Verbreiterung kann sowohl durch eine Wechselwirkung der Rydberg-Atome untereinander als auch auf eine Wechselwirkung der Rydberg-Atome mit dem Ionenhintergrund begründet sein. Die Autoren von [120] konnten jedoch trotz einer Rydberg-Rydberg-Wechselwirkung, die über eine Veränderung der Verteilungsfunktion der detektierten Atome nachgewiesen wurde, nur eine kleine Verbreiterung ihrer Linien um 2 MHz beobachten. Diese Experimente wurden dabei bei Zuständen mit Hauptquantenzahlen $n > 50$ durchgeführt. Es ist daher für die hier präsentierten Experimente nicht davon auszugehen, dass die Linienverbreiterung in der Rydberg-Rydberg-Wechselwirkung ihre Ursache hat. Die Verbreiterung ist also auf die oben schon angeführte Wechselwirkung der Rydberg-Atome mit dem Ionen-Hintergrundfeld zurückzuführen. Ein solcher Effekt wurde auch schon in Experimenten mit Atomstrahlen beobachtet [121]. Eine Verschiebung des Maximum bzw. eine Asymmetrie, wie sie aus Abb. 8.7 zu erwarten wäre konnte nicht beobachtet werden. Der Grund hierfür liegt in der Dynamik der Anregung. Die Atome werden nicht von Beginn des Anregungsprozesses an in einem vorhandenen Hintergrundfeld angeregt, sondern dieses Mikrofeld baut sich erst im Verlauf des Prozesses langsam auf. Daher ist nicht zu erwarten eine Linienverschiebung, sondern höchstens eine Asymmetrie zu beobachten, die jedoch nicht zu erkennen war.

Für eine Abschätzung der Ionendichte aus den untersuchten Linienverbreiterung ist es zunächst nötig, das Anregungsvolumen zu kennen. Zur Abschätzung der Atomzahl innerhalb des Anregungsvolumens folgt für die Atomzahl in Richtung des Lasers

$$N = n_0 \sqrt{2\pi} \sigma_W \pi w_b^2, \quad (8.7)$$

mit einer gemessenen Dichte n_0 der MOT von $2 \cdot 10^{10}$ Atomen, einer Ausdehnung der Wolke von $\sigma_W = 170 \mu\text{m}$ und einem Strahlradius des blauen Lasers von $w_b = 10 \mu\text{m}$. Damit folgt eine Anzahl von ca. 3000 Atomen innerhalb der Anregungsregion. Aufgrund der kleinen Rayleigh-Länge des Strahls von $650 \mu\text{m}$ vervierfacht sich bei einer Fehljustage von nur 3 mm der Radius des Strahls, und damit steigt die Anzahl der Atome innerhalb des Anregungsvolumens auf 56000 Atome. Die Justage des Strahls auf die Atomwolke wurde unter Maximierung des Rydberg-Atom-Signals vorgenommen. Da die gemessene Anzahl der angeregten Atome deutlich größer ist als die bei optimaler Fokussierung in die Wolke erwartete (siehe Abb. 8.8) bedeutet diese Justage einen Kompromiss zwischen kleinem Strahlfokus und damit hoher Intensität innerhalb der Wolke und einer größeren ausgeleuchteten Region. Damit ist jedoch auch die genaue Größe des Anregungsvolumens nicht bekannt. Dies zusammen mit der Tatsache, dass dieser Anregungsprozess ein dynamischer Prozess ist, erschwert es, aus diesen Daten genaue Werte für eine zu erwartende Verbreiterung anzugeben. Eine exakte Untersuchung der Ionendichte bedarf einer genaueren Untersuchung, beispielsweise durch ein Experiment, in dem zunächst Hintergrundionen angeregt werden und dann mittels eines zweiten Anregungspulses innerhalb dieses Anregungsvolumens die Rydberg-Anregung stattfindet.

8.3 Räumliche Adressierung von Rydberg-Zuständen

Für Quanteninformations-(QIV) Ansätze mit Rydberg-Atomen gemäß des Vorschlags von Jaksch et al. [15] ist es nötig, die Atome individuell an verschiedenen Positionen im Raum ansprechen zu können. Eine Möglichkeit, diese Adressierung zu realisieren, ist das Ausnutzen der Stark-Verschiebung der Energieniveaus der Rydberg-Atome in einem elektrischen Feldgradienten. Durch den räumlichen Feldgradienten wird dabei die Resonanzfrequenz der Atome an ihre Position im Raum gebunden. Hier wird nun ein Demonstrationsexperiment vorgestellt, in dem Rydberg-Atome in einem räumlich inhomogenen elektrischen Feld angeregt werden.

Hierfür wurde ein inhomogenes elektrisches Feld über den Bereich der MOT angelegt und die Position des Anregungsstrahls innerhalb der MOT und damit innerhalb des elektrischen Feldes verändert. In Abb. 8.10 ist die detektierte Rydberg-Atomzahl in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz für zwei verschiedene Positionen des Anregungsstrahls innerhalb der Atomwolke gezeigt. Die beiden dabei detektierten Niveaus sind die die $41D_{3/2^-}$ und $41 D_{5/2^-}$ -Niveaus. Die Verschiebung der Anregungslaser über die MOT hinweg um etwa einen MOT-Durchmesser führt zu einer Linienverschiebung von 98 MHz bzw. 75 MHz für die beiden Feinstrukturzustände, was größer ist als die gemessenen Linienbreiten der Zustände. Die Breiten der gemessenen Resonanzlinien liegen bei 81 MHz, bzw. 57 MHz. Dies ist viel breiter als die natürliche Linienbreite des maßgeblichen $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergangs. Der Grund für diese große Breite der Linien ist die Inhomogenität des elektrischen Felds in Richtung des Anregungslaserstrahls durch die MOT hindurch. Daher befindet sich jedes Atom entlang des Anregungsstrahls in einem unterschiedlichen elektrischen Feld, was zu einer Linienverbreiterung führt. Aus der Steigung der Zustände im elektrischen Feld und der Größe der Wolke kann der Gradient in der senkrecht zur Einstrahlrichtung des Lasers zu 18.8 V/cm^2 abgeschätzt werden. Die unterschiedlichen Linienbreiten liegen in der unterschiedlichen Steigung der beiden Linien im elektrischen Feld begründet, was auch in Abb. 8.3 zu sehen ist. Mit diesem Experiment ist daher grundsätzlich gezeigt, dass durch die Kombination eines inhomogenen Feldes über ein Ensemble und die Veränderung der Laserfrequenz eine räumlich selektive Anregung möglich ist.

In zukünftigen Experimenten, bei denen die Atome beispielsweise in einem optischen Gitter lokalisiert sind, sollte es also durch Veränderung der elektrischen Feldstärke bei konstantem Gradienten möglich sein, bei gleicher Laserfrequenz Atome an unterschiedlichen Orten des Gitters in Rydberg-

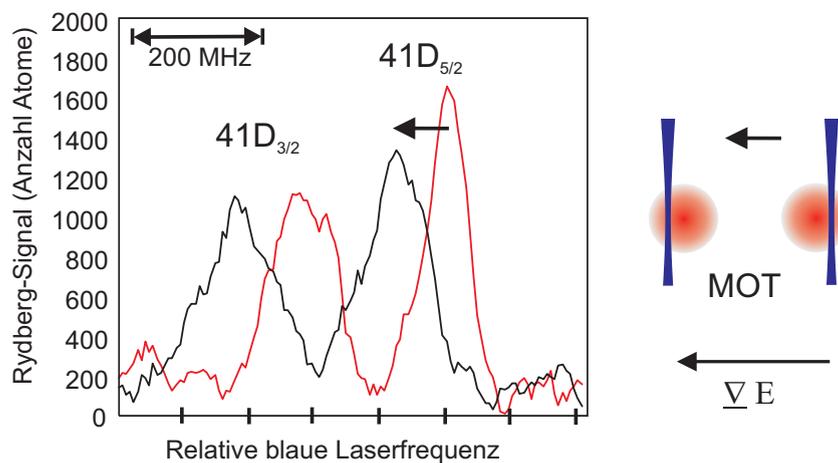


Abbildung 8.10: Räumlich selektive Anregung von Atomen aus einer MOT heraus unter Ausnutzung eines elektrischen Feldgradienten. Die Anregung der Atome aus der Wolke wurde an zwei Positionen in der Wolke vorgenommen, indem die Position des Anregungslaserstrahls an zwei verschiedenen Positionen der Atomwolke positioniert wurde. Für diese unterschiedliche Positionen (rote, schwarze Kurve) unterscheiden sich die Anregungsfrequenzen. Die Energieniveaus der Atome und damit die Resonanzfrequenzen der Rydberg-Atome werden dabei positionsabhängig durch das inhomogene elektrische Feld verschoben.

Zustände anzuregen. Für das optische Gitter soll dabei ein Laser bei einer Wellenlänge von ca. 800 nm verwendet werden, was einem Abstand der im Gitter gefangenen Atome von 400 nm entspricht. Der Manigfaltigkeitszustand der $n=40$ -Manigfaltigkeit besitzt ein Dipolmoment von 2340 Debye, was einer Steigung von $3.0 \text{ GHz}/(\text{V}/\text{cm})$ im elektrischen Feld entspricht [2]. Es ist geplant für die ersten Experimente einen elektrischen Gradienten von $50 \text{ V}/\text{cm}^2$ zum Adressieren zu verwenden. Dies entspricht einem Frequenzunterschied in der Anregungsfrequenz der von zwei an benachbarten Position im Gitter gespeicherten Atome von 6 MHz. Bei einer Linienbreite der Anregungslaser von unter 1 MHz sollten daher problemlos zwischen den Atomen unterschieden werden können. Sollten bei der Anregungssequenz Probleme durch nicht-resonante Anregung von benachbarten Atomen in Rydbergzustände auftreten, ist es auch möglich größere elektrische Feldgradienten zu verwenden, um die Frequenzabstände zu vergrößern.

8.4 Zustandsadressierung von Rydberg-Zuständen

In dem schon eingeführten Schema zur QIV mit Rydberg-Atomen ist die Quanten-Information in den beiden Hyperfein-Grundzuständen der Atome gespeichert ($5S_{1/2}$ ($F=1$), ($F=2$)). Zur Durchführung des Schemas muss die Zustandsselektivität der Anregung aus den verschiedenen Grundzuständen in dem Anregungsschema sichergestellt sein. Dies bedeutet, dass einer der $5S_{1/2}$ -Hyperfein-Grundzustände für die Rydberg-Anregung zugänglich sein muss, während der andere Zustand durch die Anregung nicht gestört werden darf. Um dies zu untersuchen, wurden aus beiden Hyperfein-Grundzuständen Atome in einen Rydberg-Zustand angeregt. In diesem Experiment wurde die Frequenz des blauen Lasers über die Resonanz des $5P_{3/2} \rightarrow 41D$ -Übergangs verstimmt und die Atome auf dem $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ -Übergang mittels des MOT (c, d) bzw. des Rückpumperlasersystems (a, b) angeregt, wobei das Rückpumperlicht resonant mit dem $5S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=1)$ -Übergang war. Detektiert wurde wiederum die Population des Rydberg-Zustandes. Das Experiment wurde mit

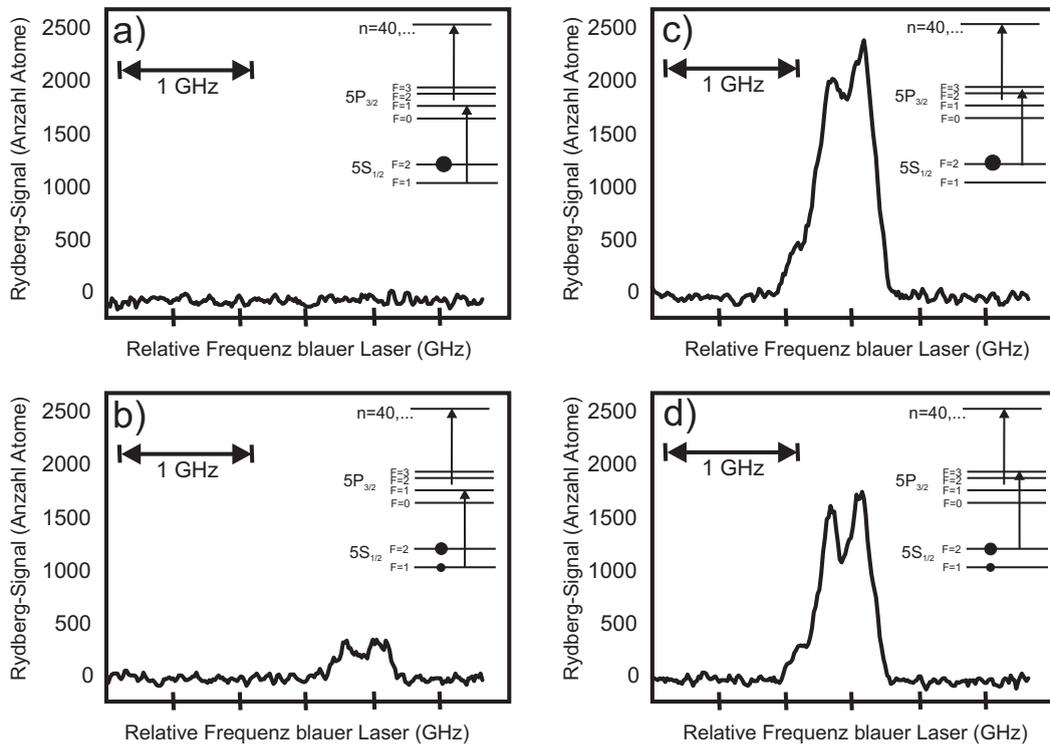


Abbildung 8.11: Zustandsabhängige Anregung der Atome aus den beiden $5S_{1/2}(F=1)$ - (a und b) und $(F=2)$ -Zuständen (c und d) in das $41D$ -Dublett. Wird die Anregung aus dem $(F=1)$ -Zustand durchgeführt, so findet keine nicht-resonante Anregung aus dem $(F=2)$ -Zustand statt und es können keine Rydberg-Atome detektiert werden (a). Werden die Atome vor der Anregung optisch in das $(F=1)$ -Niveau gepumpt und von dort aus angeregt, so können diese als Rydberg-Atom-Signal detektiert werden (b). Ist der $(F=2)$ -Zustand vor der Anregung bevölkert, dann können Atome aus diesem Zustand in einen Rydberg-Zustand angeregt werden (c). Wird ein Teil der Population vor der Anregung in den $(F=1)$ -Zustand gepumpt, so verringert sich die Anzahl der angeregten Atome (d) (siehe Text).

und ohne optisches Pumpen in den $(F=1)$ -Zustand vor der Anregungssequenz durchgeführt. In Abb. 8.11 sind die verschiedenen experimentellen Daten zusammengefasst. In einem Experiment, in dem die Atome nicht aktiv in den $(F=1)$ -Zustand gepumpt werden, ist nur eine Anregung aus dem $(F=2)$ -Zustand in den Rydberg-Zustand möglich (Abb. 8.11(c)), also wenn die Atome mit dem MOT-Laser angeregt werden. Eine nicht resonante Anregung durch den Rückpumpelaser konnte nicht beobachtet werden (Abb. 8.11(a)). Um die Atome aktiv in den $(F=1)$ -Zustand zu transferieren, wurde der Rückpumpelaser $300 \mu\text{s}$ vor dem MOT-Laser ausgeschaltet. Durch den weiterhin angeschalteten MOT-Laser werden die Atome in dieser Zeitspanne in den $(F=1)$ -Zustand gepumpt. Wie in Abb. 8.11 (b) und (d) gezeigt ist, nimmt die Anzahl der Atome, die aus dem $(F=2)$ Zustand in den $n=41D$ -Zustand angeregt wurden, ab (d) und die Anzahl der Atome, die aus dem $(F=1)$ -Zustand in den $n=41D$ -Zustand angeregt werden, zu (b). Da der AOM, mit dem der Rückpumpelaser geschaltet wurde, nicht vollständig ausgeschaltet werden konnte, war es nicht möglich, alle Atome in den $(F=1)$ -Zustand zu pumpen und den $(F=2)$ -Zustand vollständig entvölkern. Die gemessene Frequenzdifferenz zwischen den beiden Linien beträgt 460 MHz , was in guter Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage von 423 MHz für den Abstand zwischen dem $5P_{3/2}(F=1')$ - und $(F=3')$ -Zustand ist. Die gemessenen Linien sind wie in Kapitel 8.3 sehr breit, da ein inhomogenes elektrisches Feld über die Atomwolke angelegt war. Um die Transfer-Effizienz zwischen den Hyperfein-Grundzuständen zu verbessern, werden in zukünftigen Experimenten die Atome

zwischen dem $5S_{1/2}(F=1)$ - und $5S_{1/2}(F=2)$ -Zustand mittels eines Raman-Lasersystems oder mit einem Mikrowellenübergang transferiert [39].

8.5 Autler-Townes-Aufspaltung

Wie in Kapitel 2.2 schon dargestellt wurde, führt die Kopplung eines 2-Niveau-Atoms an ein Lichtfeld zu neuen Eigenzuständen mit neuen Eigenenergien, die im Vergleich zum ungestörten System um die Energie $\hbar\Omega$ voneinander getrennt sind. In diesem Kapitel wird dargestellt, wie die Rabifrequenz Ω eines solchen Systems mittels Untersuchung der Autler-Townes-Aufspaltung [122] gemessen werden kann. In den hier vorgestellten Experimenten werden dabei Atome in einen Rydberg-Zustand transferiert und die Population dieses Zustandes detektiert. In diesem Kapitel werden in den Messungen bzw. dazu gehörigen Simulation jeweils die Frequenzen ν angegeben, da dies die realen Messparameter sind, während in den theoretischen Betrachtungen jeweils in die Kreisfrequenzen gemäß $\omega = 2\pi \cdot \nu$ verwendet werden.

8.5.1 Theorie zur Autler-Townes-Aufspaltung

Wir betrachten zunächst ein leiterartiges 3-Niveau-System, in dem auf einem der Übergänge ein starkes Laserfeld bei der Frequenz ω_{rL} eingestrahlt wird ($|g, N+1\rangle \rightarrow |e, N\rangle$, mit der Photonenzahl N), während auf einem zweiten Übergang mit der Übergangsfrequenz ω_b , der ein gemeinsames Niveau mit dem ersten hat, ein schwacher Laser eingestrahlt wird ($|e, N\rangle \rightarrow |c, N\rangle$). Dieser Laser sei zunächst so schwach, dass er keine Störung des Systems hervorruft und weit verstimmt ist gegen die atomare Übergangsfrequenz ω_r (siehe Abb. 8.12). In der Abbildung sind auf der linken Seite die ungestörten Zustände $|g, N+1\rangle$, $|e, N\rangle$ und $|c, N\rangle$ gezeigt. Da die Laserfrequenz ω_{rL} in der Nähe von ω_r ist, sind die Zustände $|g, N+1\rangle$ und $|e, N\rangle$ dicht zusammen und nur durch die Verstimmung $\delta_2 = \omega_{rL} - \omega_r$ voneinander getrennt. (Es sei $\omega_{rL} > \omega_r$ und damit $|g, N+1\rangle$ energetisch über $|e, N\rangle$). In Kapitel 2.2 wurde schon gezeigt, dass in einem an ein Lichtfeld gekoppelten 2-Niveau-Atom der Übergang in zwei neue Eigenzustände $|1, N\rangle$ und $|2, N\rangle$ mit der Energieaufspaltung von $\hbar\Omega$ aufspaltet, wobei Ω die effektive Rabifrequenz ist. Der Zustand $|c, N\rangle$ ist von dieser Kopplung hingegen nicht betroffen, da er nur durch einen Laser mit schwacher Intensität an die anderen Zustände koppelt (Abb. 8.12, rechte Seite).

Zur Untersuchung dieses 3-Niveau-Systems wird zunächst auf dem unteren Übergang ein schwacher Laser eingestrahlt, was zu einer kleinen Rabifrequenz Ω_R führt. Der Übergang wird dabei durch den Abtastlaser auf dem Übergang $|e, N\rangle \leftrightarrow |c, N\rangle$ abgetastet. Da die beiden Eigenzustände $|1, N\rangle$ und $|2, N\rangle$ jeweils Beimischungen von $|e, N\rangle$ haben, werden bei $\Omega_R \neq 0$ zwei Übergänge aus $|1, N\rangle$ und $|2, N\rangle$ in $|c, N\rangle$ möglich, die genau durch Ω_R voneinander getrennt sind. Durch Abtastung des Übergangs $|e\rangle \leftrightarrow |c\rangle$ kann also die intensitäts- und verstimmungsabhängige Aufspaltung des $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ -Übergangs beobachtet werden. Das bei diesem Prozess beobachtete Dublett bezeichnet man als Autler-Townes-Dublett [122]. Wird Ω_R festgehalten und die Verstimmung δ_2 variiert, so ändert sich das Dublett und erreicht einen minimalen Abstand bei $\omega_{rL} = \omega_r$, also $\delta_2 = 0$.

Wie in Kapitel 2.2 gezeigt wurde, gilt für die Energieverschiebung gegenüber den ungestörten Zuständen auf einer Energieskala relativ zu $(N+1)\hbar\omega_{rL} - \hbar\delta_2/2$ des unteren Übergangs $E_N = \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{\Omega_R^2 + \delta_2^2}$. Bei Veränderung der Anregungsfrequenzen der beiden Laser muss für eine Anregung in das Niveau $|c\rangle$ weiterhin die Bedingung für den Gesamtübergang $\omega_r + \omega_b = \omega_{ges}$ erfüllt sein. Hierbei sind $\hbar\omega_{ges}$ die Energiedifferenz zwischen $|g\rangle$ und $|c\rangle$ und $\omega_{r,b}$ die Frequenzen der atomaren Übergänge. Sind nun die eingestrahelten Laserfrequenzen $\omega_{rL} = \omega_r + 1/2\delta_2$ und

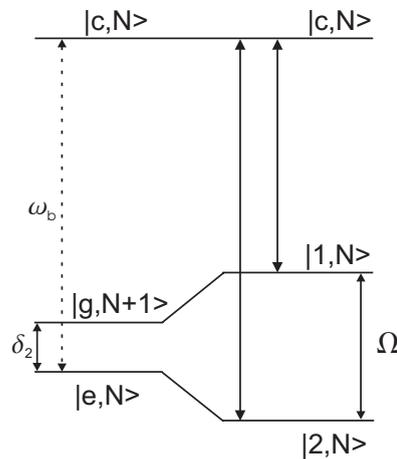


Abbildung 8.12: Veranschaulichung der Autler-Townes-Aufspaltung. Auf der linken Seite sind die ungestörten Zustände des Systems gezeigt, auf der rechten Seite die neuen dressed states, die für die Erklärung der Autler-Townes-Aufspaltung wichtig sind. Im vorliegenden Experiment wurde als $|g\rangle$ der $5S_{1/2}(F=2)$ -Zustand, als $|e\rangle$ der $5P_{3/2}(F'=3)$ -Zustand und als $|c\rangle$ der $43S_{1/2}$ -Zustand von ^{87}Rb genutzt.

$\omega_{bL} = \omega_b + \delta_3$, so folgt für die beiden Verstimmungen δ_2 und δ_3 im Bezug auf die Resonanzbedingung, um in das Niveau $|c\rangle$ anregen zu können $\delta_3 = -1/2\delta_2 \mp 1/2\sqrt{\Omega_R^2 + \delta_2^2}$. Für eine weite Verstimmung folgt also $\delta_2 = -\delta_3$. Auf der Resonanz mit $\delta_2 = 0$ ist die Aufspaltung entsprechend durch $\delta_3 = \mp\Omega_R/2$ bestimmt. Detektiert man zur Messung der Rabifrequenz die Population im Zustand $|c\rangle$, so sind die Signalstärken der beiden Linien des Dubletts auf der Resonanz identisch, da hier der Mischwinkel θ mit $\tan 2\theta = \frac{\Omega_R}{\delta}$ gerade 45° beträgt (siehe auch Kapitel 2.2). Das bedeutet, dass auch beiden Zuständen derselbe Anteil $|e\rangle$ beigemischt ist. Ändert man die Verstimmung, so ändert sich der Mischwinkel zwischen den beiden Zuständen und damit auch die detektierte Population in $|c\rangle$.

8.5.2 Experimentelle Untersuchung der Autler-Townes-Aufspaltung

Intensitätsabhängigkeit der Autler-Townes-Aufspaltung des $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergangs

In dem hier untersuchten 3-Niveaus-Rydberg-System kann die Autler-Townes-Aufspaltung des an das Lichtfeld gekoppelten $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergangs mit Hilfe eines Übergangs in ein Rydberg-Niveau abgefragt werden und damit die Rabifrequenz eines Systems direkt gemessen werden [123]. Dieser Wert ist zum einen wichtig, wenn die optimalen Parameter für einen direkten 2-Photonen-Übergang in ein Rydberg-Niveau gefunden werden sollen. In diesem Fall müssen für eine optimale Anregung die Rabifrequenzen beider Einzelübergänge gleich sein (siehe [53]). Weiterhin muss für potentielle QIV-Anwendungen sichergestellt sein, dass die Rabifrequenzen größer sind als die inversen Zeitkonstanten aller Dekohärenzprozesse innerhalb des Systems (siehe auch Anhang E).

Hier wurde der Übergang $5P_{3/2}(F'=3) \rightarrow 43S_{1/2}$ genutzt, um die Rabifrequenz des an das Lichtfeld gekoppelten $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergangs in Abhängigkeit von der Intensität abzufragen. Auf beiden Übergängen wurde zur Anregung linear polarisiertes Licht eingestrahlt und die Population im $43S_{1/2}$ -Zustand beobachtet. In Abb. 8.13 ist das Rydberg-Atom-Signal in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz des blauen Lasers für drei verschiedene rote Intensitäten aufgetragen. Um dies übersichtlicher zu gestalten, sind die Datensätze übereinander gezeichnet. Für eine Laserintensität von $2I_s$ wird eine Linie detektiert. Durch Erhöhung der Laserintensität verbreitert sich die Linie zunächst und spaltet für höhere Intensitäten auf. Der Grund für die unterschiedlichen

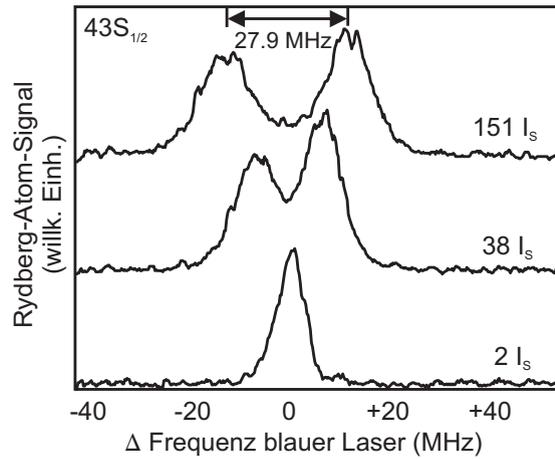


Abbildung 8.13: Autler-Townes-Aufspaltung des an das Lichtfeld gekoppelten $S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ -Übergangs, abgefragt mit einem Übergang in den $43S_{1/2}$ -Zustand. Das gemessene Signal ist die Population im Rydberg-Zustand für drei unterschiedliche eingestrahelte Intensitäten gegen die Frequenzverstimmung des blauen Lasers von der Resonanzfrequenz aufgetragen. Für eine Intensität von $151 I_s$ beträgt die gemessene Autler-Townes Aufspaltung 27.9 MHz.

Höhen der beiden Linien liegt darin, dass der Laser gegen die Resonanz verstimmt ist, was zu einem Mischwinkel von θ führt, der nicht exakt 45° beträgt. Aus der Anpassung der Daten kann das Verhältnis der Signalhöhen von 0.79 bestimmt werden, was zu einem Mischwinkel bei dieser Messung von 36.44° und einer Verstimmung δ_2 von 7.83 MHz führt. Aus den Abständen kann die Rabifrequenz für die verschiedenen Laserintensitäten bestimmt werden. Für eine Laserintensität von $151 I_s$ ergibt sich eine Aufspaltung der Linien von $\Omega_{\text{Messung}} = 2\pi \cdot 27.9$ MHz. Unter Einbezug des Mischwinkels folgt für die Rabifrequenz $\Omega_{\text{exp}} = \Omega_{\text{Messung}} \cdot \sin 2\theta = 2\pi \cdot 26.6$ MHz.

Bei der Berechnung der theoretisch zu erwartenden Rabifrequenz muss die Unterstruktur des Übergangs beachtet werden [123]. Am Anfang der Anregung sind in der MOT zunächst alle Atome gleich über die m_F -Zustände des $5S_{1/2}(F=2)$ -Zustandes verteilt. Durch Einstrahlen des linear polarisierten Lichtes werden die Atome jedoch schon nach wenigen Anregungszyklen in die Zustände $m_F=0, \pm 1$ gepumpt. Der Grund hierfür liegt im Verzweungsverhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten (siehe Anhang B). Daher sind für die theoretische Berechnung der Rabifrequenz nur Übergänge aus diesen m_F -Zuständen zu berücksichtigen. Gemäß den Übergangsstärken für den ^{87}Rb $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$ -Übergang, die in Anhang B gegeben sind, liefern daher die 3 $m_F=0, \pm 1$ -Übergänge Beiträge zur Rabifrequenz [123]. Diese sind für den $m_F = 0$ und $m_F = \pm 1$ -Zustand

$$\Omega_{m_F(0)} = \sqrt{36/140} \cdot \Omega_R = 0.51 \cdot \Omega_R \quad \text{und} \quad (8.8)$$

$$\Omega_{m_F(\pm 1)} = \sqrt{32/140} \cdot \Omega_R = 0.48 \cdot \Omega_R, \quad (8.9)$$

mit der Rabifrequenz $\Omega_R = \Gamma \sqrt{\frac{I}{2I_s}}$. Dabei ist I die Intensität des eingestrahelten Lasers, I_s die 2-Niveau-Sättigungsintensität des Übergangs und Γ die Linienbreite. Die gemittelt Rabifrequenz über die drei Beiträge ist daher $\Omega_{m_F} = 1/3 (\Omega_{m_F(-1)} + \Omega_{m_F(0)} + \Omega_{m_F(+1)}) \cdot \Omega_R \approx 0.49 \cdot \Omega_R$. Hiermit folgt für die berechnete Rabifrequenz bei maximaler Intensität von $151 I_s$ $\Omega_{m_F} = 2\pi \cdot 25.6 \pm 2.5$ MHz. Die Abweichung zu dem experimentell ermittelten Wert ist darin begründet, dass in der Berechnung von einer mittleren Intensität über das gesamte Stahlprofil ausgegangen wurde, da der Strahl größer als die Ausdehnung der Wolke ist. In der Realität liegt jedoch ein Gauss'scher Strahl vor, dessen Intensität über sein Strahlprofil verteilt ist. Es ist jedoch nicht zu bestimmen, an welcher Stelle innerhalb des Strahls sich die Wolke genau befindet.

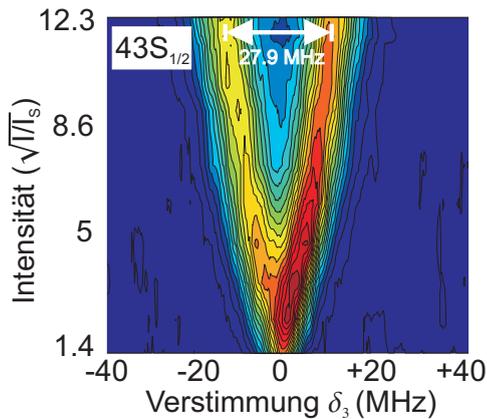


Abbildung 8.14: Experimentelle Untersuchung der Autler-Townes-Aufspaltung des $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergangs. Variiert wurde die Frequenz des Lasers auf dem $5P_{3/2}(F=3) \rightarrow 43S_{1/2}$ -Übergang und die Intensität des roten Lasers. Die Detektion erfolgt durch Messung der Population der Rydberg-Atome im $43S_{1/2}$ -Zustand. Die Farbskala ist ein Maß für die gemessene Population.

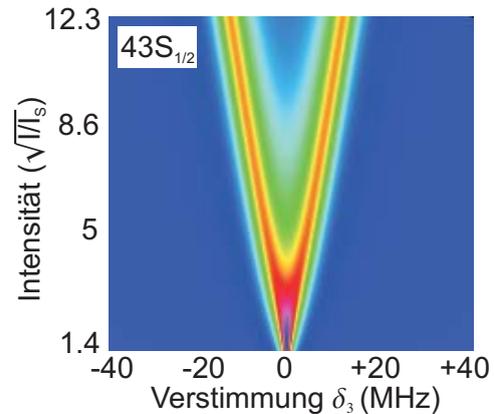


Abbildung 8.15: Theoretische Simulation der Messung aus Abb. 8.14 mit $\delta_2 = 0$ durch numerische Lösung der in Kapitel 2.3 vorgestellten Mastergleichung. Eine Linienverbreiterung durch magnetische Feldgradienten des MOT-Magnetfeldes ist in der numerischen Berechnung nicht berücksichtigt.

Die im Experiment erhaltenen Daten wurden anschließend mittels des in Kapitel 2.3 vorgestellten Mastergleichungsformalismus simuliert. In der numerischen Simulation wird hierbei die Mastergleichung gelöst und die Population im Rydberg-Zustand für eine analog zur experimentellen Durchführung gegebene Anregungszeit berechnet. In die Simulation gehen dabei nur die homogenen Linienbreiten der Übergänge ein, eine inhomogene Verbreiterung der Übergänge, beispielsweise durch einen äußeren Magnetfeldgradienten, werden nicht berücksichtigt. Weiterhin wird angenommen, dass die Linienbreite der Anregungslaser deutlich kleiner als die Linienbreite des $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergangs ist (6 MHz). Der gesamte experimentell gemessene Verlauf der Autler-Townes-Aufspaltung in Abhängigkeit von $\sqrt{I/I_s}$ ist zum Vergleich in Abb. 8.14 gezeigt. Dabei wurde die Verstimmung des blauen Lasers über die Resonanz verändert. Die entsprechende numerische Rechnung mit $\delta_2 = 0$ ist in Abb. 8.15 wiedergegeben. In Abhängigkeit von $\sqrt{I/I_s}$ folgt dieselbe lineare Aufspaltung, wie sie auch im Experiment gemessen wurde. Die Autler-Townes-Aufspaltung und damit die Rabi-Frequenz des unteren Übergangs steigt mit steigender Laserintensität an und gibt das experimentelle Ergebnis sehr gut wieder. In die Theorie gehen nur die atomaren Eigenschaften des Übergangs und die gemessenen Intensitäten der Laser ein.

Verstimmungsabhängigkeit der Autler-Townes-Aufspaltung des $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergangs

Wie in Kapitel 8.5.1 schon gezeigt, lässt sich für ein 2-Niveau-Atom der Verlauf der Autler-Townes-Aufspaltung in Abhängigkeit von der Verstimmung bzgl. der verschiedenen Niveaus exakt berechnen. In Abb. 8.16 ist die Messung der Autler-Townes-Aufspaltung des an das Lichtfeld gekoppelten $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergangs in Abhängigkeit von der Verstimmung δ_2 gezeigt. Die Verstimmung des blauen Lasers δ_3 wurde ebenfalls verändert, um die Resonanzbedingung zu erfüllen und die Atome in den $43S_{1/2}$ -Zustand anregen zu können. Als aufgetragenes Signal ist wiederum die Population der Rydberg-Atome im $43S_{1/2}$ -Zustand gezeigt. Die schwarzen Linien zeigen den aus den analytischen Formeln folgenden, theoretisch zu erwartenden Verlauf.

Da die Leistung des roten Lasers sich bei dem Verstimmen mittels eines AOMs durch die frequenzabhängige Beugungseffizienz des AOMs ebenfalls verändert und damit nicht über den gesamten Messbereich konstant war, wurde diese während des Experimentes ebenfalls detektiert und die

theoretischen Berechnungen entsprechend korrigiert. Die Rabifrequenz wurde aus den Daten bestimmt, indem die Verstimmung δ_2 gesucht wurde, an der die Signalintensität der beiden Kurven gleich war. Dies ist an dem Punkt, an dem der Mischwinkel θ zwischen den Zuständen gerade 45° beträgt, was der Resonanz entspricht. Die dabei aus Abb. 8.16 bestimmte Rabifrequenz beträgt $\Omega_{\text{exp}} = 2\pi \cdot 30.6$ MHz. Aus den gemessenen eingestrahlenen Intensitäten ergibt sich eine erwartete maximale Rabifrequenz am Ort der Atome von $\Omega_{\text{mF}} = 2\pi \cdot 25.6 \pm 2.5$ MHz. Die Abweichung zwischen den erwarteten und experimentell ermittelten Werten ist analog zum vorherigen Kapitel in der nicht exakt bekannten Position der MOT innerhalb des Anregungsstrahls zu begründen. Zur Berechnung der theoretischen Verlaufskurven wurde die experimentell bestimmte Rabifrequenz verwendet.

Es ist in Abb. 8.16 weiterhin zu erkennen, dass für weite Verstimmungen die Linien wie erwartet in die Winkelhalbierende übergehen, denn für große Verstimmungen ($\delta_2 \gg \Omega_R$) muss $\delta_2 = -\delta_3$ gelten, um die Resonanzbedingung des Gesamtübergangs zu erfüllen. Die Asymmetrie der Autler-Townes-Linien kommt durch die asymmetrische Verteilung der Intensität, die durch die frequenzabhängige Effizienz des AOMs vorgegeben ist, zu Stande. Das Maximum der Laserintensität liegt nicht bei $\delta_2 = 0$, sondern ist dagegen um -10.5 MHz verschoben.

Die gemessene Asymmetrie ist auch in der in Abb. 8.17 gezeigten numerischen Simulation, die die Intensitätsverteilung des AOMs berücksichtigt, eindeutig zu erkennen. Hierbei wurde wiederum die Mastergleichung numerisch gelöst, um die Autler-Townes-Aufspaltung in Abhängigkeit von den beiden Verstimmungen δ_2 und δ_3 zu berechnen. Die experimentell ermittelten Daten und die Ergebnisse der numerischen Simulation zeigen auch hier wieder eine hervorragende Übereinstimmung.

8.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden Experimente zur 2-Photonen-Anregung von ^{87}Rb -Atomen präsentiert. Hierzu wurden zwei cw-Diodenlasersysteme bei den Wellenlängen 780 nm und 480 nm verwendet. Die Rydberg-Anregung wurde dabei an einem in einer MOT gefangenen Ensemble kalter Atome durchgeführt. Zur Detektion der angeregten Rydberg-Atome wurden diese in einem elektrischen Feld ionisiert und die dabei entstehenden Ionen mit einer Mikro-Kanal-Platte detektiert.

Um die Stabilität und Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems zu untersuchen, wurde der Stark-Effekt in der Umgebung der $n=40$ Mannigfaltigkeit untersucht. In diesen Untersuchungen war es möglich, die feldabhängige Aufspaltung der $41D_{3/2}$ - und $41D_{5/2}$ -Zustände zu beobachten. Die dabei gefundene Aufspaltung wurde mit theoretischen Rechnungen verglichen. Dabei konnten die beobachteten Zustände mit den $|m_j|$ -Untersubzuständen der Feinstrukturzustände identifiziert werden. Die kleinste gemessene Linienbreite für einen 2-Photonen-Übergang in ein Rydberg-Niveau betrug 3.7 MHz. Diese Breite ist durch das während der Anregung angeschaltete MOT-Magnetfeld bedingt. Es konnte weiterhin eine Linienverbreiterung durch die Wechselwirkung der Rydberg-Atome mit Hintergrund-Ionen beobachtet werden.

Um die Möglichkeit der räumlich-selektiven Anregung in Rydberg-Zustände zu zeigen, wurden die Rubidium-Atome in einem inhomogenen elektrischen Feld angeregt. Dabei wurde gezeigt, dass sich die Resonanzfrequenz bei Anregung an verschiedenen Positionen innerhalb der MOT verschiebt. Zusätzlich konnte die selektive Anregung aus den beiden Rubidium-Hyperfein-Grundzuständen gezeigt werden. Zur direkten Messung der Rabifrequenz des unteren Anregungsschrittes wurde die Autler-Townes-Aufspaltung des an das Lichtfeld gekoppelten $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergangs mittels des Transfers der Population in einen Rydberg-Zustand untersucht. Dabei wurde die Autler-Townes-Aufspaltung sowohl in Abhängigkeit von der Intensität als auch von der Verstimmung des Lasers untersucht. Hieraus konnte die Rabifrequenz zu $2\pi \cdot (26.6)$ MHz bestimmt

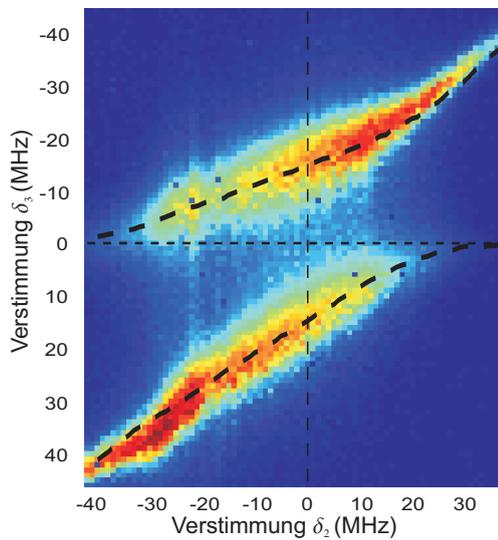


Abbildung 8.16: Abhängigkeit der Autler-Townes-Aufspaltung des an das Lichtfeld gekoppelten $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergangs in Abhängigkeit von der Verstimmungen δ_2 . Zur Detektion werden die Atome in den $43S_{1/2}$ -Zustand transferiert. Daher wird die Verstimmung δ_3 verändert, um die Resonanzbedingung zu erfüllen. Die Farbskala im Bild gibt die relative Stärke des Rydberg-Atom-Signals wieder. In den schwarz gestrichelten Linien ist der experimentell bestimmte Nullpunkt des atomaren Übergangs mit $\delta_2 = \delta_3 = 0$ eingezeichnet. Die weiteren Linien geben den theoretisch erwarteten Linienverlauf wieder, der analytisch berechnet werden kann (siehe Text). Eine frequenzabhängige Intensitätsänderung des roten Laserstrahls ist bei der Berechnung der theoretischen Kurven berücksichtigt.

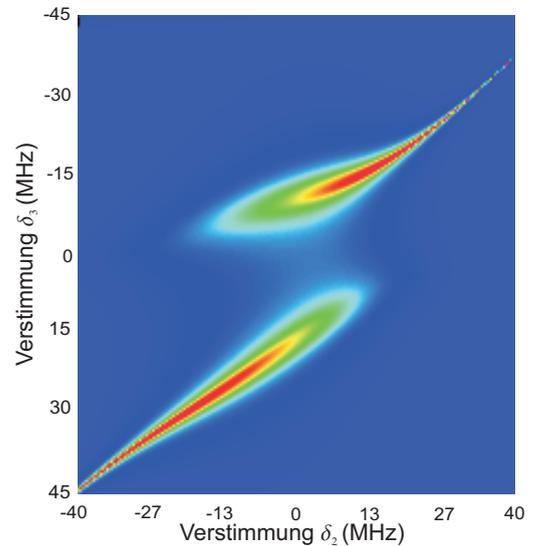


Abbildung 8.17: Berechnung der Frequenzabhängigkeit der Autler-Townes-Aufspaltung unter Parametern, wie sie auch bei der in Abb. 8.16 gezeigten Messung eingestellt waren. Die Farbskala im Bild gibt die relative Intensität des Rydberg-Atom-Signals in willkürlichen Einheiten wieder. Die Rechnung beinhaltet die frequenzabhängige Leistungsabhängigkeit des AOMs, wie sie auch im Experiment zu finden war, berücksichtigt jedoch keine Linienverbreiterung, beispielsweise durch das MOT-Magnetfeld.

werden. Dies stimmt gut mit der berechneten Rabi-Frequenz von $2\pi \cdot 25.6 \pm 2.5$ MHz überein. Diese Daten wurden anschließend mit einer Simulation eines 3-Niveau-Systems verglichen und zeigen eine hervorragende Übereinstimmung.

9 Zusammenfassung und Ausblick

9.1 Zusammenfassung

Wie in der Einleitung schon dargestellt wurde, liegt das langfristige Ziel des Gesamtprojekts, in das diese Doktorarbeit eingebettet ist, in der Untersuchung der Dipol-Dipol-Wechselwirkung der Rydberg-Atome untereinander. Ein besonderes Augenmerk gilt dabei der Untersuchung der Wechselwirkung von in periodischen Strukturen angeordneten Rydberg-Atomen. Eine vielversprechende darauf basierende Anwendung ist die Nutzung der Rydberg-Atome im Zusammenhang mit Quanteninformationsverarbeitung (QIV). In einem dafür vorgeschlagenen Schema ist es notwendig, Atome räumlich zu lokalisieren und gezielt in Rydberg-Zustände anzuregen. Hierzu wurde im Rahmen dieser Arbeit zunächst eine Messapparatur aufgebaut, die es ermöglicht, sowohl ^{87}Rb -Atome mittels Laserkühlung in einer MOT zu kühlen, als auch sie magnetisch zu speichern. Mittels dieses Aufbaus wurden dann sowohl Experimente zur periodischen Speicherung von Atomen in MOT-Gittern als auch zur Rydberg-Anregung durchgeführt.

Messapparatur und allgemeine Untersuchungen

Für die hier vorgestellten Untersuchungen sowohl zu magneto-optischen Fallen als auch zur Rydberg-Anregung wurde im Rahmen dieser Arbeit eine kompakte Messapparatur konzipiert und aufgebaut. Diese besteht zum einen aus mehreren Diodenlaser-Systemen, die für die Laserkühlung der ^{87}Rb benötigt werden, zum anderen aus einem Ultrahochvakuum-System, in dem die Experimente sowohl zur MOT und Magnetfalle als auch zur Rydberg-Anregung durchgeführt werden. Zur Erzeugung der Magnetfeldkonfiguration sowohl für das MOT-Quadrupolfeld, als auch für die zur magnetischen Speicherung verwendete Ioffe-Pritchard-Falle wurden Drahtfallen in U- und Z-Form eingesetzt.

Zur Untersuchung und zum Nachweis der grundlegenden Eigenschaften des Gesamtsystems wurden die Eigenschaften der MOT und der Magnetfalle untersucht. Hierbei wurden aus einem Dispenser emittierte thermische ^{87}Rb -Atome in einer Reflexions-MOT gefangen. Es gelang dabei, MOT Atomzahlen von bis zu $5 \cdot 10^7$ Atomen zu realisieren. Diese Atome konnten in einer verstimmt-MOT-Phase mittels Polarisationsgradientenkühlung auf Temperaturen von $50 \mu\text{K}$ abgekühlt werden. Das so präparierte Ensemble von ultrakalten Atomen wurden anschließend in eine Z-Magnetfalle transferiert. Die Umladeeffizienz dieses Schrittes betrug ca. 15 %. Eine untere Grenze für die Lebensdauer der Atome in der Magnetfalle wurde zu 4 s gemessen, was in Übereinstimmung mit der erwarteten Lebensdauer durch den Hintergrundgasdruck in der Vakuumkammer ist.

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Messapparatur kann damit sowohl für weitergehende Experimente von in einer MOT gekühlten Atomen, als auch an magnetisch gespeicherten Atomen eingesetzt werden.

MOT- und Magnetfallen-Gitter

Optische Gitter ermöglichen es, Atome periodisch in einer ein-, zwei- und dreidimensionalen Anordnung mit einem Abstand der Potentialtöpfe von wenigen hundert nm zu speichern. Als Alternative zu solchen optischen Gittern wurden im Rahmen dieser Arbeit die Möglichkeiten zur Realisierung von Gittern zum magnetischen Speichern von Atomen untersucht. Solche Gitter können in Zukunft

als Erweiterung der schon in einigen Experimenten verwendeten Mikrofallen benutzt werden. Die Grundlage der Untersuchungen stellte eine zweilagige Anordnung von parallelen stromdurchflossenen Leitern dar. Mit Hilfe dieser Anordnung wurde untersucht, welche Magnetfallengeometrien mit einem solchen System realisiert werden können. Es konnte gezeigt werden, dass sowohl mit als auch ohne homogene äußere Magnetfelder-Gitter von sowohl Quadrupole-, als auch Ioffe-Pritchard-ähnlichen Fallen konstruiert werden können. Dabei sind drei grundlegende Geometrien möglich, die theoretisch untersucht wurden.

Von diesen Geometrien wurden diejenigen, die eine Quadrupol-Magnetfeldgeometrie aufweisen, mit MOTs experimentell untersucht. Diese MOTs wurden dabei als Sonden zur Untersuchung der Quadrupole verwendet. Zur Erzeugung der Magnetfeldkonfiguration wurde ein Gitter aus makroskopischen Drähten mit Leiterdurchmessern im Bereich von 1 mm in der Vakuumkammer installiert. Es konnte dabei gezeigt werden, dass durch die Wahl der Position der Quadrupole die MOTs an verschiedenen Positionen über der Oberfläche betrieben werden können. Diese Position kann durch die Wahl der entsprechenden stromführenden Drähte gesteuert werden. Es konnten auch die in den verschiedenen Geometrien unterschiedlichen Quadrupole mittels Wahl der Polarisation der MOT-Lichtfelder angesprochen werden. Weiterhin war es möglich, in einem Gitter vier MOTs gleichzeitig zu betreiben, was ein erster Schritt in Richtung des Betriebs eines vollständigen Gitters ist.

Rydberg-Anregung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde weiterhin ein Lasersystem zur 2-Photonen-Rydberg-Anregung von ^{87}Rb -Atomen in Betrieb genommen. Dieses Lasersystem, bestehend aus Lasern bei Wellenlängen von 780 nm und 480 nm besitzt eine schmale Linienbreite von unter 1 MHz. Mit Hilfe dieses Systems konnten ultrakalte Atome aus einer MOT heraus in Rydberg-Zustände angeregt werden. Hierzu wurde die Vakuumkammer mit zwei Feldplatten ausgerüstet, um ein homogenes elektrisches Feld über den Ort der Atome erzeugen zu können. Weiterhin wurde in den experimentellen Aufbau eine Mikro-Kanal-Platte integriert, die es ermöglicht, bei der Feldionisation entstehende Elektronen und Ionen zu detektieren.

In ersten Untersuchungen zur Stabilität des Gesamtsystems wurden sogenannte Stark Maps aufgenommen, also die Energieverschiebung der Rydberg-Niveaus in Abhängigkeit von einem äußeren elektrischen Feld mit hoher spektroskopischer Auflösung untersucht. Hiermit konnte die Aufspaltung der $41D_{3/2}$ - und $41D_{5/2}$ -Zustände im elektrischen Feld aufgelöst werden, wobei der $41D_{3/2}$ -Zustand im elektrischen Feld in zwei Zustände und der $41D_{5/2}$ -Zustand in drei Zustände aufspaltet. Zur Erklärung dieser Unterstruktur der Linien wurden Berechnungen zur Stark-Aufspaltung der Zustände durchgeführt. Hierzu wurden zunächst die Wellenfunktionen für ^{87}Rb -Atome und mit ihnen dann die Stark Maps numerisch berechnet. Mit dem dabei zum Einsatz kommenden Verfahren ist es ebenfalls möglich Übergangsmatrixelemente in Rydberg-Zustände zu berechnen. Durch Vergleich der theoretisch berechneten Stark Maps mit den experimentell gewonnenen Daten konnten die untersuchten Zustände den verschiedenen $|m_j\rangle$ -Unterzuständen der Feinstrukturzustände zugeordnet werden. Die numerische Rechnung und die experimentellen Daten zeigen dabei eine hervorragende Übereinstimmung.

Weiterhin konnten bei der Messung eines 2-Photonen-Übergangs Linienbreiten bis zu einer minimalen Linienbreite von 3.7 MHz gemessen werden. Die gemessene Breite kann mit dem während der Experimente vorhanden magnetischen Quadrupolfeld der MOT erklärt werden. Eine Verbreiterung durch Inhomogenitäten des elektrischen Feldes am Ort der Atome ist kleiner als die gemessene Linienverbreiterung. Die Kurzzeitstabilität des Gesamtsystems wurde zu 0.67 ± 0.12 MHz bestimmt. Weiterhin konnte eine Linienverbreiterung durch die Wechselwirkung der Rydberg-Atome mit Hintergrund-Ionen beobachtet werden.

Zur Untersuchung der Möglichkeiten, Rydberg-Atome für QIV Anwendungen einzusetzen, wurden

weiterhin erste Demonstrationsexperimente zur räumlich- und zustandsselektiven Anregung durchgeführt. Hierbei wurde über ein in einer MOT gefangenes Ensemble von Atomen ein räumlich inhomogenes elektrisches Feld angelegt. Anschließend wurde der stark fokussierte Laserstrahl zur Rydberg-Anregung auf verschiedenen Positionen in der MOT justiert und die angeregten Rydberg-Atome detektiert. Dabei konnte eine räumlich abhängige Resonanzfrequenz der Atome beobachtet werden. Dies ist dabei ein erster Nachweis der Möglichkeit der räumlichen Adressierung von Rydberg-Atomen in optischen oder magnetischen Gittern. Des Weiteren konnten die Atome zustandsselektiv aus den verschiedenen Rubidium-Hyperfeinstruktur-Grundzuständen in ein Rydberg-Niveau angeregt werden.

Um die Atome in einem 2-Photonen Prozess effektiv in ein Rydberg-Niveau anregen zu können, ist es nötig die Rabifrequenzen aufeinander abzustimmen. Hierzu ist es erforderlich, die Rabifrequenzen der Einzel-Übergänge genau zu kennen. Die Rabifrequenz des an das Lichtfeld gekoppelten $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ -Übergangs wurde daher in dieser Arbeit durch Beobachtung der Autler-Townes Aufspaltung gemessen. Dies wurde sowohl in Abhängigkeit von der Intensität des auf dem Übergang eingestrahlten Lasers, als auch in Abhängigkeit der Verstimmungen der beiden Laser von den atomaren Energieniveaus untersucht. Die dabei gemessenen Rabifrequenzen betragen $2\pi \cdot (26.6)$ MHz. Diese experimentell erhaltenen Daten wurde anschließend mittels einer numerischen Simulation untersucht. Hierzu wurde die Mastergleichung für ein 3-Niveau-System numerisch gelöst. Auch dabei konnte eine hervorragende Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und den theoretischen Berechnungen gefunden werden.

9.2 Ausblick

Ausblick Magnetfallengitter

Im Rahmen der bisherigen Experimente wurden nur Untersuchungen zu magnetischen Quadrupolgittern durchgeführt. Experimente zur Untersuchung der theoretisch möglichen Ioffe-Pritchard-Fallen konnten bisher nicht durchgeführt werden, da dies mit den bisher verwendeten makroskopischen Drähten nicht möglich war. In Zukunft könnten diese Drähte durch zweilagige Mikrostrukturen ersetzt werden, deren Leiterbahnen unabhängig voneinander ansteuerbar sind. Eine magnetische Speicherung von Atomen in diesem Gitter würde dann beispielweise die Möglichkeit zur Erzeugung von mehreren unabhängigen Bose-Einstein Kondensaten eröffnen und es gestatten, deren Wechselwirkung in Abhängigkeit von einer Potentialbarriere zwischen ihnen zu untersuchen.

Ausblick Rydberg-Anregung

In der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Messapparatur soll in Zukunft zunächst die Wechselwirkung der Rydberg-Atome untereinander untersucht werden. Ein erstes Experiment hierzu ist die Untersuchung der Dipol-Dipol-Wechselwirkung und dabei insbesondere der Winkelabhängigkeit der Wechselwirkung. Dabei soll in einem homogenen elektrischen Feld über der MOT eine Anregung in Rydberg-Zustände mittels eines Anregungsstrahles mit großen Aspektverhältnis erfolgen. Die kurze Achse soll dabei viel kleiner als der MOT-Durchmesser sein. Dies hat zur Folge, dass die Atome nur in der flachen Zonen innerhalb des Strahlprofils in einen Rydberg-Zustand angeregt werden. Durch Drehung dieses Strahlprofils in Bezug auf das elektrische Feld sollte sich durch die unterschiedliche Ausrichtung der Rydberg-Atome im Feld die Winkelabhängigkeit der Wechselwirkung in einer Verschiebung bzw. Unterdrückung der Anregung in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz bemerkbar machen.

Weiterhin ist geplant, die schon vorgestellten Untersuchungen zur Autler-Townes-Aufspaltung des $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ -Überganges auf den $5P_{3/2} \rightarrow 4S$ -Übergang zu erweitern. Dazu soll auf dem

$5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ -Übergang ein schwacher Laser eingestrahlt werden, was zu einer kleinen Rabifrequenz führt. Auf dem oberen Übergang wird ein starker Laser eingestrahlt, um eine hohe Rabifrequenz zu erhalten. Damit wäre es möglich, auch die Rabifrequenz dieses Übergangs direkt experimentell zu bestimmen. Diese Untersuchungen konnten bisher nicht durchgeführt werden, da die Leistung des blauen Lasers zu gering war, um eine Aufspaltung beobachten zu können. Durch ein Aufrüsten des aktuellen Lasersystems wird nun die blaue Laserleistung von 3 mW auf mindestens 100 mW erhöht werden. Damit sollte es dann auch möglich sein, die Atome in einem kohärenten 2-Photonen Prozess in einen Rydberg-Zustand anzuregen und damit beispielsweise optische 2-Photonen-Rabioszillation zu beobachten.

In unserer Arbeitsgruppe existiert ein weiterer experimenteller Aufbau, in dem Experimente zur Bose-Einstein-Kondensation von Rubidium-Atomen durchgeführt werden. In der zu diesem Experiment gehörenden Vakuumkammer wurde bei der Konzeption darauf geachtet, dass sowohl Kondensatorplatten zur Erzeugung von elektrischen Feldern als auch zwei Mikro-Kanal-Platten zur Detektion von Ionen und Elektronen in den Aufbau integriert wurden. Der Aufbau der Feldplatten innerhalb dieser Vakuumkammer ermöglicht es, sowohl homogene elektrische Felder als auch Feldgradienten über die Region der Atome anzulegen. In diesem Aufbau sollte es möglich sein, einzelne Rydberg-Atome aus einem Bose-Einstein-Kondensat heraus anzuregen und damit gezielte dipolare Störstellen innerhalb des Kondensats zu erzeugen.

In fernerer Zukunft sollen dann die Eigenschaften von Rydberg-Atomen in periodischen Strukturen, wie in den schon vorgestellten magnetischen, oder in optischen Gittern untersucht werden. Für die Experimente unter Verwendung von magnetischen Gittern ist dabei die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Messapparatur vorgesehen, für die Experimente zu optischen Gittern soll das soeben vorgestellte System verwendet werden, in dem auch ein optisches Gitter installiert wird.

A Quanteninformationsverarbeitung (QIV) mit Rydberg-Atomen

Die Quanteninformationsverarbeitung (QIV) ist ein Konzept, das die quantenmechanischen Eigenschaften von Systemen ausnutzt, um damit informationsverarbeitende Schritte durchzuführen [16]. Es konnte gezeigt werden, dass es so möglich ist, eine Klasse von Problemstellungen schneller als auf klassischen Computern zu lösen. Beispiele hierfür sind der Shore'sche Algorithmus zur Primfaktorzerlegung [17] oder der Suchalgorithmus von Grover [124]. Bei der QIV werden klassische Begriffe wie Bit und Gatter durch quantenmechanische Analogien ersetzt. Das Qubit z.B. ersetzt das Bit, das nun nicht nur die binären Einstellungen 0 und 1 hat, sondern durch zwei quantenmechanische Zustände repräsentiert wird, die in einem zweidimensionalen Hilbertraum liegen. Die Informationsverarbeitung selbst geschieht in Quantengattern.

Wie in der Einleitung schon ausgeführt wurde, hat D. DiVincenzo fünf grundlegende physikalische Eigenschaften definiert, die unbedingt erfüllt sein müssen, um eines physikalisches System als Quantencomputer (QC) nutzen zu können [37]:

- Das System muss skalierbar sein mit 2-Zustands Qubits.
- Es muss die Möglichkeit bestehen, das System in einem Anfangszustand zu initialisieren.
- Die Kohärenzzeiten der Qubits müssen viele länger sein als die Zeit, die für eine Gatter-Operation benötigt wird.
- Es wird ein „universeller Satz“ von Quantengattern benötigt.
- Das Auslesen beliebiger einzelner Qubits muss möglich sein.

Zwei weitere zur Kommunikation benötigte Eigenschaften sind das Auslesen der Information in ein „transportables“ Qubit und die Möglichkeit des zuverlässigen Transports der Quanteninformation. Diese beiden Eigenschaften sind insbesondere für kryptographische Ansätze wichtig. Die Vorschläge für experimentelle Realisierungen zur QIV sind vielfältig. Sie reichen von viel versprechenden Systemen, die Ionen in Ionenfallen als Qubits nutzen [125, 126], über Kernspinresonanz (NMR) basierte Systeme [127, 128] bis hin zu Festkörpersystemen mit supraleitenden Josephson-Verbindungen [129].

In diesem Kapitel werden zwei unterschiedliche Ansätze vorgestellt, um ein Phasengatter unter Verwendung von Rydberg-Atomen zu realisieren. Bei dieser Operation werden zwei Qubits mittels folgender Wahrheitstafel verknüpft:

$$|\epsilon_1\rangle \otimes |\epsilon_2\rangle \rightarrow e^{i\epsilon_1\epsilon_2\phi} |\epsilon_1\rangle \otimes |\epsilon_2\rangle, \quad (\text{A.1})$$

wobei $\epsilon_i = 0, 1$ ist. Ein solches Phasengatter, stellt zusammen mit einer 1-Qubit-NOT Operation (siehe Abb. A.1 links) einen „universellen Satz“ von Quantengattern dar [40].

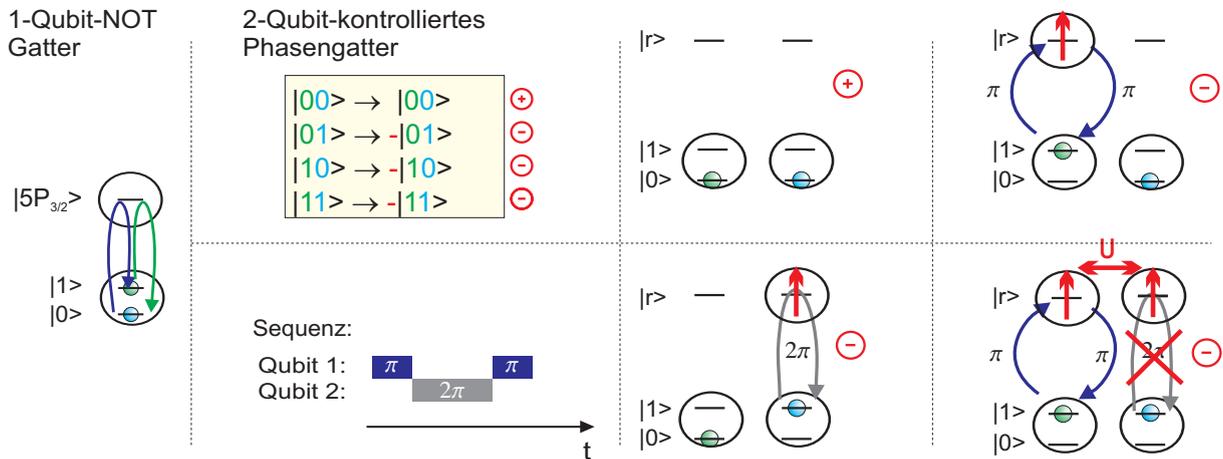


Abbildung A.1: Quanteninformationsverarbeitungsschema zur Realisierung eines kontrollierten Phasengatters nach einem Vorschlag von D. Jaksch et al. [15]. Zur Realisierung einer 1-Qubit-Operation wird ein Raman-Transfer zwischen den informationstragenden Grundzuständen durchgeführt (links). Für die 2-Qubit-Operation wird die Wechselwirkung von zwei benachbarten Rydberg-Atomen ausgenutzt. Dies geschieht durch die Unterdrückung der Anregung eines Atoms, wenn sich ein benachbartes Atom bereits im Rydberg-Zustand befindet (rechts, Erklärung siehe Text).

A.1 Phasengatter mit Rydberg-Atomen

Die erste theoretische Überlegung zur QIV mit Rydberg-Atomen wurde im Jahr 2000 von D. Jaksch et al. vorgestellt [15]. Sein Vorschlag basiert auf dem Ausnutzen der Dipol-Dipol Wechselwirkung von zwei an benachbarten Positionen gespeicherten Atomen. Dabei bietet sich die Benutzung von Rydberg-Atomen wegen ihrer großen Dipolmomente besonders an. In der experimentellen Umsetzung dieses Vorschlags soll die Quanteninformation in den Hyperfein-Grundzuständen des Atoms gespeichert werden (bei ^{87}Rb : $|0\rangle = 5S_{1/2}(F = 1)$ und $|1\rangle = 5S_{1/2}(F = 2)$). Diese beiden Zustände zeichnen sich durch lange Lebensdauern und eine geringe Ankopplung an die Umgebung aus, was zu langen Kohärenzzeiten führt. Eine 1-Qubit-NOT-Operation ist in diesem System durch einen Raman- oder Mikrowellentransfer zwischen den Grundzuständen möglich [38, 39]. Auf diese Art ist es auch möglich, die einzelnen Qubits in einen Anfangszustand zu initialisieren.

Da im folgenden die elektrische Dipol-Dipol-Wechselwirkungsenergie eine wichtige Größe darstellt, soll sie an dieser Stelle eingeführt werden. Das Dipolpotential von zwei Atomen kann geschrieben werden als

$$V_{\text{dip}}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2}{|\vec{r}|^3} - 3 \frac{(\vec{\mu}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\mu}_2 \cdot \vec{r})}{|\vec{r}|^5} \right], \quad (\text{A.2})$$

wobei $|\vec{r}|$ der Abstand der Atome voneinander ist und $\mu_{1,2}$ die elektrischen Dipolmomente der Zustände sind. Bei einer parallelen Ausrichtung der elektrischen Dipolmomente entlang der Verbindungsachse z folgt für die Energie u in einem definierten Abstand $\vec{r} = R\vec{e}_z$

$$u(R) = \frac{-2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mu^2}{R^3}. \quad (\text{A.3})$$

Für die wasserstoffähnlichen Mannigfaltigkeitszustände von Rydberg-Atomen mit permanentem Dipolmoment gilt $\mu \equiv |\vec{\mu}_z| = 3nqea_0/2$ (e ist die Elektronenladung und a_0 der Bohrsche Radius), mit der Hauptquantenzahl n , der parabolischen Quantenzahl q mit $q = n - 1 - |m|$, $n - 3 -$

$|m\rangle, \dots, -(n-1-|m\rangle)$, und der magnetischen Quantenzahl m [2]. Hiermit folgt dann für einen Wasserstoff-Rydberg-Zustand $|n, q = n-1, m = 0\rangle$:

$$u(R) = -\frac{9a_0^2 e^2 [n(n-1)]^2}{8\pi\epsilon_0 R^3}. \quad (\text{A.4})$$

Für einen solchen extremalen Zustand beispielsweise der $n=40$ Mannigfaltigkeit folgt eine Frequenzverschiebung der Zustände u/\hbar bei einem Abstand von 500 nm von 536 GHz bzw. entsprechend für einen Abstand von 10 μm von 67 MHz.

Die oben genannte Veröffentlichung beschreibt nun zwei unterschiedliche Versionen zur experimentellen Realisierung des Phasengatters. In der ersten Realisierung wird davon ausgegangen, dass die Rabifrequenz Ω des Übergangs vom Grundzustand in den Rydberg-Zustand viel größer ist als die Wechselwirkungsenergie u/\hbar . Auf diesen ersten Fall soll nicht eingegangen werden, sondern auf die zweite Version, in der Ω viel kleiner ist als die Wechselwirkungsenergie u/\hbar . Dieses Schema soll diskutiert werden, da es im nächsten Kapitel einfach auf mesoskopische Ensembles von Teilchen erweitert werden kann. Die vorgeschlagene Gatter-Operation wird in 3 Schritten ausgeführt (siehe Abb. A.1, rechts).

Zunächst wird im ersten Schritt das erste Atom mittels eines π -Pulses vom Grundzustand $|1\rangle$ in den Rydberg-Zustand $|r\rangle$ angeregt. In einem zweiten Schritt wird der $|1\rangle$ -Zustand des zweiten Atoms mit einem 2π -Puls adressiert. Befindet sich das erste Atom bereits im Rydberg-Zustand $|r\rangle$ und wird das zweite Atom angeregt, so sieht es eine um $\delta = u/\hbar$ verschobene Resonanzfrequenz. Ist die Laserbandbreite $\Delta\nu$ kleiner als diese Energieverschiebung, so ist die Anregung des zweiten Atoms unterdrückt. Als letzter Schritt wird auf das erste Atom wieder ein π -Puls eingestrahlt, um es wieder in den $|1\rangle$ -Zustand zurückzutransferieren. Die Gesamtentwicklung des Systems ist beschrieben durch

$$|\epsilon_1\epsilon_2\rangle \rightarrow e^{(i\phi_0\delta_{1,r} + i\phi_0\delta_{2,r} + i\phi_{dd}\delta_{1,r}\delta_{2,r})} |\epsilon_1\epsilon_2\rangle, \quad (\text{A.5})$$

wobei ϕ_0 die Phase ist, die die Atome durch die Pulse aufsammeln, ϕ_{dd} ist die Phase, die während der unterdrückten Anregung aufgesammelt wird, und δ sind jeweils Kroneckersymbole. Befinden sich zu Anfang der Sequenz die Atome im Zustand $|00\rangle$, wird keines der beiden während der Sequenz angeregt, es findet daher keine Phasenänderung des Systems statt (siehe Abb. A.1, rechts). Ist das System am Anfang in den Zuständen $|10\rangle$ oder $|01\rangle$, so erfährt das System jeweils durch den 2π -Gesamtpuls am ersten oder zweiten Atom eine Phasenverschiebung von π .

Befinden sich die Atome zu Beginn der Sequenz in Zustand $|11\rangle$, so muss trotz der weiten Verstimmung des Anregungspulses die Phasenverschiebung berücksichtigt werden. In der Näherung, dass $\Omega/\delta \ll 1$ mit der zeitabhängigen Rabifrequenz $\Omega(t)$ und der Verstimmung δ des Laserpulses gegen den Rydberg-Zustand gilt nach [130]:

$$\phi_\delta = \frac{1}{4} \int_0^t \Omega_1(t') dt' \quad \text{mit} \quad \Omega_1(t) = \frac{\Omega(t)^2}{\delta}. \quad (\text{A.6})$$

Damit folgt für eine zeitunabhängige Rabifrequenz und einen 2π -Puls $\phi_\delta = \frac{\pi}{2} \frac{\Omega}{\delta}$. Ist die Wechselwirkungsenergie also groß, so ist die Phasenverschiebung $\phi_{dd} = \phi_{\delta=u/\hbar}$ klein. Diese Phasenverschiebung kann also für eine große Wechselwirkungsenergie und daher eine große Verstimmung vernachlässigt werden.

Wie in der Wahrheitstafel A.1 angegeben, hat nach der gesamten Pulssequenz jeweils eines der Atome des Systems einen Gesamtpuls von 2π erfahren. Das bedeutet, dass das System für alle Zustände die ungleich dem $|00\rangle$ -Anfangszustand waren, jeweils eine Phasenverschiebung von π erfahren hat, was zu einem negativen Vorzeichen in der Gesamtwellenfunktion führt. Da an dem $|00\rangle$ -Zustand keine Pulsoperation durchgeführt wurde, erfährt dieser keine Phasenverschiebung. Die

gesamte Operation führt damit zu der Wahrheitstafel, die einem Phasengatter entspricht. Wenn wie im vorliegenden Experiment eine 2-Photonen-Anregung in den Rydberg-Zustand durchgeführt wird und die Verstimmung vom mittleren Zustand gross ist, so kann der Gesamtübergang als effektiver 1-Photonen-Übergang angesehen werden mit der Rabifrequenz Ω des Gesamtübergangs (siehe Kap. 2.3).

Für die Umsetzung dieses Verfahrens ist es nötig, einen Ausgangszustand zu realisieren, in dem einzelne Atome in periodisch angeordneter Form vorliegen. Dies könnte beispielsweise in einem optischen Gitter unter Verwendung eines Mott-Isolator Anfangszustandes realisiert werden [41]. Alternativ könnten zwei nah zusammenliegende Dipolfallen mit jeweils einem gefangenen Atom [131] oder dicht zusammen liegende Magnetfallen bzw. Magnetfallengitter [48] verwendet werden. Damit kann die Skalierbarkeit des Systems gewährleistet werden. Das Auslesen der Zustände nach der Gatter Operation kann mittels gezielter Rydberg-Anregung und anschließender Feldionisation der an den einzelnen Positionen befindlichen Rydberg-Atome geschehen. Die Ionen werden anschließend mittels einer MCP nachgewiesen. Weiterhin ist es wichtig, dass die Atome unabhängig voneinander adressiert werden können. Dies könnte z.B. in einem elektrischen Feldgradienten geschehen, in dem die Resonanzfrequenz der atomaren Übergänge an die räumliche Position gekoppelt wird, oder in einer adiabatischen Version des Vorschlages, bei der keine individuelle Adressierung nötig ist [15]. In den Veröffentlichungen [130, 38] sind ausführliche Abschätzungen zu den benötigten Rabifrequenzen, Verstimmungen und Wechselwirkungsenergien zu finden.

Als Erweiterung des bisher vorgestellten Schemas wurde 2001 von Lukin et. al [132] ein weiterer Vorschlag publiziert. Dieses basiert ebenfalls auf der Wechselwirkung von Rydberg-Atomen, mit dem Unterschied, dass in diesem Vorschlag mesoskopische Ensembles von Atomen, an statt einzelner Atome verwendet werden. Dieser Vorschlag wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

A.2 Dipolblockade im mesoskopischen Systemen

Betrachten wir zunächst eine Region mit Atomen, die mittels eines Lasers mit der Linienbreite $\Delta\nu$ resonant in einen Rydberg-Zustand angeregt werden soll. Nach der Anregung des ersten Atoms aus diesem Ensemble heraus werden die Energieniveaus benachbarter Atome durch die Dipol-Dipol Wechselwirkung untereinander gemäß $\delta = u/\hbar$ verschoben. Daher wird in einem Bereich mit Radius r_D um das bereits angeregte Atom keine Anregung möglich sein, wenn die Linienbreite des Lasers kleiner als die Verschiebung ist. In einem ausgedehnten Ensemble führt eine solche Anregung also zu Domänen mit Radius r_D . Dieser Prozess der unterdrückten Anregung durch die Dipol-Dipol, bzw. van der Waals Wechselwirkung konnte bereits in einigen Experimenten beobachtet werden [10, 11, 12, 13, 14].

Die Autoren von [132] schlagen nun vor diese Dipol Blockade auszunutzen, um zwei solcher Domänen zu verschränken um damit ein kontrolliertes Phasengatter zu realisieren. Dies hätte gegenüber dem im letzten Kapitel vorgestellten Vorschlag den Vorteil, dass keine Adressierung und Präparation einzelner Atome mehr nötig ist, sondern Ensembles genutzt werden können. Die Autoren schlagen daher kollektive Anregungen innerhalb eines solchen Ensembles als Speicherzustände vor. Hierbei dienen zwei metastabile Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ als Speicherzustände und ein weiterer Rydberg-Zustand als Vermittler der Wechselwirkung. Der kollektiv Grundzustand von N Atomen kann geschrieben werden als

$$|0^N\rangle = |0\rangle \otimes \dots \otimes |0\rangle. \quad (\text{A.7})$$

Ein Vielteilchenzustand mit n Atomen im Zustand $|1\rangle$ und $N - n$ Teilchen im Grundzustand $|0\rangle$ wird repräsentiert durch die in geeigneter Art symmetrisierte Summe über alle möglichen einzelnen

Anregungen

$$|1^N 0^{N-n}\rangle = \sqrt{(N-n)! N^n / (N! n!)} \sum_{\text{Permutationen}} |1\rangle \otimes \dots \otimes |1\rangle \otimes |0\rangle \otimes \dots \otimes |0\rangle. \quad (\text{A.8})$$

In einem schwachen Lichtfeld, das resonant mit dem $|0\rangle \rightarrow |r\rangle$ -Übergang ist, kann von dem kollektiven Grundzustand $|0^N\rangle$ ein Atom in einen Zustand mit einem Rydberg-Atom $|r^1 0^{N-1}\rangle$ angeregt werden. Die Wechselwirkungsenergie u zwischen zwei Rydberg-Atomen unterdrückt die gleichzeitige Anregung, so dass Zustände mit zwei oder mehreren angeregten Rydberg-Atomen, wie $|r^2 0^{N-2}\rangle$ nicht möglich sind.

Dieser Prozess kann ausgenutzt werden, um daraus ein Quantenregister aufzubauen. Durch Anregung des $|0^N\rangle$ -Zustandes mit einem π -Puls in den Rydberg-Zustand, erhält man einen Gesamtzustand, in dem ein Rydberg-Atom angeregt ist $|r^1 0^{N-1}\rangle$. Durch Anlegen eines zweiten π -Pulses auf dem Übergang $|r\rangle \rightarrow |1\rangle$ kann man Zustände erzeugen, in denen sich nur ein Atom im $|1\rangle$ -Zustand befindet $|1^1 0^{N-1}\rangle$, während der Rest im Grundzustand verbleibt. Dieses Verfahren kann nun öfter durchgeführt werden, um die Anzahl der Atome im Speicherzustand $|1\rangle$ zu vergrößern.

Ein Phasengatter kann realisiert werden, indem zunächst zwei einige μm voneinander entfernte atomare Wolken präpariert werden. Die Wechselwirkung der Atome im Rydberg-Zustand sorgt dafür, dass der kollektive Rydberg-Zustand in einer Wolke die Anregung der Atome in einen Rydberg-Zustand in der anderen Wolke unterdrückt. Zwei Wolken können dabei durch einen Produktzustand $|1^N\rangle \otimes |1^1 0^{N-1}\rangle$ beschrieben werden. Unter Verwendung derselben Pulssequenz wie im vorangegangenen Kapitel erhält man die folgende Wahrheitstafel

$$\begin{aligned} |1^1 0^{N-1}\rangle \otimes |1^1 0^{N-1}\rangle &\rightarrow -|1^1 0^{N-1}\rangle \otimes |1^1 0^{N-1}\rangle \\ |1^1 0^{N-1}\rangle \otimes |0^N\rangle &\rightarrow -|1^1 0^{N-1}\rangle \otimes |0^1\rangle \\ |0^1\rangle \otimes |1^1 0^{N-1}\rangle &\rightarrow -|1^1\rangle \otimes |1^1 0^{N-1}\rangle \\ |0^1\rangle \otimes |0^1\rangle &\rightarrow |0^1\rangle \otimes |0^1\rangle. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Diese ist wieder die Wahrheitstafel eines Phasengatters, was sofort klar wird, wenn man $|0\rangle = |0^1\rangle$ und $|1\rangle = |1^1 0^{N-1}\rangle$ setzt.

Zur Realisierbarkeit des Verfahrens müssen verschiedene Voraussetzungen erfüllt sein. Zunächst muss das Lichtfeld kohärent an das gesamte Ensemble von Atomen koppeln. Dabei muss sichergestellt sein, dass keine inhomogene Kopplung stattfindet, um dadurch verursachte Dekohärenzprozesse zu unterdrücken. Weiterhin muss gewährleistet sein, dass die Atomzahlfluktuationen klein sind, also $\Delta N \ll N$. Die Autoren gehen dabei von $N \sim 10^4$ Atomen, die in einer Magnet- oder Dipolfalle gefangen sind aus.

B Das Element Rubidium

In diesem Anhang werden kurz sowohl die physikalischen als auch die optischen Eigenschaften von Rubidium vorgestellt. Hierbei wird insbesondere auf das Isotop ^{87}Rb eingegangen, da dieses das für diese Arbeit relevante Isotop ist.

In den meisten atomoptischen Experimenten zur Laserkühlung werden zur Zeit Alkali-Atome verwendet, die auch alle bis zur Bose-Einstein-Kondensation gekühlt werden konnten (Kalium [133], Lithium [134, 135], Natrium [63], Rubidium [43] und Cäsium [136]). Diese Atome werden vor allem verwendet, da sie starke D-Linien besitzen, für die Laser verfügbar sind. Sie haben weiterhin geschlossene Übergänge, die für die Laserkühlung benötigt werden.

Unter den Alkali-Atomen ist wiederum Rubidium das meistgenutzte Element. Dies hängt zunächst damit zusammen, dass bei den Übergängen der Rb D_2 -Linie, die bei 780 nm liegt, sowohl kostengünstige Diodenlasersysteme als auch leistungsstarke Ti-Saphir-Laser kommerziell verfügbar sind. Rubidium besitzt die beiden natürlich vorkommenden Isotope ^{85}Rb und ^{87}Rb . Sowohl ^{85}Rb als auch ^{87}Rb sind durch den Kernspin von $I = 5/2$ bzw. $I = 3/2$ zusammen mit dem einen Valenzelektron Bosonen. Beide Isotope konnten bereits bis zur Quantenentartung gekühlt werden [43, 137]. Die Verdampfungskühlung von ^{85}Rb bis zur Quantenentartung ist experimentell relativ kompliziert, da dieses Isotop eine negative Streulänge besitzt. Im Gegensatz dazu weist ^{87}Rb eine positive Streulänge auf. ^{87}Rb hat weiterhin kleine kollisionsbedingte Verluste im spinpolarisierten Zustand [138]. Da ein großer Teil der in dieser Arbeit vorgestellten Experimente später auch in Systemen mit Bose-Einstein-Kondensaten Anwendung finden soll, wurde ^{87}Rb für die hier vorliegenden Experimente ausgewählt.

Die im Folgenden zusammengefassten Daten zu ^{87}Rb wurden aus [116] entnommen.

B.1 Physikalische Eigenschaften von Rubidium

Von den natürlich vorkommenden Rubidiumisotopen ist nur ^{85}Rb (72.2 % relatives natürliches Vorkommen) stabil, während ^{87}Rb (27.8 % relatives natürliches Vorkommen) ein radioaktives Isotop ist, das in $^{87}\text{Sr} + \beta^-$ zerfällt. Die Halbwertszeit dieses Zerfalls beträgt $\tau_{1/2} = 4.88 \cdot 10^{10}$ Jahre. Andere Isotope können künstlich erzeugt werden (z.B. ^{82}Rb , ^{83}Rb [139], ^{84}Rb [140]), kommen aber in der Natur nicht vor.

Bei Raumtemperatur ist Rb noch ein Feststoff, es schmilzt jedoch bereits bei ca. 39 °C. In Tabelle B.1 sind die wichtigsten physikalischen Eigenschaften von ^{87}Rb zusammengefasst.

B.2 Optische Eigenschaften

Für die Laserkühlung von ^{87}Rb ist insbesondere der $5S \rightarrow 5P$ -Übergang wichtig. Durch die LS-Kopplung ist der 5P-Zustand in zwei Feinstrukturzustände mit $J = J \pm 1/2$ aufgespalten. Dies führt zu den bekannten D-Linien der Alkaliatome. Im Fall von Rubidium liegen die Übergangswellenlängen bei 794.8 nm für den $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ -Übergang (D_1 -Linie) und bei 780.2 nm für den $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ -Übergang (D_2 -Linie). Die Wechselwirkung des magnetischen Kernmoments μ_m (Kernspin I) mit

Eigenschaft	Zeichen	Wert
Atomzahl	Z	37
Anzahl der Nukleonen	Z+N	87
Relatives natürliches Vorkommen	η (^{87}Rb)	27.83(2) %
Halbwertszeit	τ_n	$4.88 \cdot 10^{10}$ Jahre
Masse	m	86.909 180 520(15) u = $1.44 \cdot 10^{-25}$ kg
Dichte bei 25 °C	ρ_m	1.53 g/cm ³
Schmelzpunkt	T_M	39.31 °C
Siedepunkt	T_S	688 °C
molare Wärmekapazität	C_p	0.363 J/mol·K
Dampfdruck bei 25 °C	P_v	$3.0 \cdot 10^{-7}$ torr
Kernspin	I (^{87}Rb)	3/2
Ionisationsenergie	E_I	33 690.8048(2) cm ⁻¹ = 4.177 127 0(2) eV
S-Wellen Streulänge	a	109 a ₀ / 5.77 nm

Tabelle B.1: Physikalische Eigenschaften von ^{87}Rb .

dem von den Elektronen am Ort des Kerns erzeugten Magnetfeld führt weiterhin zur Hyperfeinstrukturaufspaltung. Daraus folgend spaltet der $5S_{1/2}$ in zwei Zustände mit den Quantenzahlen $F=1$ und $F=2$ (^{87}Rb , $I=3/2$) auf. Die Hyperfeinstrukturaufspaltung der beiden Zustände beträgt 6.835 GHz. Die angeregten Zustände spalten in zwei ($5P_{1/2}$, bzw. vier ($5P_{3/2}$) Unterzustände auf (siehe Abb. B.2). Da ein Zerfall auf dem Übergang $5P_{3/2}(F'=3) \rightarrow 5S_{1/2}(F=1)$ verboten ist, ermöglicht der Übergang $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$ einen Übergang der für die Laserkühlung geeignet ist, da er geschlossen ist¹. In Tab. B.2 sind die optischen Eigenschaften dieses Übergangs noch einmal zusammengefasst. Die Übergangswahrscheinlichkeiten für lineare und zirkulare Polarisation der für die Laserkühlung besonders wichtigen D_2 -Linie sind in Abb. B.1 zusammengefasst. Abbildung B.2 zeigt noch einmal ein vereinfachtes Niveau-Schema für ^{87}Rb , in dem sowohl die Übergangswellenlängen als auch die Lebensdauern der Zustände eingetragen sind.

¹Es gibt trotz allem Verluste in den $5S_{1/2}(F=1)$ -Zustand, da durch den Kühllaser, der gegen den $(F=2) \rightarrow (F'=3)$ -Übergang rot verstimmt sein muss, auch Atome nicht-resonant vom $(F=2)$ -in das $(F'=2)$ -Niveau angeregt werden können. Aus diesem können sie mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % in das $F=1$ -Niveau des Grundzustandes relaxieren. Da die Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes 6.8 GHz beträgt, nehmen die Atome, wenn sie in diesen Zustand gefallen sind, nicht mehr am Kühlkreislauf teil. Das Verhältnis dieser Anregung kann für eine Verstimmung von 2Γ berechnet werden:

$$\frac{\Gamma_{p(F=2 \rightarrow F'=3)}}{\Gamma_{p(F=2 \rightarrow F'=2)}} \approx \frac{\delta_{p(F=2 \rightarrow F'=2)}^2}{\delta_{p(F=2 \rightarrow F'=3)}^2} \cdot \frac{140}{50} = \frac{(267\text{MHz} - 12\text{MHz})}{12\text{MHz}} \cdot \frac{140}{50} = 1300 \quad (\text{B.1})$$

Dies bedeutet, dass einmal alle 2600 Steuereignisse ein Atom in den $F=1$ Zustand zurückfällt. Bei einer Streureate von ca. 50 ns wäre ein Atom also nach 130 μs aus dem Kühlzyklus verloren.

Eigenschaft	Zeichen	Wert
Frequenz	ω_0	$2\pi \cdot 384.227\,981\,877\,3(55)$ THz
Wellenlänge (Vakuum)	λ	780.246 291 629(11) nm
Wellenlänge (Luft)	λ_L	780.037 08 nm
Lebensdauer $5P_{3/2}$	τ	26.24(4) ns
Linienbreite	Γ	$2\pi \cdot 6.065(9)$ MHz $= 38.11(6)10^6 \text{ s}^{-1}$
Sättigungsintensität	$I_S = \pi \hbar c \Gamma / 3 \lambda^3$	1.6 mW/cm ²
Dopplertemperatur	$T_D = \frac{\hbar k}{2k_B}$	146 μ K
Dopplergeschwindigkeit	$v_D = \sqrt{2k_B T_D / m}$	16.7 cm/s
Rückstoßtemperatur	$T_r = \frac{(\hbar k)^2}{2k_B m}$	361.95 nK
Rückstoßgeschwindigkeit	$v_r = \frac{\hbar k}{m}$	5.8845 mm/s

Tabelle B.2: Optische Eigenschaften der D_2 -Linie von ^{87}Rb ($5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$).

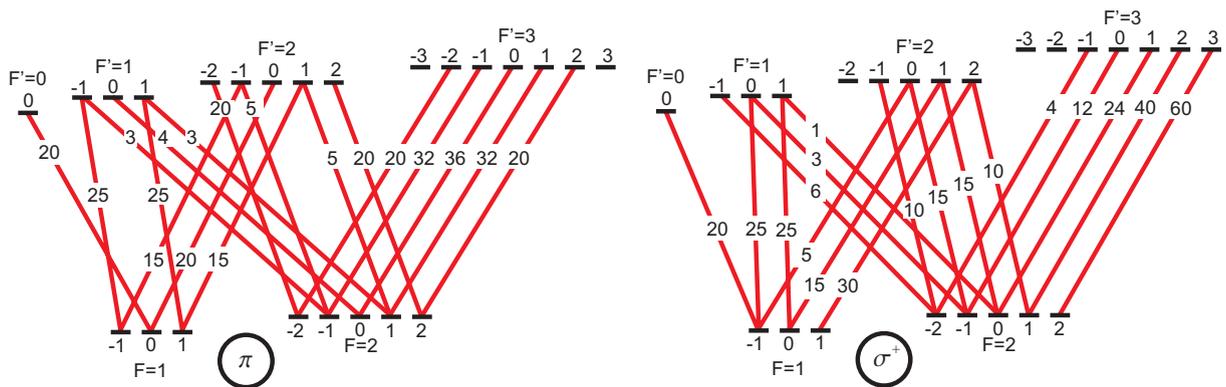


Abbildung B.1: Übergangswahrscheinlichkeiten für die D_2 -Linie von ^{87}Rb für σ^+ und π Licht. Das Diagramm für die σ^- Polarisation ergibt sich aus den σ^+ Daten durch Tauschen aller Vorzeichen der m_F -Zustände. Die angegebenen Werte sind bezüglich des Zerfalls normiert. Das bedeutet, dass ausgehend von einem angeregten Niveau die Summe der Übergangswahrscheinlichkeiten auf eins normiert werden muß.

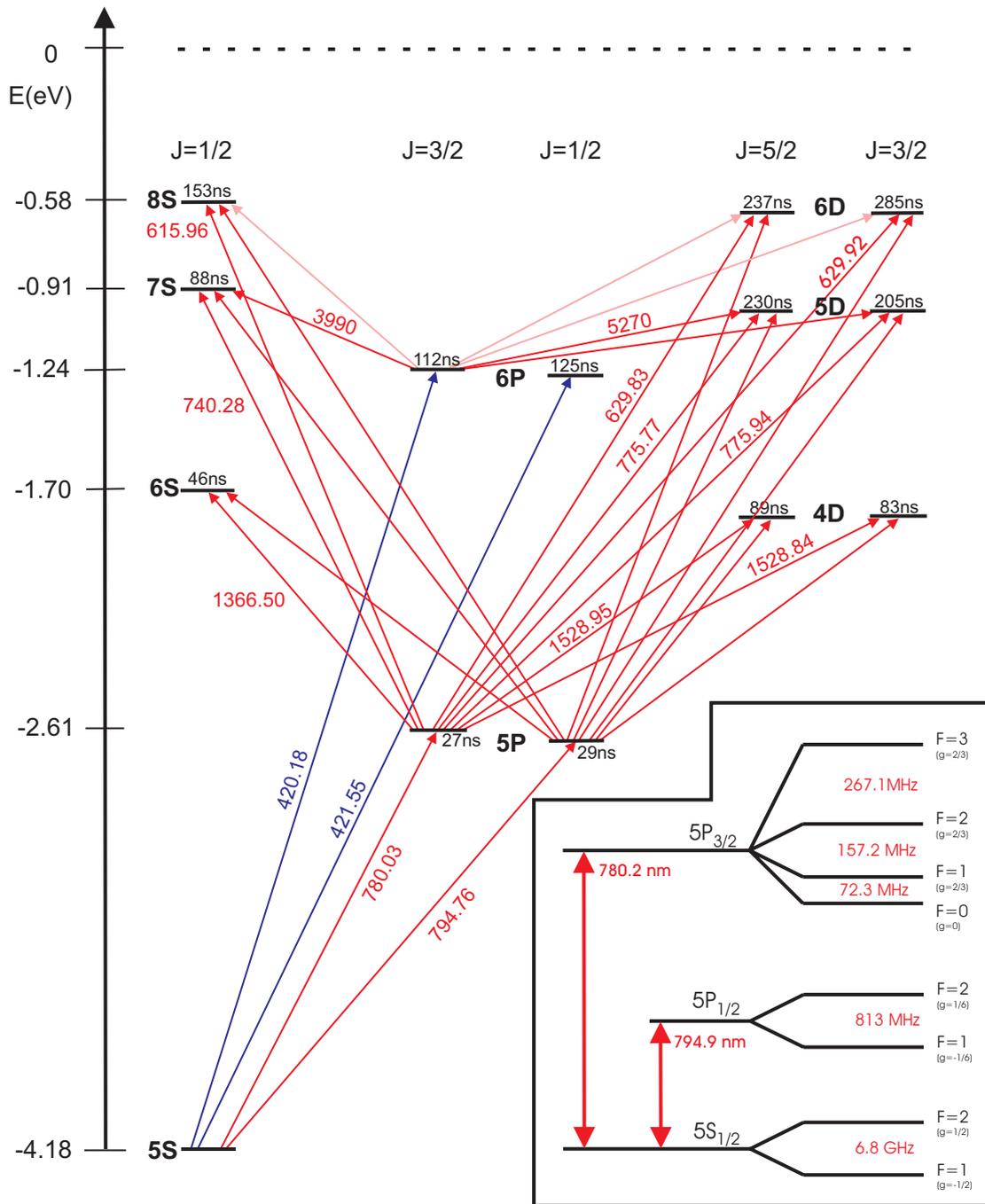


Abbildung B.2: Vollständiges Energie-Niveau-Diagramm für ^{87}Rb . Die Übergangswellenlängen (Zahlen neben den Pfeilen) sind für Luft angegeben. Die Lebensdauern der Niveaus sind neben den Atomniveaus angegeben. Inset in der rechten unteren Ecke: vergrößertes Diagramm der $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$ und $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ Übergänge von ^{87}Rb mit den Werten zur Hyperfeinstrukturaufspaltung.

C Reflexion von einer Metalloberfläche

Im Fall der hier verwendeten Reflexions-MOT werden zwei der MOT-Laserstrahlen von einer Goldoberfläche reflektiert. Für den Betrieb einer MOT sind jedoch die zirkularen Polarisationen des Strahlen wichtig. Diese ändern sich jedoch bei der Reflexion von metallischen Oberflächen. Hier wird daher untersucht, wie stark sich die zirkulare Polarisation eines Strahls, der von einer Goldoberfläche reflektiert wird, ändert.

Die Reflexion von Licht mit vorgegebener Polarisation an einer Grenzfläche zwischen 2 Medien wird durch die Fresnelschen Formeln beschrieben (siehe z.B. [141]). Die Formeln für die Amplituden des reflektierten Anteils des Lichts von einer Grenzfläche lauten

$$q_{r\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{e\perp}} = \frac{-n_2 \cos \beta - n_1 \cos \alpha}{n_2 \cos \beta + n_1 \cos \alpha} \quad (\text{C.1})$$

$$q_{r\parallel} = \frac{E_{r\parallel}}{E_{e\parallel}} = \frac{n_2 \cos \alpha - n_1 \cos \beta}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \beta}, \quad (\text{C.2})$$

wobei E_e und E_r die Amplituden der einfallenden und reflektierten Wellen sind. Die Indizes \perp , bzw. \parallel bezeichnen die senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene polarisierten Komponenten. Weiterhin sind n_1 (erstes Medium) und n_2 (zweites Medium) die Brechzahlen der Medien, α und β sind der Einfalls- bzw. Ausfallswinkel.

Der Winkel β folgt aus dem Einfallswinkel α gemäß dem Snelliusschen Brechungsgesetz:

$$\beta = \arcsin \left[\frac{n_1}{n_2} \sin \alpha \right]. \quad (\text{C.3})$$

Mit dem Winkel aus C.3 in C.1 bzw. C.2 können die Fresnel-Gleichungen vereinfacht werden zu:

$$q_{r\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{e\perp}} = - \frac{\left(\sqrt{n_{rel}^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha \right)^2}{n_{rel}^2 - 1} \quad (\text{C.4})$$

$$q_{r\parallel} = \frac{E_{r\parallel}}{E_{e\parallel}} = \frac{n_{rel}^2 \cos \alpha - \sqrt{n_{rel}^2 - \sin^2 \alpha}}{n_{rel}^2 \cos \alpha + \sqrt{n_{rel}^2 - \sin^2 \alpha}}, \quad (\text{C.5})$$

wobei $n_{rel} = \frac{n_2}{n_1}$ der relative Brechungsindex ist.

Bei der Reflexion an einer metallischen Oberfläche muss berücksichtigt werden, dass der Brechungsindex von Metallen durch den komplexen Brechungsindex $n_2 = n - i \cdot \kappa$ beschrieben wird, wobei κ die Absorption des Lichtes im Metall berücksichtigt. Ein allgemeiner Ansatz zur Beschreibung der reflektierten Welle ist gegeben durch [141]:

$$\varepsilon_{r\perp} = E_{e\perp} q_{r\perp} = E_{e\perp} |q_{r\perp}| e^{i\delta_{\perp}} \quad (\text{C.6})$$

$$\varepsilon_{r\parallel} = E_{e\parallel} q_{r\parallel} = E_{e\parallel} |q_{r\parallel}| e^{i\delta_{\parallel}}, \quad (\text{C.7})$$

wobei δ_{\perp} und δ_{\parallel} die Phasenverschiebung zwischen einlaufender und auslaufender Welle ist. Die Phasendifferenzen δ_{\perp} und δ_{\parallel} können aus den Gleichungen C.1 und C.2, bzw. C.6 und C.7 gemäß

$$\delta_{\parallel} = -\arctan \frac{\operatorname{Im}(q_{r\parallel})}{\operatorname{Re}(q_{r\parallel})} \quad (\text{C.8})$$

$$\delta_{\perp} = -\arctan \frac{\operatorname{Im}(q_{r\perp})}{\operatorname{Re}(q_{r\perp})} \quad (\text{C.9})$$

brechnet werden [92].

Soll die Reflexion von zirkular polarisiertem Licht an einer Grenzfläche beschrieben werden, so kann das zirkular polarisierte Licht in einen senkrechten und einen parallelen Anteil zerlegt werden. Vor der Reflexion haben die beiden Feldkomponenten eine Phasenverschiebung von $\pm 90^\circ$ zwischen $E_{r\parallel}$ und $E_{r\perp}$. Durch die Reflexion erhöht bzw. verringert sich die Phasenverschiebung um $\Delta = \delta_{\parallel} - \delta_{\perp}$. Für eine Goldoberfläche gilt $n = 0.08$ und $\kappa = 4.56$ [142]. In Abb. C.1 ist die Phasenverschiebung Δ gegen den Einfallswinkel α für Gold aufgetragen. Bei senkrechtem Einfall ändert sich die Phasenverschiebung nicht. Bei einem Einfallswinkel von $\alpha = 45^\circ$ folgt für die Phasendifferenz durch die Reflexion an der Oberfläche eine Phasenverschiebung von $\Delta = 17.4^\circ$. Das bedeutet, dass nach der Reflexion der zirkular polarisierten Welle die Welle elliptisch polarisiert ist, mit einem „falschen“ Polarisationsanteil von ca. 5 %.

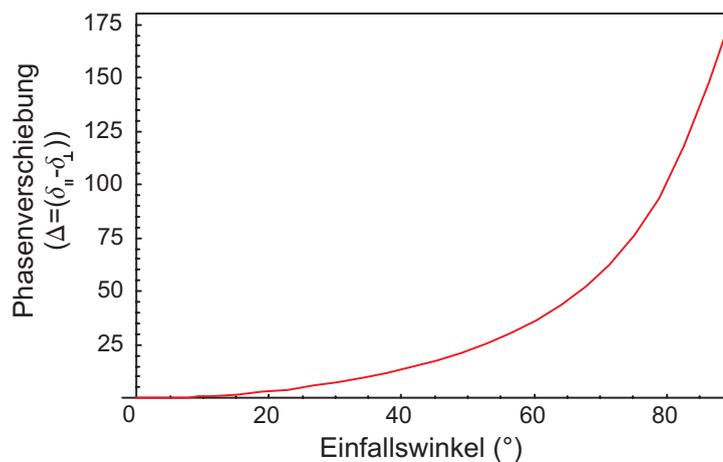


Abbildung C.1: Phasendifferenz Δ zwischen der reflektierten Welle in paralleler und senkrechter Polarisation von einer Metalloberfläche aufgetragen gegen den Einfallswinkel α .

D Nicht infinitesimal dünne Leiter

In den vorhergehenden Kapiteln wurde bei den Magnetfeldberechnungen als Vereinfachung angenommen, dass das Feld von einem unendlich dünnen Leiter erzeugt wird. Da die in Realität verwendeten Drähte und Leiterbahnen jedoch eine endliche Ausdehnung haben, wird in diesem Kapitel erläutert, bis zu welchem Punkt mit diesen Vereinfachungen gerechnet werden darf und wann sie aufgegeben werden müssen und die realen Leitergeometrien berücksichtigt werden müssen.

Ausgedehnter runder Leiter

Die Magnetfeldverteilung eines ausgedehnten runden Leiters mit Radius a , der vom Strom I durchflossen ist, ist in Zylinderkoordinaten gegeben durch [101]:

$$B(r) = \begin{cases} \frac{\mu_0 I}{2\pi a^2} r & r < a \\ \frac{\mu_0 I}{2\pi r} & r > a \end{cases} \quad (\text{D.1})$$

Für die Betrachtungen in dieser Arbeit ist nur der Bereich außerhalb des Leiters relevant. Das Magnetfeld ist hier jedoch identisch zu der Feldverteilung eines unendlich dünnen Leiters. In dem Raumbereich außerhalb des Leiters sind alle Rechnungen also exakt.

Breiter rechteckige Leiter

Das Magnetfeld eines ausgedehnten rechteckigen Leiters kann berechnet werden, indem man über die Einzelbeiträge, die von einzelnen Linienströmen zum Gesamtfeld des ausgedehnten Leiters beitragen, summiert bzw. integriert [143]. Der Anfangspunkt einer solchen Berechnung ist das Vektorpotential eines unendlich dünnen Leiters [143]

$$A = \frac{\mu_0}{2\pi} i \log r. \quad (\text{D.2})$$

Dabei ist i der Strom im einzelnen Segment und r der Abstand vom Leiter. Abbildung D.1 zeigt die zu berechnende Situation, ein rechteckiger Leiter mit der Höhe, bzw. Breite $2a$ und $2b$ in x - y -Richtung und einer unendlichen Länge in z -Richtung. Bei der Berechnung von A ist I der Gesamtstrom im Leiter. Hieraus folgt, dass die Stromdichte $I/4a \cdot b$ ist und i der Strom in einem einzelnen Element mit Querschnitt $dx' dy'$. Dabei sind x' bzw. y' die Koordinaten eines beliebigen Filaments. Das Vektorpotential wird berechnet durch Substitution von i in Gleichung D.2 und Integration über den Leiterquerschnitt. Hieraus folgt dann das Gesamtvektorpotential. Dieses ist an jedem Punkt (x,y) im Abstand r von einem Filament mit den Koordinaten (x',y') :

$$A = \frac{\mu_0 I}{8\pi ab} \int_{-a}^a \int_{-b}^b \log r dx' dy'. \quad (\text{D.3})$$

Eine Transformation in kartesische Koordinaten führt zu

$$A = \frac{\mu_0 I}{16\pi ab} \int_{-a}^a \int_{-b}^b \log \left[(x' - x)^2 + (y' - y)^2 \right] dx' dy'. \quad (\text{D.4})$$

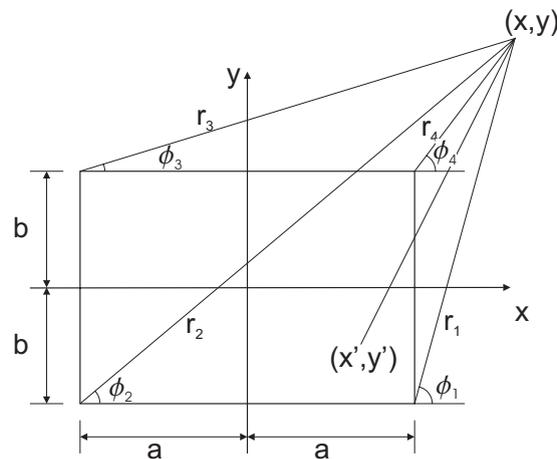


Abbildung D.1: Geometrie zur Berechnung des Magnetfeldes eines rechteckigen Leiters mit Seitenlänge $2a$ und $2b$.

Diese Gleichung kann nun integriert werden. Als Ergebnis folgt nach [144, 145]:

$$\begin{aligned}
 A = & \frac{\mu_0 I}{16\pi ab} \left[(a-x)(b-y) \log [(a-x)^2 - (b-y)^2] \right. \\
 & + (a+x)(b-y) \log [(a+x)^2 - (b-y)^2] \\
 & + (a-x)(b+y) \log [(a-x)^2 - (b+y)^2] \\
 & + (a+x)(b+y) \log [(a+x)^2 - (b+y)^2] \\
 & + (a-x)^2 \left[\tan^{-1} \frac{b-y}{a-x} + \tan^{-1} \frac{b+y}{a-x} \right] \\
 & + (a+x)^2 \left[\tan^{-1} \frac{b-y}{a+x} + \tan^{-1} \frac{b+y}{a+x} \right] \\
 & + (b-y)^2 \left[\tan^{-1} \frac{a-x}{b-y} + \tan^{-1} \frac{a+x}{b-y} \right] \\
 & \left. + (b+y)^2 \left[\tan^{-1} \frac{a-x}{b+y} + \tan^{-1} \frac{a+x}{b+y} \right] \right]. \quad (D.5)
 \end{aligned}$$

Hieraus können mit $\vec{B}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \cdot \vec{A}(\vec{r})$ die Feldkomponenten des Magnetfeldes berechnet werden. Da die Anteile A_x , A_y durch die Wahl des Koordinatensystems verschwinden, vereinfacht sich die Berechnung zu:

$$B_x = \frac{\partial A_z}{\partial y}, \quad (D.6)$$

$$B_y = -\frac{\partial A_z}{\partial x}. \quad (D.7)$$

B_z verschwindet dabei (wie zu erwarten war). Die resultierenden Formeln sind sehr lang, können jedoch vereinfacht werden, wenn die Abstände von den Ecken des Rechtecks mit r_1 , r_2 , r_3 und r_4 , zusammen mit den Winkeln ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 und ϕ_4 als Referenz genommen werden. (Diese sind die Winkel zwischen den Verbindungslinien und der x-Achse, siehe Abb. D.1.) Dies führt zu den

folgenden Gleichungen:

$$B_x = \frac{\mu_0 I}{8\pi ab} \left((y+b)(\phi_1 - \phi_2) - (y-b)(\phi_4 - \phi_3) + (x+a) \log\left(\frac{r_2}{r_3}\right) - (x-a) \log\left(\frac{r_1}{r_4}\right) \right) \quad (\text{D.8})$$

$$B_y = \frac{\mu_0 I}{8\pi ab} \left((x+a)(\phi_2 - \phi_3) - (x-a)(\phi_1 - \phi_4) + (y+b) \log\left(\frac{r_2}{r_1}\right) - (y-b) \log\left(\frac{r_3}{r_4}\right) \right) \quad (\text{D.9})$$

Aus dieser Lösung kann das Magnetfeld eines unendlich dünnen, breiten Leiterstücks mit Breite $2a$ berechnet werden. Im Limes $2b \rightarrow 0$ folgt für das Magnetfeld:

$$B_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi a} (\phi_1 - \phi_2) \quad (\text{D.10})$$

$$B_y = \frac{\mu_0 I}{4\pi a} \log\left(\frac{r_1}{r_2}\right). \quad (\text{D.11})$$

Mit den Gleichungen D.8 und D.9 kann der Betrag des Magnetfeldes des rechteckigen ausgedehnten Leiters mit dem Feld eines unendlich dünnen, nicht ausgedehnten Leiters verglichen werden (siehe Abb. D.2, Breite des Leiters: $30 \mu\text{m}$, Höhe $1.5 \mu\text{m}$, Betrag des Magnetfelds aufgetragen gegen den Abstand). Man erkennt, dass bei einem Strom von 1 A erst bei einem Abstand von unter $50 \mu\text{m}$ die beiden Feldverläufe deutlich voneinander abweichen. Weiterhin hat das Magnetfeld auf der Oberfläche des Leiters einen Wert von ca. 20 mT . Korrekturen zu den Rechnungen mit infinitesimal dünnen Drähten sind in dieser Situation daher in allen Fällen, in denen der Abstand zur Oberfläche mehr als $50 \mu\text{m}$ beträgt, vernachlässigbar.

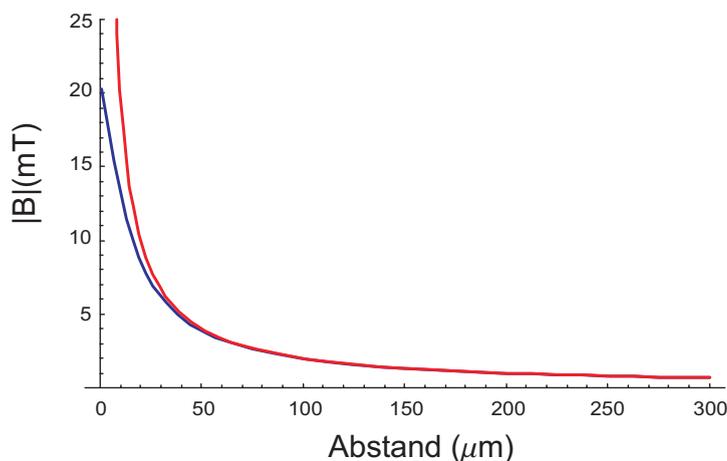


Abbildung D.2: Magnetfeldstärke eines unendlich dünnen Leiters (rot) und eines rechteckigen Leiters (blau) mit einer Breite von $30 \mu\text{m}$ und einer Höhe von $1.5 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit des Abstandes. Der Strom im Leiter beträgt jeweils 1 A . Erst unterhalb eines Abstandes von $50 \mu\text{m}$ weichen die Feldverläufe deutlich voneinander ab.

E Matrizen zur Stark Map Berechnung

Wie in Kapitel 4.5.1 schon ausgeführt wurde, muss zur Berechnung der Stark Maps die Störung der atomaren Energieniveaus durch das elektrische Feld bestimmt werden. In diesem Anhang soll daher kurz anschaulich dargestellt werden, wie diese Berechnung durchgeführt wurde. Hierzu ist es nötig, die neuen Eigenenergien des Atoms im elektrischen Feld zu bestimmen. Der Hamiltonoperator des Systems ist im einfachsten Fall unter Vernachlässigung der Fein- und Hyperfeinstruktur $H=H_0+H_1$, wobei H_0 die ungestörten Zustände sind und H_1 die Störung erster Ordnung im elektrischen Feld beinhaltet.

Zur Berechnung wurden die Einträge in den Matrizen H_0 und H_1 in Blöcken jeweils bestehend aus Zuständen mit Hauptquantenzahl n und den entsprechenden Drehimpulsquantenzahlen l sortiert. Die Matrix H_0 ist dabei nur auf der Diagonale mit den Eigenenergien des ungestörten Systems besetzt. Für diese gilt:

$$E_{n,l} = -\frac{R'}{(n - \delta_{n,l})^2}, \quad (\text{E.1})$$

wobei R' die elementspezifische Rydberg-Konstante und $\delta_{n,l}$ der Quantendefekt sind. Alle anderen Einträge in der Matrix sind 0 (siehe Formel E.3, H_0 -Anteil).

Die Störmatrix H_1 besteht nach Kapitel 4.5.1 aus den Einträgen[81]

$$\langle n, l, m | Ez | n', l', m' \rangle = \delta_{m,m'} \delta_{l,l \pm 1} E \langle l, m | \cos \theta | l', m' \rangle \cdot \langle n, l || r || n', l' \rangle. \quad (\text{E.2})$$

Die magnetische Quantenzahl wird für die einzelnen Einträge mit $m = m'$ festgehalten und die Matrix entsprechend mit den Störtermen bestückt. Durch die Auswahlregeln ist auch diese Matrix nur schwach besetzt und es gibt jeweils nur Matrixelemente, die $\delta_{l,l \pm 1}$ erfüllen. Die Einträge in der Gleichung E.3 bedeuten jeweils die nach Gleichung E.2 berechneten Störelemente $\langle n, l | n', l' \rangle$ (mit $m=m'$ fest). Das elektrische Feld E wird dabei vor die Matrix gezogen. Den Hauptrechenaufwand bei dem Verfahren stellt die Berechnung der Überlappintegrale des Radialanteils der Wellenfunktion dar. Hierzu werden die Wellenfunktionen nach dem im Kapitel 4.3 vorgestellten Formalismus berechnet. Die Winkelanteile des Überlappintegrals sind nach den Formeln 4.27 und 4.29 gegeben. Die neuen Eigenenergien werden dann durch Eigenwertbestimmung der Gesamtmatrix H gefunden. Diese Bestimmung muss für jedes zu berechnende elektrische Feld durchgeführt werden, die Daten werden dann grafisch aufgetragen.

Bei der Berechnung der Stark Map um den Zustand n herum wurden typischerweise die Zustände mit $n - 2$ bis $n + 5$ in die Berechnung mit einbezogen. Für die Untersuchung beispielsweise der Umgebung der $n = 40$ Mannigfaltigkeit wurden daher die Zustände $n = 38 - 45$ verwendet. Dies bedeutet, dass die Matrizen eine Größe von 332×332 Elementen haben. Wird in die Berechnung noch die Fein- und Hyperfeinstruktur mit einbezogen, so steigt die Größe der Matrix um einen Faktor von 8 an. Eine solche Berechnung einer Stark Map mit hoher Auflösung wie in Abb. 4.6 gezeigt, dauert dann mit Matrizen der Größe von 2656×2656 Einträgen auf handelsüblichen Computersystemen ca. 2 Stunden.

$$\begin{aligned}
 H = & \underbrace{\begin{pmatrix} \dots & 0 & \dots & 0 \\ 0 & E_{n=10,l=0} & 0 & & & & & & & \vdots \\ \vdots & 0 & E_{n=10,l=1} & 0 & & & & & & \vdots \\ \vdots & & 0 & E_{n=10,l=2} & 0 & & & & & \vdots \\ \vdots & & & 0 & \ddots & 0 & & & & \vdots \\ \vdots & & & & 0 & E_{n=10,l=9} & 0 & & & \vdots \\ \vdots & & & & & 0 & E_{n=11,l=0} & 0 & & \vdots \\ \vdots & & & & & & 0 & E_{n=11,l=1} & 0 & \vdots \\ \vdots & & & & & & & 0 & E_{n=11,l=2} & 0 \\ \vdots & & & & & & & & & \ddots \\ 0 & \dots & 0 & \dots \end{pmatrix}}_{H_0} \\
 + E \cdot & \underbrace{\begin{pmatrix} \dots & \vdots \\ \vdots & 0 & \langle 10, 0|10, 1 \rangle & & & & \langle 10, 0|11, 1 \rangle & & & \vdots \\ \vdots & \langle 10, 1|10, 0 \rangle & 0 & \langle 10, 1|10, 2 \rangle & & \langle 10, 1|11, 0 \rangle & & & \langle 10, 1|11, 2 \rangle & \vdots \\ \vdots & & \langle 10, 2|10, 1 \rangle & 0 & & & \langle 10, 2|11, 1 \rangle & & & \vdots \\ \vdots & & & & \ddots & & & & & \vdots \\ \vdots & & & & & 0 & & & & \vdots \\ \vdots & & \langle 11, 0|10, 1 \rangle & & & 0 & \langle 11, 0|11, 1 \rangle & & & \vdots \\ \vdots & \langle 11, 1|10, 0 \rangle & & \langle 11, 1|10, 2 \rangle & & \langle 11, 1|11, 0 \rangle & 0 & & \langle 11, 1|11, 2 \rangle & \vdots \\ \vdots & & \langle 11, 2|10, 1 \rangle & & & & \langle 11, 2|11, 1 \rangle & & 0 & \vdots \\ \vdots & \dots & \ddots \end{pmatrix}}_{H_1}
 \end{aligned}
 \tag{E.3}$$

F MCP Elektronik

Zur Detektion der bei der Feldionisation der Rydberg-Atome entstehenden Ionen wird im hier vorgestellten Experiment eine Mikro-Kanal-Platte (MCP) eingesetzt (siehe Kap 5). Die Rückseite der MCP muss auf positiverem Potential als die Vorderseite liegen, damit die in den MCP-Kanälen erzeugten Elektronen durch die Kanäle zur Rückseite der MCP hin beschleunigt werden. Um Ionen zur Vorderseite der MCP hin zu beschleunigen, ist es weiterhin nötig, dass die Vorderseite auf einem negativeren Potential als der Rest der Kammer liegt. Damit sind die Potentiale bei der Beschaltung der MCP festgelegt. Wir sind bei den verwendeten Spannungen den Vorgaben des Herstellers gefolgt (siehe Abb. F.1 linke Seite). Dabei wird die Vorder- und Rückseite der MCP mittels eines Spannungsteilers ($10\text{ M}\Omega$ und $500\text{ k}\Omega$) beschaltet. Durch den $500\text{ k}\Omega$ -Widerstand wird sichergestellt, dass Elektronen, die die Rückseite der MCP verlassen, die geerdete Anode erreichen. Der $3\text{ M}\Omega$ -Widerstand an der MCP-Vorderseite stellt sicher, dass kein zu großer Strom über die MCP-Kanäle fließt.

Die MCP verstärkt den Strom der einfallenden geladenen Teilchen. Bei einem einfallenden Ion resultiert dies in einem Elektronenschauer an der Rückseite der MCP von ca. 10^7 Elektronen. Dieses an der Anodenseite resultierende Elektronensignal wird mittels einer Strom-Spannungs-Wandler-Schaltung weiter verarbeitet. Die entsprechende selbst gebaute Schaltung ist in Abb. F.1 auf der rechten Seite gezeigt. Die beiden 1N4148-Dioden und der $1\text{ M}\Omega$ sind als Schutz der dahinter liegenden Elektronik eingebaut, um Spannungsspitzen abzufangen. Die Elektronen von der Anode können über das $100\text{ k}\Omega$ -Potentiometer (auf $18.6\text{ k}\Omega$ eingestellt) abfließen und erzeugen einen Spannungsabfall, der mit dem nachfolgenden nicht-invertierenden Verstärker verstärkt wird (die Verstärkung wurde zu 8.5 gewählt). Die Schaltung verstärkt dabei das Eingangssignal linear bis zu einer maximalen Ausgangsspannung von 5 V und hat eine maximale Geschwindigkeit von 130 ns. Das so erhaltene Signal wird anschließend mit einer 8-Bit-Digitizer Karte¹ in einen Computer eingelesen und dort weiter verarbeitet. Die Digitizer-Karte hat eine maximale Samplingrate von 20 MS/s und kann Signale mit einer Maximalamplitude von 5 V verarbeiten. Die einzelnen Potentiometer wurden so eingestellt, dass ein optimales Verhältnis zwischen Geschwindigkeit der Schaltung und Verstärkung des Signals erreicht wurde. Hierzu wurde die Zeitkonstante entsprechend der minimalen Zeitauflösung der Digitizer-Karte vorgegeben und die Verstärkung der Schaltung bei dieser Auflösung maximiert.

¹National Instruments NI 5102

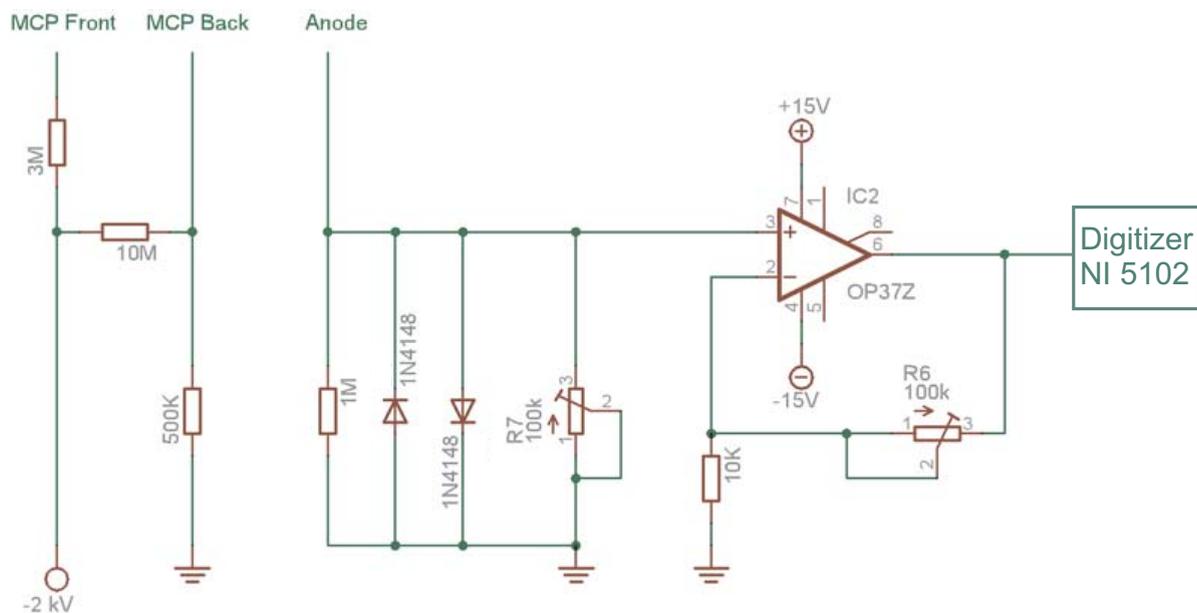


Abbildung F.1: Schaltplan der MCP für die Ionendetektion. Auf der linken Seite ist die Verdrahtung für die Spannungsversorgung der MCP gezeigt. Auf der rechten Seite ist die nachfolgende Verstärkerelektronik gezeichnet (siehe Text).

Literaturverzeichnis

- [1] H. Bethe and E. Salpeter, *Quantum mechanics of one- and two-electron atoms* (Plenum, New York, 1957).
- [2] T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms* (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).
- [3] A. Dalgarno, *Rydberg atoms in astrophysics*, in *Rydberg states of atoms and molecules*, edited by R. F. Stebbings and F. B. Dunning (Cambridge University Press, 1983).
- [4] P. Koch, *Rydberg studies using fast beams*, in *Rydberg states of atoms and molecules*, edited by R. F. Stebbings and F. B. Dunning (Cambridge University Press, 1983).
- [5] S. Chu, *Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles*, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998).
- [6] C. N. Cohen-Tannoudji, *Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons*, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998).
- [7] W. D. Phillips, *Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms*, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998).
- [8] W. Anderson, J. Veale, and T. Gallagher, *Resonant Dipole-Dipole Energy Transfer in a Nearly Frozen Rydberg Gas*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 249 (1998).
- [9] I. Mourachko, D. Comparat, F. de Tomasi, A. Fioretti, P. Nosbaum, V. Akulin, and P. Pillet, *Many-Body Effects in a Frozen Rydberg Gas*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 253 (1998).
- [10] K. Singer, M. Reetz-Lamour, T. Amthor, L. G. Marcassa, and M. Weidemüller, *Suppression of Excitation and Spectral Broadening Induced by Interactions in a Cold Gas of Rydberg Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 163001 (2004).
- [11] D. Tong, S. Farooqi, J. Stanojevic, S. Krishnan, Y. Zhang, R. Côté, E. Eyler, and P. Gould, *Local Blockade of Rydberg Excitation in an Ultracold Gas*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 063001 (2004).
- [12] T. Carroll, K. Claringbould, A. Goodsell, M. Lim, and M. W. Noel, *Angular Dependence of the Dipole-Dipole Interaction in a Nearly One-Dimensional Sample of Rydberg Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 153001 (2004).
- [13] K. Afrousheh, P. Bohlouli-Zanjani, D. Vagale, A. Mugford, M. Fedorov, and J. Martin, *Spectroscopic Observation of Resonant Electric Dipole-Dipole Interactions between Cold Rydberg Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 233001 (2004).
- [14] W. Li, P. J. Tanner, and T. Gallagher, *Dipole-Dipole Excitation and Ionization in an Ultracold Gas of Rydberg Atoms*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 173001 (2005).

- [15] D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller, S. L. Rolston, R. Cote, and M. D. Lukin, *Fast Quantum Gates for Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2208 (2000).
- [16] A. Steane, *Quantum computing*, Rep. Prog. Phys. **61**, 117 (1998).
- [17] A. Ekert and R. Jozsa, *Quantum computation and Shor's factoring algorithm*, Rev. Mod. Phys. **68**, 733 (1996).
- [18] J. Reichel, W. Hänsel, P. Hommelhoff, and T. Hänsch, *Application of integrated magnetic microtraps*, Appl. Phys. B **72**, 81 (2001).
- [19] K. Lee, J. Kim, H. Noh, and W. Jhe, *Single-beam atom trap in a pyramidal and conical hollow mirror*, Opt. Lett **21**, 1177 (1996).
- [20] D. Schneble, H. Gauck, M. Hartl, T. Pfau, and J. Mlynek, *Optical atom traps at surfaces, in Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Course CXL*, edited by M. Inguscio, S. Stringari, and C. Wieman, pp. 469–490 (IOS Press Amsterdam, 1999).
- [21] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard, *Phase-space density in the magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **52**, 1423 (1995).
- [22] C. Wallace, T. Dinneen, K. Tan, A. Kumarakrishnan, P. Gould, and J. Javanainen, *Measurements of temperature and spring constant in a magneto-optical trap*, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 703 (1994).
- [23] J. Reichel, W. Hänsel, and T. Hänsch, *Atomic Micromanipulation with Magnetic Surface Traps*, Physical Review Letters **83**, 3398 (1999).
- [24] J. D. Weinstein and K. G. Libbrecht, *Microscopic Magnetic Quadrupole Trap for Neutral Atoms with Extreme Adiabatic Compression*, Phys. Rev. A **52**, 4004 (1995).
- [25] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. Hänsch, and J. Reichel, *Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip*, Nature **413**, 498 (2001).
- [26] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, and C. Zimmermann, *Bose-Einstein Condensation in a Surface Microtrap*, Phys. Rev. Lett. **87**, 230401 (2001).
- [27] J. Yin, W. Gao, J. Hu, and Y. Wang, *Magnetic surface microtraps for realizing an array of alkali atomic Bose-Einstein condensates or Bose clusters*, Opt. Comm. **206**, 99 (2002).
- [28] J. Thywissen, M. Olshanii, G. Zabow, W. Drndic, K. Johnson, R. Westervelt, and M. Prentiss, *Microfabricated magnetic waveguides for neutral atoms*, Eur. Phys. J. D **7**, 361 (1999).
- [29] W. Li, I. Mourachko, M. Noel, and T. Gallagher, *Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap: Quantum defects of the ns, np, and nd series*, Phys. Rev. A **67**, 052502 (2003).
- [30] E. Raab, M. Prentiss, A. Cablev, S. Chu, and D. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [31] R. Grimm, M. Weidemüller, and Y. Ovchinnikov, *Optical dipole traps for neutral atoms*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **42**, 95 (2000).

- [32] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman, and H. J. Metcalf, *First observation of magnetically trapped neutral atoms*, Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985).
- [33] A. Einstein, *Quantentheorie des idealen einatomigen Gases*, Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss. p. 261 (1924).
- [34] A. Einstein, *Quantentheorie des einatomigen idealen Gases. Zweite Abhandlung*, Sitzber. Kgl. Preuss. Akad. Wiss. p. 3 (1925).
- [35] W. Ketterle, *Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser*, Rev. Mod. Phys. **74**, 1131 (2002).
- [36] E. A. Cornell and 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).
- [37] D. DiVincenzo, *The Physical Implementation of Quantum Computing*, Fortschr. Phys. **48**, 771 (2000).
- [38] M. Saffman and T. Walker, *Analysis of a quantum logic device based on dipole-dipole interactions of optically trapped Rydberg atoms*, Phys. Rev. A **72**, 022347 (2005).
- [39] P. Treutlein, P. Hommelhoff, T. Steinmetz, T. W. Hänsch, and J. Reichel, *Coherence in Microchip Traps*, Phys. Rev. Lett. **92**, 203005 (2004).
- [40] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J. M. Raimond, and S. Haroche, *Coherent Operation of a Tunable Quantum Phase Gate in Cavity QED*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5166 (1999).
- [41] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. Hänsch, and I. Bloch, *Quantum Phase Transition from a Superfluid to a Mott Insulator in a Gas of Ultracold Atoms*, Nature **415**, 39 (2002).
- [42] J. Schoser, *Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats in einer stark anisotropen Magnetfalle*, Dissertation, Universität Stuttgart (2003).
- [43] M. Anderson, J. Ensher, M. Matthews, C. Wieman, and E. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, SCIENCE **269**, 198 (1995).
- [44] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. Joffe, M. R. Andrews, and W. Ketterle, *Evaporative Cooling of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **74**, 5202 (1995).
- [45] J. Fortagh, A. Grossmann, C. Zimmermann, and T. W. Hänsch, *Wire Trap for Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5310 (1998).
- [46] J. Fortagh, A. Grossmann, C. Zimmermann, and T. W. Hänsch, *Guiding Neutral Atoms with a Wire*, Phys. Rev. Lett. **82**, 2014 (1999).
- [47] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff, and T. W. Hänsch, *Trapped-Atom Interferometer in a Magnetic Microtrap*, Phys. Rev. A **64**, 063607 (2001).
- [48] A. Grabowski and T. Pfau, *A lattice of magneto-optical and magnetic traps for cold atoms*, Eur. J. Phys. D **22**, 347 (2003).
- [49] H. Helm, *Dissipation in der Atom-Licht Wechselwirkung* (Albert-Ludwigs-Universität, Freiburg, 2003), <http://frhewww.physik.uni-freiburg.de>.

- [50] H. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer, New York, 1999).
- [51] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Atom-photon interactions* (John Wiley & Sons, 1992).
- [52] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited*, JOSA B **2**, 1707 (1985).
- [53] B. Shore, *The Theory of coherent atomic excitation* (Wiley, New York, 1990).
- [54] J. Gordon and A. Ashkin, *Motion of atoms in a radiation trap*, Phys. Rev. A **21**, 1606 (1980).
- [55] U. Raitsch, *Aufbau einer UHV-Kammer zur Durchführung von Experimenten mit Bose-Einstein-Kondensaten in optischen Gittern*, Diplomarbeit, Universität Stuttgart, 5. Physikalisches Institut (2004).
- [56] J. Schoser, A. Batär, R. Löw, V. Schweikhard, A. Grabowski, Y. B. Ovchinnikov, and T. Pfau, *Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap*, Phys. Rev. A **66**, 023410 (2002).
- [57] M. Drewsen, P. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, and C. Salomon, *Investigation of sub-Doppler cooling effects in a caesium magneto-optical trap*, Appl. Phys. B **59**, 283 (1994).
- [58] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudij, *Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models*, J. Opt. Soc. Am B. **6**, 2023 (1989).
- [59] W. Wing, *On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields*, Prog. Quant. Electr. **8**, 181 (1984).
- [60] W. Ketterle, D. Durfee, and D. Stamper-Kurn, *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*, arXiv:cond-mat/9904034v2 (1999).
- [61] E. Majorana, *Atomi Orientata in Compo Magnetico Variabile*, Nuovo Cimento **9** (1933).
- [62] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein-Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science **269**, 198–201 (1995).
- [63] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [64] Y. Gott, M. Ioffe, and V. Telkovsky, Nucl. Fusion Suppl. **3**, 1045 (1962).
- [65] D. Pritchard, *Cooling Neutral Atoms in a Magnetic Trap for Precision Spectroscopy*, Phys. Rev. Lett. **51**, 1336 (1983).
- [66] P. Hommelhoff, *Bose-Einstein-Kondensate in Mikrochip-Fallen*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (2002).
- [67] J. Reichel, *Microchip traps and Bose-Einstein condensation*, Appl. Phys. B **75**, 469 (2002).
- [68] J. D. Weinstein, R. deCarvalho, C. I. Hancox, and J. M. Doyle, *Evaporative cooling of atomic chromium*, Phys. Rev. A **65**, 021604 (2002).

- [69] R. Frisch and E. Segre, *Über die Einstellung der Richtungsquantelung II*, Z. Phys. **80**, 610 (1933).
- [70] A. Haase, D. Cassettari, B. Hessmo, and J. Schmiedmayer, *Trapping neutral atoms with a wire*, Phys. Rev. A **64**, 043405 (2001).
- [71] A. Kasper, S. Schneider, C. vom Hagen, M. Bartenstein, B. Engeser, T. Schumm, I. Bar-Joseph, R. Folman, L. Feenstra, and J. Schmiedmayer, *A Bose-Einstein condensate in a microtrap*, J. Opt. B **5**, S143 (2003).
- [72] W. Hartley, J. Chem. Soc. **43**, 390 (1883).
- [73] J. Rydberg, Phil. Mag. 5th series **29**, 331 (1890).
- [74] T. Cubel, B. K. Teo, V. S. Malinovsky, J. R. Guest, A. Reinhard, B. Knuffman, P. R. Berman, and G. Raithel, *Coherent population transfer of ground-state atoms into Rydberg states*, Phys. Rev. A **72**, 023405 (2005).
- [75] M. Seaton, *Quantum defect theory*, Rep. Prog. Phys. **46**, 167 (1983).
- [76] C.-J. Lorenzen and K. Niemax, *Quantum Defects of the $n^2P_{1/2,3/2}$ Levels in ^{39}K I and ^{85}Rb I*, Phys. Scr. **27**, 300 (1983).
- [77] S. A. Lee, J. Helmcke, J. L. Hall, and B. P. Stoicheff, *Doppler-free two-photon transitions to Rydberg levels: convenient, useful, and precise reference wavelengths for dye lasers*, Optics Lett. **3**, 141 (1978).
- [78] B. Stoicheff and E. Weinberger, Can. J. Phys. **57**, 2143 (1979).
- [79] I. Johannson, Ark. f. Fysik **20**, 135 (1961).
- [80] S. Bhatti, C. Cromer, and W. Cooke, *Analysis of the Rydberg character of the $5d7d^1D_2$ state of Barium*, Phys. Rev. A **24**, 161 (1981).
- [81] M. L. Zimmermann, M. Littman, M. Kash, and D. Kleppner, *Stark structure for the Rydberg states of alkali-metal atoms*, Phys. Rev. A **20**, 2251 (1979).
- [82] U. Litzèn, *The 5g Levels of the Alkali Metals*, Phys. Scr. **1**, 235 (1970).
- [83] J. Blatt, *Practical points concerning the solution of the Schrödinger equation*, J. Comput. Phys. **1**, 378 (1967).
- [84] K. Singer, *Interactions in an ultracold gas of Rydberg atoms*, Dissertation, Universität Freiburg (2004).
- [85] NIST Atomic Spectra Database, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>.
- [86] Atomic spectral line database, <http://cfa-www.harvard.edu/amdata/ampdata/kurucz23/sekur.html>.
- [87] C. E. Theodosiou, *Lifetimes of alkali-metal atom Rydberg states*, Phys. Rev. A **30**, 2881 (1984).
- [88] A. de Oliveira, M. Mancini, V. Bagnato, and L. Marcassa, *Measurement of Rydberg-state lifetimes using cold trapped atoms*, Phys. Rev. A **65**, 031401 (2002).

- [89] I. Sobelmann, *Atomic spectra and radiative transitions* (Springer Verlag, New York, 1992).
- [90] R. Zare, *Angular Momentum* (John Wiley & Sons, 1988).
- [91] L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. Knig, and T. Hänsch, *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*, Opt. Commun. **117** (1995).
- [92] W. Demtröder, *Laserspektroskopie Grundlagen und Techniken* (Springer Verlag, 1993), 3. Auflage.
- [93] J. Bouyer, *Spectral stabilization of an InGaAsP Semiconductor laser by injection locking*, Annales de Physique **18**, 89 (1993).
- [94] B. T. H. Varcoe, S. Brattke, M. Weidinger, and H. Walther, *Preparing pure photon number states of the radiation field*, Nature **403**, 743 (2000).
- [95] R. Heidemann, Dissertation, Universität Stuttgart, Doktorarbeit in Vorbereitung (2006).
- [96] A. Benner, *Aufbau eines Lasersystems zur Erzeugung ultrakalter Plasmen*, Diplomarbeit, 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart (2004).
- [97] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, *Generation of Optical Harmonics*, Phys. Rev. Lett. **7**, 118 (1961).
- [98] S. Bali, K. M. O'Hara, M. E. Gehm, S. R. Granade, and J. E. Thomas, *Quantum-diffractive background gas collisions in atom-trap heating and loss*, Phys. Rev. A **60**, R29 (1999).
- [99] <http://www.saesgetters.com>.
- [100] J. Werner, Dissertation, 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, in Vorbereitung (2006).
- [101] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik* (Springer Verlag, 1991), 2. Auflage.
- [102] J. Bauer, *Rydberg-Spektroskopie an ultrakalten Atomen*, Diplomarbeit, 5. Physikalisches Institut, Universität Stuttgart (2004).
- [103] C. Kuke, *Hochauflösende 2-Photonenspektroskopie an Rydbergatomen*, Bachelorarbeit, Universität Stuttgart (2005).
- [104] J. Fortagh, A. Grossmann, T. Hänsch, and C. Zimmermann, *Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source*, J. Appl. Phys. **84**, 6499 (1998).
- [105] U. D. Rapol, A. Wasan, and V. Natarajan, *Loading of a Rb magneto-optic trap from a getter source*, Phys. Rev. A. **64**, 023402 (2001).
- [106] G. Babel, *Vereinfachte Dynamische Wärmerechnung für Elektrotechniker*, Vorlesungsskript, Fachhochschule Dortmund (2005).
- [107] A. Batär, *Erzeugung und Charakterisierung ultrakalter Rubidium- und Ytterbiumatome - Auf dem Weg zu einem gemischten Quantengas*, Dissertation, Universität Düsseldorf (2005).
- [108] K. Diekmann, *Bose-Einstein Condensation with High Atom Number in a Deep Magnetic Trap*, Dissertation, Universität Amsterdam (2001).

- [109] R. Folman, P. Krüger, J. Schmiedmayer, J. Denschlag, and C. Henkel, *Microscopic atom optics: from wires to an atom chip*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. **48**, 263 (2002).
- [110] A. Shevchenko, M. Heilião, T. Lindvall, A. Jaakkola, I. Tuttonen, and M. Kaivola, *Trapping atoms on a transparent permanent-magnet atom chip*, (to be published) .
- [111] M. P. Robinson, B. L. Tolra, M. W. Noel, T. F. Gallagher, and P. Pillet, *Spontaneous Evolution of Rydberg Atoms into an Ultracold Plasma*, Phys. Rev. Lett. **85**, 4466 (2000).
- [112] A. Walz-Flannigan, J. R. Guest, J.-H. Choi, and G. Raithel, *Cold-Rydberg-gas dynamics*, Phys. Rev. A. **69**, 063405 (2005).
- [113] W. Li, M. W. Noel, M. P. Robinson, P. J. Tanner, T. F. Gallagher, D. Comparat, B. L. Tolra, N. Vanhaecke, T. Vogt, N. Zahzam, P. Pillet, and D. A. Tate, *Evolution dynamics of a dense frozen Rydberg gas to plasma*, Phys. Rev. A **70**, 042713 (2004).
- [114] N. Vanhaecke, D. Comparat, D. A. Tate, and P. Pillet, *Ionization of Rydberg atoms embedded in an ultracold plasma*, Phys Rev. A **71**, 013416 (2005).
- [115] T. C. Killian, M. J. Lim, S. Kulin, R. Dumke, S. D. Bergeson, and S. L. Rolston, *Formation of Rydberg Atoms in an Expanding Ultracold Neutral Plasma*, Phys. Rev. Lett. **86**, 3759 (2001).
- [116] D. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata> (2002).
- [117] H. Margenau and M. Lewis, *Structure of spectral lines from plasmas*, Rev. Mod. Phys. **31**, 569 (1959).
- [118] S. Chandrasekhar, *Stochastic problems in physics and astronomy*, Rev. Mod. Phys. **15**, 1 (1943).
- [119] P. B. Zanjani, *High resolution microwave spectroscopy of ultra cold Rydberg atoms as a probe of electric and magnetic fields*, Master thesis, University of Waterloo, Ontario (2003).
- [120] T. C. Liebisch, A. Reinhard, P. Berman, and G. Raithel, *Atom Counting Statistics in Ensembles of Interacting Rydberg Atoms*, Phys. Rev. Lett. **95**, 253002 (2005).
- [121] A. Osterwalder and F. Merkt, *Using High Rydberg States as Electric Field Sensors*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1831 (1999).
- [122] S. Autler and C. Townes, *Stark Effect in Rapidly Varying Fields*, Phys. Rev. **100**, 703 (1955).
- [123] B. K. Teo, D. Feldbaum, T. Cubel, J. R. Guest, P. R. Berman, and G. Raithel, *Autler-Townes spectroscopy of the $5S_{1/2}$ - $5P_{3/2}$ - $44D$ cascade of cold ^{85}Rb atoms*, Phys. Rev. A. **68**, 053407 (2003).
- [124] L. K. Grover, *Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack*, Phys. Rev. Lett. **79**, 325 (1997).
- [125] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C. F. Roos, J. Eschner, and R. Blatt, *Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate*, Nature **422**, 408 (2003).
- [126] I. Cirac and P. Zoller, *Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT quantum gate*, Phys. Rev. Lett. **74**, 4091 (1995).

- [127] I. L. Chuang, N. Gershenfeld, and M. Kubinec, *Experimental Implementation of Fast Quantum Searching*, Phys. Rev. Lett. **80**, 3408 (1998).
- [128] R. Marx, A. F. Fahmy, J. M. Myers, W. Bermel, and S. J. Glaser, *Approaching five-bit NMR quantum computing*, Phys. Rev. A **62**, 012310 (2000).
- [129] Y. Makhlin, G. Schön, and A. Shnirman, *Quantum State Engineering with Josephson-Junction Devices*, Rev. Mod. Phys. **73**, 357 (2001).
- [130] I. E. Protsenko, G. Reymond, N. Schlosser, and P. Grangier, *Operation of a quantum phase gate using neutral atoms in microscopic dipole traps*, Phys. Rev. A **65**, 052301 (2002).
- [131] W. Alt, D. Schrader, S. Kuhr, M. Müller, V. Gomer, and D. Meschede, *Single atoms in a standing-wave dipole trap*, Phys. Rev. A **67**, 033403 (2003).
- [132] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Côté, L. M. Duan, D. Jaksch, J. I. Cirac, and P. Zoller, *Dipole Blockade and Quantum Information Processing in Mesoscopic Atomic Ensembles*, Phys. Rev. Lett. **87**, 037901 (2001).
- [133] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio, *Bose-Einstein Condensation of Potassium Atoms by Sympathetic Cooling*, SCIENCE **294**, 1320 (2001).
- [134] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [135] C. C. Bradley, C. A. Sackett, and R. G. Hulet, *Bose-Einstein Condensation of Lithium: Observation of Limited Condensate Number*, Phys. Rev. Lett. **78**, 985 (1997).
- [136] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.-C. Nägerl, and R. Grimm, *Bose-Einstein Condensation of Cesium*, SCIENCE **299**, 232 (2003).
- [137] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, and C. E. Wieman, *Stable ^{85}Rb Bose-Einstein Condensates with Widely Tunable Interactions*, Phys. Rev. Lett. **85**, 728 (2000).
- [138] C. Myatt, E. Burt, R. Ghrist, E. Cornell, and C. Wieman, *Production of Two Overlapping Bose-Einstein Condensates by Sympathetic Cooling*, Phys. Rev. Lett. **78**, 586 (1997).
- [139] R. Guckert, X. Zhao, S. Crane, A. Hime, W. Taylor, D. Tupa, D. Vieira, and H. Wollnik, *Magneto-optical trapping of radioactive ^{82}Rb atoms*, Phys. Rev. A **58**, R1637 (1998).
- [140] S. G. Crane, X. Zhao, W. Taylor, and D. J. Vieira, *Trapping an isotopic mixture of fermionic ^{84}Rb and bosonic ^{87}Rb atoms*, Phys. Rev. A **62**, 011402 (2000).
- [141] H. N. H. Ludwig Bergmann, Clemens Schaefer, *Optik* (Walter-Gruyter-Verlag, Berlin, 1993), 9. Auflage.
- [142] D. R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (CRC Press, 2001), 82. Auflage.
- [143] K. J. Binns, P. Lawrenson, and C. W. Trowbridge, *The Analytical and Numerical Solution of Electric and Magnetic Fields* (Wiley, John and Sons, Incorporated, 1992), 1. Auflage.
- [144] M. Strütt, *Das magnetische Feld eines rechteckigen, von Gleichstrom durchflossenen Leiters*, Arch. Elektrotech. **17**, 533 (1927).
- [145] W. Strütt, *Das magnetische Feld eines rechteckigen, von Gleichstrom durchflossenen Leiters*, Arch. Elektrotech. **18**, 282 (1927).

Danksagung

An dieser Stelle sei noch allen ein Dank ausgesprochen, die durch ihre direkte und indirekte Unterstützung während der letzten Jahre zur Entstehung und zum Gelingen meiner Doktorarbeit beigetragen haben.

Der erste, dem es zu danken gilt, ist Tilman Pfau, der mich an sein Institut genommen hat, ohne mich wirklich zu kennen, und der das Vertrauen in mich gesetzt hat, ein neues Projekt aufzubauen. Er hat mir dabei die nicht unbedingt selbstverständlichen Freiheiten zum eigenständigen Arbeiten gegeben, wofür ich ihm sehr dankbar bin. Ich danke Ihm auch dafür, dass er jederzeit für Diskussionen und Erklärungen von sehr fundamentalen bis zu sehr speziellen Problemen ansprechbar war.

Weiterhin möchte ich Herrn Prof. Dr. U. Schumacher danken, der sich schnell und unkompliziert bereit erklärt hat, die Mitberichterstattung für diese Arbeit und die damit verbundenen Mühen zu übernehmen.

Bedanken möchte ich mich weiterhin bei allen die aktiv am Experiment mitgearbeitet, oder es von außen unterstützt haben:

- Hierbei sei zunächst Rolf Heidemann gedankt. Ohne das von ihm aufgebaute Lasersystem wären die Experimente zur Rydberg-Anregung nicht möglich gewesen. Die teilweise etwas kontroversen Messnachmittage und die dabei aufkommenden Diskussionen bzgl. der Weiterentwicklung vorhandener Datenaufnahmesoftware werde ich vermutlich so schnell nicht vergessen.
- Robert Löw, den ich immer mit den extrem verzwickten Problemen genervt habe, in der Hoffnung, dass er sich schon einmal Gedanken darüber gemacht bzw. etwas davon gehört hat. Meine Hoffnungen waren dabei meistens berechtigt, und er hatte eine Antwort, eine Idee, oder kannte wenigstens ein Buch zum Nachschlagen. Danke dafür. Außerdem wäre ich ohne ihn vermutlich nie an dieses Institut gekommen.
- Jürgen Stuhler, der immer ein offenes Ohr für meine Fragen und Probleme hatte, und das auch wenn er gerade selbst in Arbeit erstickte.
- Meinem Diplomanden Jörg Bauer, der an den ersten Schritten der Experimente zur Rydberg-Anregung und bei der Inbetriebnahme der MCP aktiv beteiligt war.
- Christian Kuke, der sich in der Endphase meiner Arbeit um die softwareseitige Struktur unserer Datenaufnahme und um die Auswertesoftware verdient gemacht hat.
- Allen anderen Laborkollegen, die mit mir im Rubidium-Labor gearbeitet haben. Hier sind nur stellvertretend Jürgen Schoser als Doktorand am Anfang meiner Arbeit und Ulrich Raitsch

als Diplomand bzw. Doktorand am Ende zu nennen. Sie alle sorgten immer für eine gute, kollegiale und hilfsbereite Atmosphäre im Labor.

- Allen, die sich im Verlauf der Zeit an unseren allmontaglichen Duellen im Squash-Court beteiligt haben, und damit für eine schöne Abwechslung zum Labor-Alltag gesorgt haben.
- Darüber hinaus gilt mein Dank den Kollegen in meinem ehemaligen Büro. Hierbei sei vor allem meinem langjährigen „Schreibtisch-Gegenüber“ Alexander Batär, insbesondere für die vielen nicht-physikalischen Unterhaltungen am frühen Morgen, gedankt.
- Weiterhin sei natürlich auch allen „Chromi-Freunden“ gedankt, stellvertretend seien auch hier nur Piet Schmitt und Axel Griesmaier genannt, die auch über die „Laborgrenzen“ hinweg immer hilfsbereit und beratend mit Rat und Tat zu Verfügung gestanden haben.
- Allen anderen Kollegen, die bis jetzt noch nicht namentlich genannt wurden.

Für Ihre Hilfsbereitschaft danke ich Karin Otter und Sylvia Tassy. Sie haben auch bei ihrem „Kampf gegen die Administration“ so manches Problem aus der Welt geschafft.

Mein Dank gilt besonders auch den verschiedenen Werkstätten des Physikalischen Instituts, stellvertretend seien hier Herr Dietrich, Herr Neuwirth und Herr Möhrle genannt. Sie haben mir mit ihren Ratschlägen zu zeitweise unlösbar erscheinenden Problemen geholfen und mich damit insbesondere in der Aufbauphase des Experiments unterstützt.

Zum Schluss, aber nicht zuletzt, geht ein besonderer Dank an meine Familie, die mich immer unterstützt hat und mir ermöglicht hat, diesen Weg zu gehen.

Meiner Freundin Nadja Quartz, die mich während der ganzen Jahre unterstützt hat und die mir sogar nach Stuttgart nachgezogen ist.

Für das Korrekturlesen und die Anmerkungen zu dieser Arbeit möchte ich mich am Ende noch bei Robert, Rolf, Ulrich, Jürgen und Nadja (was, es gibt Regeln für die Zeichensetzung?) bedanken.