

KALTE ATOME FÜR DIE QUANTENINFORMATIONSVERRARBEITUNG

Von der Fakultät für Mathematik und Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation
von

Dipl.-Phys. Michael Volk
geboren am 22. August 1973 in Weinheim

2005

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. G. Birkl
Prof. Dr. H. Frahm

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. W. Ertmer
Prof. Dr. H. Frahm

Vorsitzender des Prüferkollegiums:

Prof. Dr. R. Schnabel

Tag der Promotion:

8. Juli 2005

Zusammenfassung

Quanteninformationsverarbeitung ist ein Forschungsschwerpunkt der modernen Physik, in dem in den letzten Jahren beachtliche Fortschritte erzielt werden konnten. Gegenstand der hier vorliegenden Arbeit sind Untersuchungen zur experimentellen Umsetzung der Quanteninformationsverarbeitung auf der Basis von neutralen, kalten ^{85}Rb -Atomen. Hierzu werden Techniken der Laserkühlung und der Atomoptik mit der Anwendung mikrostrukturierter Elemente zur Erzeugung von optischen Dipolpotentialen kombiniert. Im Rahmen der Arbeit wurde ein neuer experimenteller Aufbau konzipiert und verwirklicht, der den Einsatz von Optiken mit einer numerischen Apertur von bis zu 0,3 erlaubt, und damit die Erzeugung sehr kleiner Dipolfallen, sowie eine effiziente Detektion der Atome ermöglicht. Außerdem wurde ein Raman-Lasersystem entwickelt, mit dem kohärente Superpositionen der Hyperfeinstruktur-Niveaus des Grundzustands von ^{85}Rb angeregt werden können. Mit Hilfe der Methoden der Ramsey- und Echo-Spektroskopie wurden Untersuchungen zur Dephasierung und zur Dekohärenz atomarer Ensemble in einzelnen Dipolfallen durchgeführt. Aufgrund der endlichen Temperatur der Atome wird bei den Ramsey-Messungen eine inhomogene Dephasierung mit einer Zeitkonstante von $T_2^* = 3,7\text{ ms}$ beobachtet. Aus dieser Dephasierungszeit lässt sich ein Wert für die Temperatur der Ensemble berechnen. Das Ergebnis von $30\text{ }\mu\text{K}$ ist vergleichbar mit der Temperatur, die sich aus unabhängigen Flugzeitmessungen ergibt. Die inhomogene Dephasierung kann mit Hilfe der Spin-Echo Technik rückgängig gemacht werden. Auf diese Weise ist es möglich, die für die Quanteninformationsverarbeitung relevante Dekohärenzzeit zu bestimmen. Die gemessene Dekohärenzzeit von $T_1 = 50\text{ ms}$ lässt sich durch spontane Streuung von Photonen aus dem Dipolfallen-Laserstrahl erklären. Sie liegt zwei Größenordnungen über der typischen Dauer einer Ein-Qubit Operation, definiert als die Länge eines $\pi/2$ -Pulses von $\tau_{\pi/2} \approx 400\text{ }\mu\text{s}$. Bei Ramsey-Messungen an Atomen in Dipolfallenarrays wurde erstmals die Möglichkeit der parallelen Vielfachrealisierung ausgenutzt, die die Verwendung von mikrostrukturierten optischen Elementen in der Atomoptik bietet. Es konnten auf diese Weise Signale von bis zu 20 individuellen atomaren Ensembles simultan gemessen und verglichen werden. Bedingt durch die unterschiedlichen Fallentiefen der Dipolfallen des Arrays erwartet man eine Variation der differentiellen dynamischen Stark-Verschiebungen von etwa $4 - 13\text{ kHz}$ über die Gesamtzahl der Fallen. Die gemessene Variation beträgt jedoch lediglich $20 - 60\text{ Hz}$. Dies lässt auf eine zusätzliche Verschiebung der Hyperfeinstruktur-Niveaus schließen, deren Größe von der Fallentiefe abhängt und die die differentielle dynamische Stark-Verschiebung kompensiert. Es wird davon ausgegangen, dass diese Verschiebung auf interatomare Wechselwirkungen zurückzuführen ist, bedingt durch die hohe räumliche Dichte der Atome innerhalb der Fallen. Die Beobachtung dieser Wechselwirkungen ist von entscheidender Bedeutung für die Realisierung von Zwei-Qubit-Gattern basierend auf kontrollierten kalten Stößen.

Abstract

In recent years, remarkable progress has been achieved in the field quantum information processing. Subject of this thesis are investigations concerning the experimental realization of quantum information processing, based on neutral, cold ^{85}Rb -atoms. The techniques of laser cooling and atom optics are combined with the application of micro-structured devices for the creation of optical dipole potentials. A new experimental setup was designed and realized, which enables the use of optics with a numerical aperture up to 0,3, suitable for the creation of very small dipole traps, as well as an efficient detection of the atoms. Furthermore, a Raman-laser system was developed, which is used to create coherent superpositions of the hyperfine ground states of ^{85}Rb .

Making use of Ramsey- and Echo spectroscopy, investigations of the dephasing and decoherence of atomic ensembles in single dipole traps were performed. Due to the finite temperature of the atoms, the Ramsey-signals reveal an inhomogenous dephasing with a time constant of $T_2^* = 3,7$ ms. From this dephasing time, the temperature of the ensembles can be calculated. The result of $30\ \mu\text{K}$ is comparable to the temperature resulting from independent time-of-flight measurements.

Inhomogenous dephasing can be reversed using spin-echo techniques. In this way, it is possible to determine the decoherence time, relevant for quantum information processing. The measured decoherence time of $T_1 = 50$ ms can be explained by spontaneous scattering of photons from the trapping laser beam. This time is two orders of magnitude longer than the typical timescale of a single-qubit operation, given by the duration $\tau_{\pi/2} \approx 400\ \mu\text{s}$ of a $\pi/2$ -pulse.

For the first time, the advantage of scalability, that is opened up by the use of micro-fabricated optical elements, was exploited to perform Ramsey measurements on atoms, trapped in an array of dipole traps. In this way, it was possible to measure and compare the signals of up to 20 individual atomic ensembles simultaneously. One expects a variation of the differential light shift of about $4 - 13$ kHz within the ensemble of traps, caused by the difference of the individual trap depths. However, the measured variation is only $20 - 60$ Hz. This indicates an additional shift of the hyperfine levels, which depends on the trap depth and compensates the differential light shift. It is assumed, that this shift is caused by collisional interactions between the atoms due to the large spatial density of the ensembles inside the traps. The observation of this interaction is highly relevant for the implementation of two-qubit gates based on controlled cold collisions.

Schlagworte: Quanteninformation, atomare Qubits, Dekohärenz

Keywords: quantum information, atomic qubits, decoherence

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
Abstract	iv
Liste der verwendeten Symbole und Definitionen	vii
1 Einleitung	1
2 Fangen, Speichern und Detektieren kalter Atome	5
2.1 Optische Dipolfallen für neutrale Atome	5
2.2 Experimenteller Aufbau	9
2.2.1 Vakuumsystem und Magnetspulen	9
2.2.2 Lasersystem für die MOT	11
2.2.3 Optik der Dipolfalle	12
2.3 Experimentsteuerung und -Ablauf	16
2.4 Detektion	17
3 Das Raman-Laser-System	27
3.1 Funktionsweise	27
3.2 Aufbau	29
3.2.1 Elektronik	29
3.2.2 Optik	31
3.3 Charakterisierung	33
3.3.1 Spektrale Leistungsdichte und Phasenfehler	33
3.3.2 Dunkelresonanzen	35
4 Theorie des Drei-Niveau-Systems	39
4.1 Optische Blochgleichungen	39
4.1.1 Kohärente Dynamik	40
4.1.2 Ein-Qubit-Gatter	43
4.2 Reduktion des Drei-Niveau-Systems	44
5 Kohärente Manipulation kalter Atome	47
5.1 Raman-Spektroskopie an freien Atomwolken	47
5.1.1 Präparation und zustandsselektiver Nachweis	48
5.1.2 Kompensation des Magnetfeldes	48
5.2 Kohärenzuntersuchungen an Atomen in der Einzelfalle	53
5.2.1 Präparation und zustandsselektiver Nachweis	53

5.2.2	Spektroskopie des Uhrenübergangs	54
5.2.3	Ramsey-Spektroskopie	58
5.2.4	Dephasierung und Dekohärenz	62
5.2.5	Echo-Spektroskopie	68
5.3	Messungen an Atomen im Dipolfallenarray	75
5.3.1	Charakterisierung und Zuordnung der Fallen	75
5.3.2	Ramsey-Messungen	77
5.3.3	Fazit	83
5.3.4	Zwei-Qubit-Gatter	88
6	Ausblick	91
A	Anhang	95
A.1	^{85}Rb Daten	96
A.2	Energieverteilung und Dephasierung	98
	Literaturverzeichnis	101

Liste der verwendeten Symbole und Definitionen

Soweit nicht anders angegeben, handelt es sich bei allen in der Arbeit definierten Frequenzen und Verschiebungen um Kreisfrequenzen, deren Zahlenwert mit der Einheit s^{-1} versehen ist. Messwerte die in Hz angegeben werden, sind zur Berechnung der zugehörigen Kreisfrequenz mit 2π zu multiplizieren.

Tabelle 0.1: Liste der verwendeten Symbole und Definitionen.
List of Symbols and definitions.

Parameter	Beschreibung	Seite
$ 0\rangle, 1\rangle$	Qubit Basis-Zustände	43
a	S-Wellen Streulänge	96
A, C	Amplitude, Offset (Fit-Parameter)	56,67
$\alpha(t), \kappa(t)$	Dephasierungsterme (Amplitude, Frequenz) bei Ramsey- und Echo-Messungen	67,98
$B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$	Magnetisches Feld (Betrag)	48,49
$\mathbf{d} (\hat{\mathbf{d}})$	Induziertes atomares Dipolmoment (zugeh. Operator)	16,39
$\delta = \omega_{\text{At}} - \omega_{\text{RL}}$	Zwei-Photonen Verstimmung (Raman-Laser)	39,45
$\delta_0 = U_0 \omega_{\text{HFS}} / \Delta_{\text{eff}}$	Differentielle AC-Stark-Verschiebung im Minimum der Dipolfalle	61
δ_{AC}	AC-Stark-Verschiebung durch die Raman-Laser	46
$\delta_{\text{At}} = \omega_{\text{At}} - \omega_{\text{HFS}}$	Verschiebung der Grundzustands HFS-Aufspaltung (i.d. Dipolfalle)	56
δ_{B}	Quadratische Zeeman-Verschiebung	49
δ_{diff}	Energiabhängige differentielle AC-Stark-Verschiebung	66
δ_{hom}	Homogene Verschiebung (atom. Ensemble)	66
δ_{LO}	Frequenzunsicherheit der Raman-Laser	30,57
δ_{MF}	Dichteabhängige Niveaueverschiebung (Mean-Field Theorie)	87
δ_{n}	Dichteabhängige Verschiebung (clock-shift)	57,86
$\delta_{\text{RL}} = \omega_{\text{RL}} - \omega_{\text{HFS}}$	Verstimmung der Raman-Laser	66
$\delta_s = \delta_{\text{RL}} - \delta_0 - \delta_{\text{hom}}$	Gesamtverstimmung zw. Atomen und Raman-Lasern (Ramsey-/Echo-Messungen)	67

Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung von voriger Seite		
Parameter	Beschreibung	Seite
$\Delta = \omega - \omega_0$	Laserverstimmung, Ein-Photonen Verstimmung (Raman-Laser)	6,45
$\Delta_{1/2}$ ($\Delta_{3/2}$)	Verstimmung gegenüber dem $5P_{1/2}$ ($5P_{3/2}$)-Niveau	7
$\Delta_{\text{eff}} = 3(2/\Delta_{3/2} + 1/\Delta_{1/2})^{-1}$	Effektive Verstimmung des Fallenlasers	7
$\Delta E_{m_F} = g_F \mu_B m_F B$	Lineare Zeeman-Verschiebung eines m_F -Zustands	49
$(\Delta_{\text{HFS}}) \Delta_{\text{FS}}$	(Hyper)Feinstruktur-Aufspaltung	97
$\Delta\omega_{m_F \rightarrow m'_F}$	Frequenzdifferenz zweier Zeeman-Untersubniveaus	49
\mathbf{E} ($\hat{\mathbf{E}}$)	Vektor (Operator) des Elektrischen Feldes	16,39
f, f_0	Brennweite	12
F (F') = $J + I$	Atomarer Gesamtdrehimpuls (Grund- bzw. angeregter Zustand)	48,97
$\sqrt{\langle \varphi^2(t) \rangle}$	Mittlerer Phasenfehler des Raman-Lasersystems	34
Φ_{frei}	Drehmatrix d. freien Präzession (Blochvektor Dynamik)	43
$ g\rangle, e\rangle, i\rangle$	Grundzustand, angeregter Zustand und Zwischeniveau	39,45
g_F	Landé-Faktor der Hyperfeinstruktur	97
Gain	ADUs pro Photoelektron (CCD-Chip)	20
Γ	Linienbreite, spontane Zerfallsrate	96
$\Gamma_{\text{sc}} \approx \Gamma U_0 / \hbar \Delta_{\text{eff}}$	Spontane Streurrate (Dipolfalle, Detektion)	8,21
I	Intensität	6
$I_0 = \hbar \Gamma \omega_0^3 / 12 \pi c^2$	Sättigungsintensität	6
$I_{\text{max}} = 2P / \pi w_0^2$	Maximale Intensität eines Laserstrahls	6
λ (λ_{TiSa})	Wellenlänge (des Fallenlasers)	7
m_F	Magnetische Quantenzahl	48,97
n (\bar{n})	(Mittlere) Dichte	87
$NA = R_f / f$	Numerische Apertur, halber Öffnungswinkel	12
N_e	# Photoelektronen (CCD-Chip)	18
N_γ (N_γ^{tot})	# detektierte (gestreute) Photonen	18
ω	Lasersfrequenz	16,39
ω_0	Atomare Resonanzfrequenz	16

Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung von voriger Seite		
Parameter	Beschreibung	Seite
ω_1, ω_2	Frequenzen der Raman-Laser	27
$\omega_{12} = \omega_{\text{RL}}$	Differenzfrequenz der Raman-Laser	27
ω_{At}	Atomare Resonanzfrequenz (i.d. Dipolfalle)	56
$\omega_{eg} = \omega_{\text{At}} = \omega_e - \omega_g$	Frequenzdifferenz zw. Grund- und angeregtem Zustand	39
$\omega_g, \omega_e, \omega_i$	Frequenz von Grund-, angeregtem- und Zwischenzustand	39,45
$\omega_{\text{HFS}} = 2\pi \cdot \nu_{\text{HFS}}$	Frequenzdifferenz der HFS-Niveaus des $5S_{1/2}$ -Grundzustandes	96
ω_{LO}	Frequenz des Lokoszillators (Raman-Laser)	28
$\mathbf{\Omega} = (\Omega_{eg}, 0, \delta)$	Quasi-Drehmoment (Blochvektor)	40
$\Omega' = \sqrt{\Omega_{eg}^2 + \delta^2}$	Verallgemeinerte Rabi-Frequenz	41
$\Omega'_{\text{eff}} = \sqrt{\Omega_{eg}^2 + (\delta - \delta_{\text{AC}})^2}$	Effektive verallgemeinerte Rabi-Frequenz	46
$\Omega_{\text{det}} = \pi R_{f_0}^2 / 4\pi f_0^2$	Raumwinkel der Detektion	18
$\Omega_{eg} = \langle e \hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}} g \rangle / \hbar$	Rabi-Frequenz	39
$\Omega_r = \sqrt{4U_0/mv_0^2}$	Radiale Fallenfrequenz	8
$\Omega_z = \sqrt{2U_0/mz_r^2}$	Axiale Fallenfrequenz	8
P	Laserleistung	6
P_2	Population des ($5S_{1/2}, F=2$)-Grundzustandes	56
$\mathcal{P} = 0, \pm 1$	Parameter für die Polarisation	7
$QE = N_e/N_\gamma$	Quanteneffizienz (CCD-Chip)	18
R	Laserstrahl-Radius, $1/e^2$ -Radius der Intensität	12
$\mathbf{R} = (u, v, w)$	Blochvektor	40
R_f	Linsenradius	12
$S(t) \propto P_2(t)$	Ramsey-Signal	59,79
$S/N = N_e / \sqrt{\sum \sigma^2}$	Signal-zu-Rausch Verhältnis	19
$\sigma_s, \sigma_{\text{dark}}, \sigma_r$	Beiträge zum Detektions-Rauschen (rms-Standardabweichungen)	19
t_1, t_f	Delay zwischen den Raman-Laserpulsen	69,79
$t_2 = 2t_1$	Gesamtzeit einer Echo-Messung	70
$T = E_{\text{kin}}/k_B$	Temperatur	66
T_1 (T_2)	Dekohärenz-/(Dephasierungs-)zeit	65
τ	Pulsdauer (Raman-Laser)	56

Fortsetzung nächste Seite

Fortsetzung von voriger Seite		
Parameter	Beschreibung	Seite
$\Theta_{\pi/2}, \Theta_{\pi}$	Drehmatrizen (Blochvektor Dynamik)	42
u, v	Absorptive bzw. dispersive Komponente des Dipolmomentes (Komp. des Blochvektors)	40
$U(E)$	Potentielle (gesamte) Energie eines Atoms i. d. Dipolfalle	66
$U_0 = -\hbar\Gamma^2 I_{\max}/8I_0\Delta_{\text{eff}}$	Dipolfallentiefe (> 0)	7
$U_{\text{dip}} = -\frac{1}{2} \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$	Dipolpotential (< 0)	6
$U_{\pi/2}, U_{\pi}, U_{\text{frei}}$	Unitäre Transformationen zur Blochvektor Dynamik	42,43
$w = 1 - 2P_2$	Inversion (Komp. des Blochvektors)	40
w_0	Waist im Fokus = $1/e^2$ -Radius der Intensität	6,12,14
$z_R = \pi w_0^2/\lambda$	Rayleigh-Länge	7

1 Einleitung

Informatik entstand ursprünglich als Teilgebiet der Mathematik und wird bis heute zumeist dieser Disziplin zugeordnet. Die Begründung hierfür ist die Tatsache, dass die Fragestellungen der Informatik unabhängig davon behandelt werden können, wie Speicherung und Verarbeitung der Information in einem konkreten physikalischen System – dem Computer – implementiert sind. So ist beispielsweise die Zeit, die ein Computer zur Berechnung eines bestimmten Problems benötigt, selbstverständlich von seiner Rechenleistung, also von der Dauer eines einzelnen Rechenschrittes abhängig. Betrachtet man jedoch die Abhängigkeit der Rechenzeit von der Anzahl möglicher Eingabewerte bzw. Anfangsbedingungen, so ist diese (bei klassischen Computern) unabhängig von der Hardware. In diesem Sinn lässt sich die *Zeitkomplexität* eines Problems klassifizieren: Bei „praktisch lösbaren“ Problemen skaliert die Rechenzeit polynomiell mit der Zahl der möglichen Eingabewerte, bei „harten“ Problemen wächst sie mindestens exponentiell.

Zur Klasse der harten Probleme gehört die Simulation quantenmechanischer Vorgänge auf einem klassischen Rechner. Da die Zeit, die hierfür benötigt wird, exponentiell mit der Größe des Systems anwächst, übersteigt sie schon für sehr kleine Systeme, bestehend aus einigen hundert Teilchen, die Kapazität moderner Großrechner, obwohl die simulierten Vorgänge in der Natur meist in überschaubaren Zeitskalen ablaufen. Im Umkehrschluss erkannte R. P. Feynman [1] im Jahr 1982, dass ein Computer der auf der Basis der Gesetze der Quantenmechanik arbeitet, einem klassischen Rechner bei der Lösung bestimmter Probleme prinzipiell überlegen sein müsste. Drei Jahre später wurde diese Idee von D. Deutsch [2] aufgegriffen, der ein theoretisches Modell des universellen Quantencomputers entwickelte, also das quantenmechanische Äquivalent zur „Turing-Maschine“. In einem klassischen Computer wird Information in Form von Bits dargestellt, die die Zustände 0 oder 1 annehmen können. Das quantenmechanische Analogon dazu ist das „Qubit“, welches mit Hilfe eines quantenmechanischen Zwei-Niveau-Systems implementiert wird. Im Gegensatz zum Bit kann das Qubit neben den Zuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ auch jede beliebige *Superposition* dieser Basiszustände annehmen. Neben dieser Eigenschaft, quasi in „beiden Zuständen gleichzeitig“ sein zu können, ist die Möglichkeit der *Verschränkung* mehrerer Qubits, also die quantenmechanische „Korrelation“ die Essenz der Quanteninformationsverarbeitung.

1992 wurde erstmals von D. Deutsch und R. Josza [3] ein Algorithmus gefunden, mit dem sich ein bestimmtes Problem auf einem Quantencomputer in polynomieller Zeit lösen ließ, für welches zuvor nur klassische Algorithmen existierten, deren Rechenzeit exponentiell skaliert. In der Folgezeit wurden weitere Algorithmen entwickelt, welche die potentielle Leistungsfähigkeit eines Quantencomputers unter Beweis stellten. Zu den Bekanntesten zählen der derjenige von L. K. Grover [4, 5] zur effizienten

Suche nach Einträgen in einer unsortierten Datenbank, sowie die von P. W. Shor [6] entwickelte Methode der Primfaktorzerlegung, deren Existenz erhebliche Bedeutung für die Sicherheit gängiger Kryptographieverfahren hat. Einen Überblick über die theoretischen Grundlagen der Quanteninformationsverarbeitung findet sich beispielsweise in [7] und [8].

Mit der steigenden Zahl theoretischer Arbeiten auf dem Gebiet wuchs auch das Interesse an der praktischen Realisierung des Quantencomputers. Die Fülle der Vorschläge und Experimente zur physikalischen Umsetzung der Quanteninformationsverarbeitung beinhaltet unter anderem Kernspinresonanz (NMR) in Flüssigkeiten [9, 10], festkörperbasierte Systemen wie supraleitende Qubits, Quantenpunkt-Kontakte und Kern-/Elektronenspin von Donatoren in Halbleitern [11], sowie Umsetzungen auf der Basis von geladenen und ungeladenen kalten Atomen [12, 13]. Eine vollständige Aufzählung würde den Rahmen dieser Einleitung weit übersteigen und auch die genannten Bücher [9–13] setzen Schwerpunkte, je nach Fachgebiet der Autoren. Die Vielfalt der möglichen Implementierungen resultiert aus der Tatsache, dass das Modell des Zwei-Niveau-Systems, auf dem das Qubit beruht, ein sehr grundlegendes Konzept ist, welches sich in nahezu allen Teilgebieten der Physik wiederfindet.

D. P. DiVincenzo nennt in [14] fünf Voraussetzungen für die erfolgreiche physikalische Implementierung der Quanteninformationsverarbeitung:

1. Ein skalierbares physikalisches System mit wohl charakterisierten Qubits.
2. Die Möglichkeit, den Qubit-Zustand in einen einfachen Bezugswert, z.B. $|000\dots\rangle$, zu initialisieren.
3. Lange Dekohärenzzeiten im Vergleich zur Dauer eines Qubit-Gatters.
4. Ein „universeller“ Satz von Quantengattern.
5. Eine Qubit-spezifische Messmethode.

Diese „DiVincenzo-Kriterien“ werden von vielen Experimentatoren als „Roadmap“ verwendet, anhand derer sich der Status eines Experiments messen lässt. So unterschiedlich wie die Vorschläge selbst ist auch der derzeitige Entwicklungsstand der entsprechenden Experimente. Insbesondere mit Hilfe der NMR [15, 16], sowie mit gespeicherten Ionen [17, 18] konnten bereits einfache Quantenalgorithmen implementiert werden, bei anderen Vorschlägen muss die prinzipielle experimentelle Realisierbarkeit noch gezeigt werden. Für die Frage, ob sich ein bestimmtes physikalisches System zur Speicherung und Verarbeitung von Quanteninformation eignet, spielt die Dekohärenzzeit (Punkt 3) eine sehr entscheidende Rolle. Dekohärenz ist die Folge der Kopplung des quantenmechanischen Systems an seine Umgebung [19, 20], die normalerweise mit der Größe des Systems, also der Anzahl der Qubits anwächst. Um dennoch Quantenalgorithmen mit deutlich mehr als sieben Qubits¹ zu verwirklichen, deren Nutzen über den reinen Demonstrationscharakter hinausgeht, sind somit Methoden zur Quanten-Fehlerkorrektur unerlässlich. Eine relativ ausführliche Darstellung dieses Themas findet sich in [12], die experimentelle Umsetzbarkeit konnte in [18] gezeigt werden.

Sowohl das theoretische, als auch das experimentelle Interesse an der Quanteninformationsverarbeitung geht weit über das Ziel der Entwicklung eines Quanten-

¹Mit Hilfe des Shor-Algorithmus gelang es der Gruppe von I. L. Chuang [21] die Zahl 15 in ihre Primfaktoren zu zerlegen. Dazu waren sieben Qubits notwendig.

computers hinaus. Die Beschäftigung mit dem Thema berührt zwangsläufig sehr fundamentale und teilweise ungelöste Probleme der Quantenmechanik. Hierzu zählt beispielsweise die Frage nach dem Ursprung der Dekohärenz, die bereits 1935 von E. Schrödinger [22] in dem Gedankenexperiment der „Schrödinger-Katze“ formuliert wurde, sowie das Einstein-Podolski-Rosen Paradoxon [23] im Zusammenhang mit der Verschränkung. Daneben führen die Experimente zur physikalischen Implementierung zu neuen Erkenntnissen über das quantenmechanische Verhalten der Systeme, mit deren Hilfe die Qubits implementiert werden. Das relativ junge Forschungsgebiet der Quanteninformationsverarbeitung führte also nicht nur zu einem erweiterten Verständnis von Information, deren Eigenschaften offensichtlich von ihrer physikalischen Implementierung abhängen und die damit zum Gegenstand der Naturwissenschaft geworden ist, sondern verbindet auch zwei der bedeutenden Errungenschaften des 20. Jahrhunderts, nämlich die Quantenmechanik und die Entwicklung des Computers.

Gegenstand der hier vorliegenden Arbeit sind Experimente mit kalten Atomen in optischen Dipolfallen, mit dem Ziel, diese als Träger der Quanteninformation zu verwenden. Kalte neutrale Atome eignen sich hierfür aus mehreren Gründen in besonderer Weise. Zunächst existieren unterschiedliche Möglichkeiten, die Qubit-Zustände sowohl in den externen, als auch den internen Freiheitsgraden der Atome zu kodieren. Zu den verwendbaren internen Freiheitsgraden zählen das magnetische Moment, sowie der Gesamtspin der Atome, dessen kohärente Manipulation den Schwerpunkt dieser Arbeit bildet. Im Fall der externen Freiheitsgrade gibt es Vorschläge zur Implementierung, die auf den Vibrationsniveaus [24] der Falle oder auf der räumlichen Lokalisierung der Atome innerhalb eines Paares von Fallen basieren [25]. Neben der Qubit-Kodierung beinhalten sie auch die Methoden zur Realisierung von Ein- und Zwei-Qubit-Gattern. Alle diese Ansätze profitieren von dem Umstand, dass sich kalte Atome ausgezeichnet mit Laserlicht kontrollieren und manipulieren lassen. Die Techniken der Laser-Kühlung [26] und -Spektroskopie [27], die hierfür in den letzten Jahrzehnten entwickelt wurden, werden heute routinemäßig in zahlreichen Laboren eingesetzt. Insbesondere gegenüber den künstlich hergestellten festkörperbasierten Systemen zeichnen sich neutrale Atome durch ihre Ununterscheidbarkeit aus. Dadurch ist sichergestellt, dass die durch sie realisierten Qubits alle die selben Eigenschaften besitzen. Als weiterer Vorteil neutraler Atome erweist sich die Tatsache, dass diese nur schwach an ihre Umgebung koppeln, was lange Kohärenzzeiten ermöglicht.

Neben der Implementierung der Qubits beinhalten die Anforderungen an einen Quantencomputer auch einen universellen Satz von Quantengattern. Es kann gezeigt werden [28], dass beliebige Ein-Qubit-Operationen in Verbindung mit bestimmten Zwei-Qubit-Gattern, beispielsweise dem C-NOT-Gatter, einen solchen universellen Satz bilden. Ein-Qubit-Gatter sind kohärente Übergänge zwischen den Qubit-Zuständen, die in diesem Experiment in Form von Zwei-Photonen Raman-Übergängen verwirklicht werden. Zwei-Qubit-Gatter, also die Verschränkung der Qubit-Zustände, basieren auf der Wechselwirkung zwischen den Qubits. Im Fall der Realisierung mit Hilfe des Spins der Atome existieren hierfür mehrere Vorschläge: Zum einen lässt sich die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ausnutzen [29], welche sich da-

durch erhöhen lässt, dass man die Atome in tief liegende Rydberg-Zustände anregt [30]. Zum anderen kann die Wechselwirkung über Tunnelkopplung [31] oder kontrollierte kalte Stöße [32, 33], d.h. über die so genannte „Mean-Field-Wechselwirkung“, erfolgen. Die prinzipielle experimentelle Realisierbarkeit des letztgenannten Vorschlags wurde bereits mit Atomen in einem dreidimensionalen optischen Gitter gezeigt [34]. Alle Vorschläge setzen einen wohldefinierten quantenmechanischen Zustand der beteiligten Atome voraus. Das bedeutet insbesondere, dass die Qubits jeweils durch ein einzelnes Atom repräsentiert werden, welches sich in einem bestimmten Vibrationszustand – üblicherweise dem Grundzustand – einer Falle befindet.

Um die Forderung nach der Skalierbarkeit des Systems von Qubits zu erfüllen, wurde in unserer Gruppe ein Ansatz erarbeitet, der auf der Verwendung von mikrostrukturierten optischen Elementen basiert [35, 36]. Mit Hilfe dieser Mikrooptiken wird ein Array von Dipolfallen erzeugt und die darin gefangenen Atome beziehungsweise deren Spins dienen als Träger der Quanteninformation. Die experimentelle Umsetzbarkeit dieser Idee konnte von uns bereits gezeigt werden, ebenso wie die individuelle Adressierbarkeit der Fallen, der zustandsselektive Nachweis und die Möglichkeit, den Abstand benachbarter Fallen zu variieren [37]. Gleichzeitig wurden bei diesen ersten Experimenten wichtige Erfahrungen gesammelt, die uns veranlassten, im Rahmen dieser Arbeit einen neuen Versuchsaufbau zu planen und zu verwirklichen.

Dieser Aufbau wird in Kapitel 2 beschrieben. Dort findet sich ebenfalls eine Zusammenfassung der Methoden, die zum Fangen, Speichern und zur Detektion der Atome verwendet werden. Kapitel 3 befasst sich mit dem Raman-Lasersystem, welches zur kohärenten Anregung der atomaren Qubit-Zustände verwendet wird. Die zum Verständnis der vorgestellten Experimente nötigen theoretischen Grundlagen sind in Kapitel 4 zusammengestellt. Dort wird zunächst ein Überblick über die Physik des Zwei-Niveau-Systems gegeben und anschließend die Theorie der kohärenten Zwei-Photonen Raman-Übergänge in einem Drei-Niveau-System zusammengefasst. Das zentrale Kapitel dieser Arbeit, Kapitel 5, gliedert sich in drei Teile: Abschnitt 5.1 stellt Messungen an frei expandierenden Atomwolken vor, mit deren Hilfe eine präzise Magnetfeldkompensation möglich ist. In Abschnitt 5.2 werden Messungen präsentiert, die an Atomen in einer einzelnen Dipolfalle durchgeführt wurden. Mit den Methoden der Ramsey- und der Echo-Spektroskopie werden Dephasierungs- und Dekohärenzmechanismen untersucht. Messungen an Atomen im Dipolfallenarray sind Gegenstand von Abschnitt 5.3. Ziel dieser Messungen war zunächst, die Homogenität der Fallen des Arrays zu überprüfen. Es stellte sich jedoch heraus, dass die dabei gewonnenen Erkenntnisse von Bedeutung für die Verwirklichung von Zwei-Qubit-Gattern sind. Einen Ausblick auf die weiteren Schritte, die zur Verwirklichung eines Quantencomputers auf der Basis von neutralen kalten Atomen nötig sind, schließt die Arbeit ab.

2 Fangen, Speichern und Detektieren kalter Atome

Grundlage für die Quanteninformationsverarbeitung mit kalten Atomen ist die Kontrolle sowohl der internen, wie auch der externen Freiheitsgrade der Atome, die als Träger der Quanteninformation dienen sollen. Dazu müssen diese zunächst gekühlt, gefangen und gespeichert werden. Die Technik der Laserkühlung, die heute in vielen Laboren sehr erfolgreich eingesetzt wird, bildet hierfür die Basis. ^{85}Rb -Atome aus dem Hintergrundgas einer evakuierten Glaszelle werden zunächst mit Hilfe einer magnetooptischen Falle (MOT) gesammelt und bis auf wenige Mikrokkelvin gekühlt. Dieser Vorgang gehört mittlerweile zu den Standardwerkzeugen der Atomphysik und kann in Lehrbüchern [26] nachgelesen werden. Weil das Fangen der Atome in der MOT auf der spontanen Streuung von nahresonantem Licht beruht, eignet sich diese Falle nicht zur Untersuchung und Manipulation der internen Freiheitsgrade der Atome. Daher wird zur Speicherung eine optische Dipolfalle verwendet. Da deren Eigenschaften wichtig für die spätere Interpretation der Messergebnisse sind, wird ihre Funktionsweise im ersten Abschnitt dieses Kapitels kurz zusammengefasst. Anschließend wird in Abschnitt 2.2 der im Rahmen dieser Arbeit konzipierte Aufbau, sowie in Abschnitt 2.3 der typische zeitliche Ablauf des Experiments beschrieben. Besonderes Augenmerk wird auf die prinzipielle Möglichkeit der Detektion einzelner Atome gelegt. Abschnitt 2.4 befasst sich mit diesem Aspekt, der für alle bisher veröffentlichten Vorschläge zur Implementierung der Quanteninformationsverarbeitung mit kalten Atomen von Bedeutung ist.

2.1 Optische Dipolfallen für neutrale Atome

Der Ursprung der optischen Dipolkraft kann mit Hilfe eines klassischen Bildes verstanden werden. Das (Zwei-Niveau-) Atom wird dabei als klassischer Oszillator mit der Resonanzfrequenz ω_0 betrachtet. Die Wechselwirkung mit dem elektrischen Feld \mathbf{E} eines Laserstrahls induziert ein atomares Dipolmoment \mathbf{d} , welches mit der Frequenz ω des Lichtfeldes schwingt und dessen Stärke proportional zur Amplitude des elektrischen Feldes ist. Zwischen dem elektrischen Feld als treibender Kraft und der Schwingung des Oszillators besteht dabei eine Phasendifferenz. Für den Fall, dass das Lichtfeld rotverstimmt ist gegenüber der atomaren Resonanz ($\omega < \omega_0$), und die Differenzfrequenz deutlich größer ist als die Resonanzbreite ($\omega_0 - \omega \gg \Gamma$), schwingen atomarer Dipol und elektrisches Feld gegenphasig. Das Wechselwirkungspotential zwischen Atom und Lichtfeld ist dann proportional zum Quadrat der Amplitude des

elektrischen Feldes und damit zur Intensität des Laserstrahls:

$$U_{\text{dip}} = -\frac{1}{2} \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} \propto -|\mathbf{E}|^2 \propto -I. \quad (2.1)$$

Ein räumlich inhomogenes Intensitätsprofil, wie z.B. das eines fokussierten Laserstrahls, hat somit ein Dipolpotential zur Folge, dessen Minimum am Ort maximaler Laserintensität liegt.

Bei der quantenmechanischen Behandlung des Problems in zweiter Ordnung Störungstheorie [38] resultiert das Dipolpotential aus der energetischen Verschiebung der atomaren Niveaus aufgrund der Wechselwirkung mit dem Laserfeld. Diese Niveaushiftung wird als *dynamische Stark-Verschiebung* bezeichnet und ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Für den Fall, dass der Betrag der Verstimmung $\Delta \equiv \omega - \omega_0$ groß gegenüber der Linienbreite Γ des angeregten Niveaus ist, was bei den in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten stets gewährleistet ist, führen beide Ansätze zum gleichen Ergebnis

$$U_{\text{dip}} = \frac{\hbar\Gamma^2}{8\Delta} \cdot \frac{I}{I_0} < 0 \text{ für } \omega < \omega_0, \quad (2.2)$$

dessen Herleitung sich beispielsweise in [26, 38, 39] findet. Hierbei bezeichnet

$$I_0 \equiv \frac{\hbar\Gamma\omega_0^3}{12\pi c^2} \quad (2.3)$$

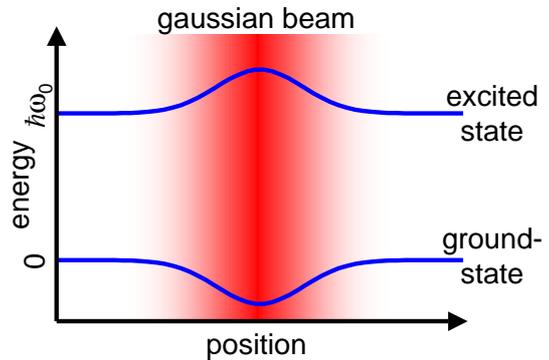
die Sättigungsintensität. Der Fokus eines rotverstimmten Laserstrahls mit gaußschem Intensitätsprofil erzeugt damit eine Falle für neutrale Atome, deren Tiefe $U_0 \equiv -U_{\text{dip}}(I_{\text{max}})$ von der maximalen Intensität

$$I_{\text{max}} = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (2.4)$$

und damit von der Laserleistung P und der Größe des Fokus w_0 (Waist = $1/e^2$ -Radius der Intensität) abhängt.

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Niveaushiftung, hervorgerufen durch einen (rotverstimmten) Laserstrahl mit gaußschem Intensitätsprofil.

Schematic view of the light shift of the atomic levels due to a (red detuned) laser beam with gaussian intensity profile.



Gleichung 2.2 gilt für ein Zwei-Niveau-System, also ein Atom mit einem Grund- und einem angeregten Zustand. Betrachtet man das Niveauschema von ^{85}Rb im Anhang A.1 (Seite 97), so stellt man fest, dass dessen Struktur von der eines

Zwei-Niveau-Atoms abweicht. Man erhält die Verschiebung des Grundzustandes, und damit das entsprechende Dipolpotential, durch Summierung der Beiträge aller möglicher angeregter Zustände an die das Lichtfeld koppelt, jeweils gewichtet mit der zugehörigen Linienstärke und Verstimmung. Ist die Verstimmung des Lasers deutlich größer als die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung der angeregten Zustände, so lässt sich der resultierende Ausdruck dank der Additionsregeln der Clebsch-Gordan-Koeffizienten stark vereinfachen, und man erhält für das Dipolpotential eines Zustandes mit dem Gesamtdrehimpuls F und der magnetischen Quantenzahl m_F [39]:

$$U_{\text{dip}} = \frac{\hbar\Gamma^2}{24} \frac{I}{I_0} \left(\frac{2 + \mathcal{P}g_F m_F}{\Delta_{3/2}} + \frac{1 - \mathcal{P}g_F m_F}{\Delta_{1/2}} \right). \quad (2.5)$$

Dieses hängt also im allgemeinen von der Polarisation des Lasers ab, welche durch den Parameter \mathcal{P} charakterisiert ist ($\mathcal{P} = 0, \pm 1$ steht für lineare bzw. zirkuläre σ^\pm Polarisation), und ist im Fall von zirkularer Polarisation unterschiedlich für die verschiedenen Zeeman-Unterstufen. Die beiden Terme in Klammern geben den Beitrag der D_2 bzw. der D_1 Linie an. Entsprechend bezeichnen $\Delta_{3/2}$ und $\Delta_{1/2}$ die Verstimmungen der Laserfrequenz gegenüber dem $5P_{3/2}$ und dem $5P_{1/2}$ Niveau, g_F steht für den Landé-Faktor der Hyperfeinstruktur. Um das gleiche Potential für alle magnetischen Unterstufen zu erhalten, wird zur Erzeugung der hier verwendeten Dipolfallen linear polarisiertes Licht verwendet ($\mathcal{P} = 0$). Das Dipolpotential entspricht dann dem Ausdruck 2.2, wenn man die effektive Verstimmung

$$\frac{1}{\Delta_{\text{eff}}} \equiv \frac{1}{3} \left(\frac{2}{\Delta_{3/2}} + \frac{1}{\Delta_{1/2}} \right) \quad (2.6)$$

definiert. Somit gilt für die Falltiefe:

$$U_0 = -\frac{\hbar\Gamma^2}{8I_0} \cdot \frac{I_{\text{max}}}{\Delta_{\text{eff}}} > 0. \quad (2.7)$$

Dieser Ausdruck ist unabhängig vom Gesamtdrehimpuls F , die Falltiefe ist also in erster Näherung gleich für die beiden Hyperfein-Niveaus $F = 2$ und $F = 3$ des $5S_{1/2}$ -Grundzustands. Aus der unterschiedlichen effektiven Verstimmung ergibt sich jedoch eine kleine Abweichung, auf die in Abschnitt 5.2.3 eingegangen wird.

Neben der Falltiefe U_0 sind die Fallenfrequenzen, also die Abstände benachbarter Vibrationsniveaus der Falle, wichtige Parameter. Sie hängen im Allgemeinen von der Form des Potentials ab und nur für ein harmonisches Potential $U(\mathbf{r}) \propto |\mathbf{r}|^2$ sind die Abstände äquidistant. Die in dieser Arbeit verwendeten Dipolfallen entstehen durch Fokussieren eines Laserstrahls mit gaußischem Intensitätsprofil:

$$I(r, z) = I_{\text{max}} \frac{w_0^2}{w(z)^2} \exp \left[-\frac{2r^2}{w(z)^2} \right] \quad \text{mit} \quad w(z)^2 = w_0^2 \cdot \left(1 + \frac{z^2}{z_R^2} \right). \quad (2.8)$$

Die Ausdehnung in radialer Richtung ist durch den Waist w_0 charakterisiert, in axialer Richtung gibt die so genannte Rayleigh-Länge $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ den Abstand an, bei dem die Intensität und damit das Potential auf die Hälfte des Maximalwertes abgefallen ist, wobei λ die Wellenlänge des verwendeten Lichtes ist. In der Nähe

des Intensitätsmaximums ist das Potential annähernd harmonisch und eine Taylor-Entwicklung von Gleichung 2.2 in Verbindung mit Gleichung 2.8 ergibt:

$$U_{\text{dip}}(r, z) = -U_0 \frac{I(r, z)}{I_{\text{max}}} = -U_0 + \kappa_r r^2 + \kappa_z z^2 + \mathcal{O}[(r z)^2, r^4, z^4]. \quad (2.9)$$

Durch Vergleich der Entwicklungskoeffizienten

$$\kappa_r = 2 \frac{U_0}{w_0^2} \quad \text{und} \quad \kappa_z = \frac{U_0}{z_R^2} \quad (2.10)$$

mit dem Harmonischen Oszillator

$$\kappa = \frac{1}{2} m \Omega^2 \quad \Rightarrow \quad \Omega = \sqrt{\frac{2\kappa}{m}} \quad (2.11)$$

erhält man die radiale und axiale Fallenfrequenz:

$$\Omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{m w_0^2}} \quad \text{und} \quad \Omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{m z_R^2}} = \frac{\lambda}{\pi w_0^2} \sqrt{\frac{2U_0}{m}}, \quad (2.12)$$

die von der atomaren Masse m abhängen.

Zusätzlich zur Dipolkraft führt die Wechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld zur Absorption von Photonen aus dem Laserstrahl, verbunden mit anschließender spontaner Emission. Die spontane Streurrate [39]

$$\Gamma_{\text{sc}} = \frac{\Gamma^3}{24} \frac{I_{\text{max}}}{I_0} \left(\frac{2}{\Delta_{3/2}^2} + \frac{1}{\Delta_{1/2}^2} \right) \quad (2.13)$$

gibt die Häufigkeit dieses Prozesses an. Für große Verstimmungen ($\Delta_{\text{eff}} > \Delta_{\text{FS}}$, wobei Δ_{FS} die Feinstruktur-Aufspaltung bezeichnet) ist sie näherungsweise

$$\Gamma_{\text{sc}} \approx \frac{\Gamma^3}{8} \frac{I_{\text{max}}}{I_0} \frac{1}{\Delta_{\text{eff}}^2} = \Gamma \frac{U_0}{\hbar \Delta_{\text{eff}}}. \quad (2.14)$$

Das bedeutet, dass die spontane Streurrate durch Erhöhen der Verstimmung des Fallenlasers beliebig unterdrückt werden kann. Um eine konstante Fallentiefe aufrecht zu erhalten, muss dazu jedoch die Intensität proportional zur Verstimmung ansteigen (siehe Gl. 2.7). Dies kann entweder durch Vergrößern der Laserleistung oder durch stärkere Fokussierung erreicht werden. Ein kleinerer Fokus, und damit höhere Fallenfrequenzen, haben bezüglich der Anwendung für die Quanteninformationsverarbeitung diverse Vorteile:

Zur erfolgreichen Realisierung von Zwei-Qubit-Gattern ist es notwendig, dass sich die Atome in einem wohldefinierten quantenmechanischen Zustand befinden. Dies impliziert im Allgemeinen die Forderung, genau ein Atom in den Grundzustand der Falle zu laden (siehe Kap. 5.22, sowie [32, 33]). Die Möglichkeit, optische Dipolfallen mit einzelnen Atomen zu beladen, wurde in der Gruppe von P. Grangier erfolgreich gezeigt [40]. Voraussetzung hierfür ist eine Dipolfalle mit einem Waist von weniger als $1 \mu\text{m}$ [41].

Eine Methode zur Kühlung der Atome in den Grundzustand der Falle ist das Raman-Seitenbandkühlen, welches in optischen Gittern bereits mit Erfolg eingesetzt wurde [42, 43, 44]. Hierzu muss zumindest die radiale Fallenfrequenz groß genug sein, um sie mit Raman-Übergängen auflösen zu können.

Schließlich erfordert die Wechselwirkung von Atomen in benachbarten Fallen, die zur Realisierung eines Zwei-Qubit-Gatters unerlässlich ist, einen geringen Fallenabstand, was wiederum kleine Fallen erfordert. Will man zudem den Fallenabstand zwecks individueller Adressierbarkeit der Qubits verändern können, ist ein Verschieben der Fallen nötig [35, 37]. Damit die Atome während des Verschiebens nicht aufgeheizt werden, muss dieses adiabatisch, d.h. langsam im Vergleich zum Inversen der Fallenfrequenz erfolgen.

Die Forderung nach möglichst kleinen Foki impliziert, dass das optische System das zur Fokussierung des Fallenlaserstrahls verwendet wird, eine hohe numerische Apertur, also ein großes Verhältnis von Radius zu Brennweite besitzen muss ($NA = \text{halber Öffnungswinkel}$, siehe Abschnitt 2.2.3). Da in dem realisierten Aufbau das selbe Linsensystem sowohl für die Erzeugung der Dipolfalle, als auch zur Detektion des Fluoreszenzlichtes benutzt wird, sorgt diese Anforderung gleichzeitig für eine hohe Nachweiseffizienz. Damit eine solche Optik zum Einsatz kommen kann, ist es wichtig, einen guten optischen Zugang zu den gespeicherten Atomen zu gewährleisten.

2.2 Experimenteller Aufbau

2.2.1 Vakuumsystem und Magnetspulen

Experimente an kalten Atomen finden generell im Vakuum statt, da Stöße mit Luftmolekülen bei Normaldruck ein effizientes Kühlen und Speichern verhindern. Um möglichst von allen Seiten optischen Zugang zu den Atomen zu haben, wurde als zentrales Bauteil des Vakuumsystems eine Glaszelle mit 2 mm starken Wänden aus Quarzglas verwendet, die von außen mit einer Anti-Reflex Beschichtung versehen ist. Aus technischen Gründen ist eine Beschichtung der Innenseiten nicht möglich. Die äußeren Abmessungen der Zelle betragen $22 \times 22 \times 50 \text{ mm}^3$. Sie ist über einen Glas-Metall-Übergang mit einem CF-35 Kreuz verbunden, an das die Vakuumpumpen und die Rubidium-Quelle angeschlossen sind. Abbildung 2.3 zeigt ein Foto der Glaszelle und der Vakuumpumpen. Eine schematische Zeichnung des experimentellen Aufbaus ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Gezeigt ist die Glaszelle, in deren Mitte sich die gefangenen Atome befinden, sowie die Strahlengänge der im Experiment verwendeten Laser und der Detektion. Auf die Details der Transferoptik und der Detektion wird in den Abschnitten 2.2.3 und 2.4 eingegangen.

Zur Aufrechterhaltung des Vakuumdrucks¹ von etwa 4×10^{-9} mbar bei ausgeschalteter Quelle dient eine Ionengetterpumpe (*Varian Noble Diode Plus 20*) mit einer Saugleistung von 15 l/s. Bei Bedarf lässt sich der Druck zusätzlich mit Hilfe einer Titan-Sublimationspumpe verringern. Das Beladen der MOT mit ^{85}Rb -Atomen erfolgt aus dem Hintergrundgas. Hierzu befinden sich in der Vakuumkammer zwei

¹Der Druck lässt sich mit Hilfe des Ionenstroms der Vakuumpumpe bestimmen.

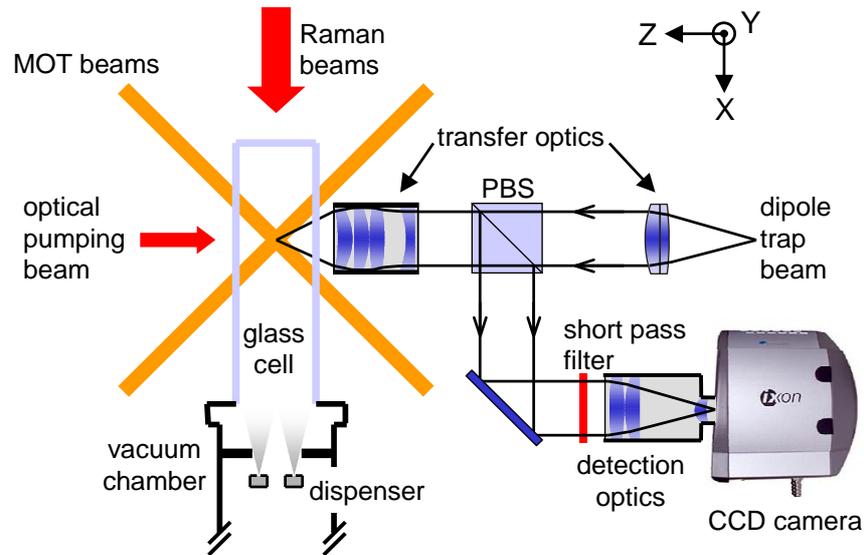
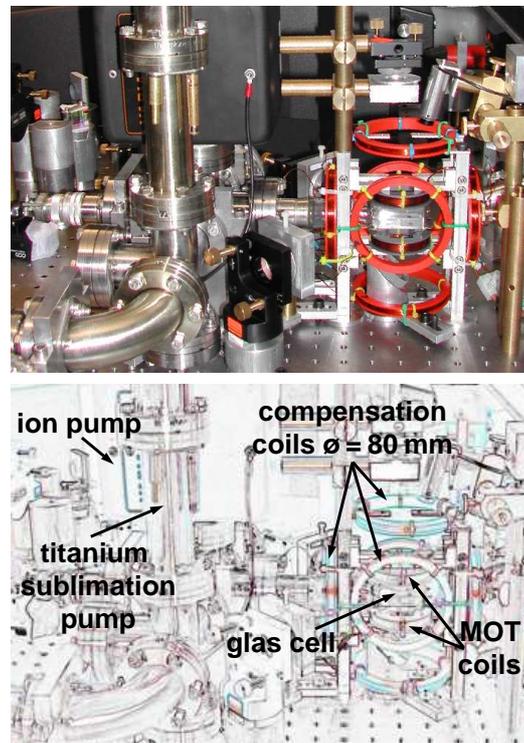


Abbildung 2.2: Schemazeichnung des experimentellen Aufbaus. MOT und Dipolfalle werden im Zentrum der Glaszelle überlagert. Die Detektion des Fluoreszenzlichtes der Atome erfolgt mit Hilfe einer CCD-Kamera. Die Dipolfallen- und Detektionsoptik werden in Abschnitten 2.2.3 und 2.4 beschrieben.

Schematic view of the experimental setup. MOT and dipole trap are overlapped in the center of the glass cell. A CCD-camera is used to detect the fluorescence light of the atoms. The dipole trap- and detection optics are described in sections 2.2.3 and 2.4.

Abbildung 2.3: Foto des Vakuumsystems mit der Glaszelle. Zu erkennen sind die beiden Vakuumpumpen, sowie die um die Zelle herum angebrachten Magnetspulen zur Erzeugung des Gradientenfeldes der MOT sowie zur Kompensation der Umgebungsmagnetfelder. Letztere haben einen Durchmesser von 80 mm. Das Linsensystem zur Erzeugung der Dipolfalle und zur Detektion war hier noch nicht in den Aufbau integriert.

Image of the vacuum system with the glass cell. One can see the two vacuum pumps on the left side. The cell is surrounded by the magnetic coils used to create the gradient field for the MOT and the compensation coils. The latter have a diameter of 80 mm. The optics for creating the dipole trap and for the detection was not yet implemented.



so genannte Dispenser, die als Rubidium-Quelle dienen. Dabei handelt es sich um kleine Metallschiffchen, die mit Rubidiumchlorid gefüllt sind. Werden diese von einem elektrischen Strom durchflossen, so wird das chemisch gebundene Rubidium auf Grund der Erwärmung freigesetzt. Über die Stromstärke lässt sich damit der Rubidium-Dampfdruck in der Glaszelle regulieren und so die Laderate der MOT verändern.

Die Ortsabhängigkeit der Lichtkräfte, welche das Fangen kalter Atome in einer MOT ermöglichen, wird mit Hilfe eines magnetischen Quadrupolfeldes erreicht. Dieses wird von zwei Spulen erzeugt, die in Abbildung 2.3 ober- und unterhalb der Glaszelle zu sehen sind. Die Spulen bestehen aus 20 Windungen Kupferdraht und haben einen Abstand (geometrische Spulenmitte) von 45 mm, sowie einem Innendurchmesser von 50 mm. Sie werden gegensinnig von Strom durchflossen (4,5 A), wodurch ein Quadrupolfeld entsteht, dessen Gradient entlang der Symmetrieachse der Spulen (y-Achse) etwa 0,1 T/m (=10 G/cm) beträgt. Drei weitere Spulenpaare mit je 20 Windungen und einem Innendurchmesser von 80 mm dienen zur Kompensation der Umgebungsmagnetfelder (siehe hierzu Abschnitt 5.1.2). Außerdem kann mit ihrer Hilfe ein homogenes Offsetmagnetfeld erzeugt werden, welches zur Festlegung der Quantisierungsachse des magnetischen Moments der Atome dient. Üblicherweise geschieht dies entlang der x-Richtung.

2.2.2 Lasersystem für die MOT

Das Prinzip der Laserkühlung von neutralen Atomen in einer magnetooptischen Falle beruht auf der wiederholten Absorption von Photonen aus einem Laserstrahl und anschließender spontaner Emission. Ist der Laser gegenüber dem atomaren Übergang rotverstimmt, so wird dem Atom bei jeder Streuung kinetische Energie entzogen. Dazu muss der Laser in der Nähe des atomaren Übergangs stabilisiert werden. Zur Kühlung in drei Dimensionen benötigt man je zwei gegenläufige Laserstrahlen pro Raumrichtung. In diesem Experiment werden sie aus einem Laserstrahl gewonnen, der zunächst in drei Teilstrahlen aufgeteilt wird, die nach Passieren der Glaszelle jeweils in sich selbst zurück reflektiert werden. Für den Kühlzyklus wird im Fall von ^{85}Rb der ($5S_{1/2}, F=3 \rightarrow 5P_{3/2}, F=4$)-Übergang (siehe Niveauschema auf Seite 97) verwendet, der im Folgenden als *Kühlübergang* bezeichnet wird. Um zu verhindern, dass Atome die in den $F=2$ -Grundzustand gelangen für die Kühlung verloren gehen, wird neben dem Kühllaser Licht eines weiteren Lasers eingestrahlt, der auf den ($5S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5P_{3/2}, F=3$)-Übergang stabilisiert ist. Dieser wird im Folgenden als *Rückpumpelaser* bezeichnet, der entsprechende Übergang als *Rückpumpübergang*.

Als Laserquellen für die MOT-Laser kommen gitterstabilisierte Diodenlaser in Littrow-Anordnung zum Einsatz, die mit Hilfe der dopplerfreien Sättigungsspektroskopie auf die atomaren Übergänge stabilisiert werden (siehe z.B. [27]). Der Kühllaser wird zudem durch eine nachgeschaltete zweite Laserdiode verstärkt („injection lock“), um eine höhere Leistung zur Verfügung zu haben. Die Verstimmung der Laser gegenüber den Übergängen, sowie ihre Intensität lässt sich mittels akustooptischer Modulatoren (AOM) rechnergesteuert variieren. Sowohl die Laserquellen, als auch die Stabilisierung befinden sich nicht direkt auf dem optischen Tisch auf dem die

Vakuumkammer steht, sondern sind auf einer separaten Optikplatte (Breadboard) aufgebaut, welche zur Vermeidung von Streulicht und zur akustischen Isolation mit einer Holzverschalung versehen ist. Den genauen Aufbau der Laser-Stabilisierung findet man in der Diplomarbeit von N. Ubbelohde [45]. Das Licht von Kühl- und Rückpump Laser wird mit zwei optischen Fasern zum Experiment geleitet. Vor den Fasern angebrachte mechanische Verschlüsse erlauben das vollständige Abschalten der Laserstrahlen. An den Ausgängen der Fasern stehen maximal ungefähr 10 mW (Kühl Laser) bzw. 2 mW (Rückpump Laser) zur Verfügung. Der Strahl des Kühl Lasers wird an dieser Stelle auf einen Radius von 3,9 mm aufgeweitet und kollimiert, bevor er in drei Teilstrahlen gleicher Intensität aufgeteilt wird. Der Rückpumpstrahl wird dem vertikalen (y-Richtung) Kühlstrahl überlagert.

2.2.3 Optik der Dipolfalle

Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten kommen sowohl einzelne Dipolfallen (Abbildung 2.5a), als auch Dipolfallenarrays (Abbildung 2.5b) zum Einsatz. Der optische Aufbau, der zur Erzeugung der Fallen verwendet wird, ist in beiden Fällen sehr ähnlich. Die wichtigsten Parameter, Größe und Tiefe der Fallen, hängen wesentlich von dem Linsensystem ab, mit dessen Hilfe das Fallenlicht am Ort der Atome fokussiert wird. Daher werden in diesem Abschnitt zunächst die Eigenschaften dieses Linsensystems beschrieben und anschließend auf die Besonderheiten der Einzelfalle bzw. des Fallenarrays eingegangen.

Als Lichtquelle für die Dipolfallen dient ein Titan-Saphir-Laser (*Coherent 899-01*), dessen Wellenlänge sich zwischen etwa 760 und 850 nm einstellen lässt (durch Austausch der Resonatorspiegel des Lasers kann ein größerer Spektralbereich abgedeckt werden). Das Licht gelangt über eine optische Faser zum Experiment und wird am Faserausgang kollimiert. Dort stehen maximal etwa 300 mW optischer Leistung zur Verfügung. Fokussiert man den kollimierten Laserstrahl mit einem Radius² R mit Hilfe einer Linse der Brennweite f_0 , so ergibt sich im Rahmen der gaußschen Optik [46] die Fokusgröße, beschrieben durch die Strahltaile² (Waist):

$$w_0 = \frac{\lambda f_0}{\pi R}. \quad (2.15)$$

Die minimale Fokusgröße wird also bei maximalem Strahlradius erreicht, welcher durch den Radius R_f der Linse begrenzt ist. Zur Charakterisierung einer Linse bzw. eines Linsensystems eignet sich daher die so genannte *numerische Apertur*, definiert als das Verhältnis von Radius zu Brennweite: $NA \equiv R_f/f$. Mit dieser Definition erhält man für die minimale Fokusgröße:

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi \cdot NA}. \quad (2.16)$$

Eine hohe numerische Apertur ist gleichbedeutend mit einem großen Öffnungswinkel und sorgt somit, wenn die Optik zur Detektion eingesetzt wird, für eine hohe Sammeleffizienz (siehe Gl. 2.19 in Abschnitt 2.4) und ein gutes räumliches Auflösungsvermögen. Bei realen Linsen wird das Beugungslimit (Gl. 2.16) jedoch meist nicht

²Radius, bei dem die Intensität auf $1/e^2 \approx 14\%$ ihres Maximalwertes gefallen ist

erreicht, da die Abbildung durch Linsenfehler begrenzt wird. So ist beispielsweise die Brennweite für Lichtstrahlen nahe der optischen Achse unter Umständen verschieden von derjenigen für achsferne Strahlen (sphärische Aberration). Zur Minimierung solcher Abbildungsfehler werden optische Systeme aus mehreren Linsen eingesetzt. Mit Hilfe von spezieller Software lässt sich ein solches Linsensystem nach bestimmten Designkriterien optimieren. Das Linsensystem welches in diesem Experiment eingesetzt wird, wurde von W. Alt entwickelt [47] und speziell für die Detektion einzelner Atome optimiert. Es besteht aus vier Linsen und zeichnet sich aus durch minimale sphärische Aberration, einen großen Bildbereich ($\approx 1 \text{ mm}^2$), eine hohe numerische Apertur von $NA = 0,29$, sowie einen Arbeitsabstand (= Distanz zwischen letzter Linsenoberfläche und Brennebene) der mit $36,5 \text{ mm}$ nahezu der Brennweite von $f_0 = 36 \text{ mm}$ entspricht. Beim Design des Linsensystems wurde der Einfluss der Wand der Glaszelle berücksichtigt. Die minimale sphärische Aberration sorgt dafür, dass das Linsensystem in einem Wellenlängenbereich von 400 bis 1064 nm beugungslimitiert ist, d.h. einen Fokus erzeugt, dessen Größe durch Gleichung 2.15 gegeben ist. Um dies zu überprüfen, wurde das Linsensystem mit einem kollimierten Laserstrahl mit einem Radius von $5,17 \text{ mm}$ und einer Wellenlänge von 780 nm ausgeleuchtet und der resultierende Fokus vermessen. Der gemessene Wert von $w_0 = (1,66 \pm 0,02) \mu\text{m}$ stimmt gut mit dem nach Gleichung 2.15 berechneten Waist von $1,73 \mu\text{m}$ überein.

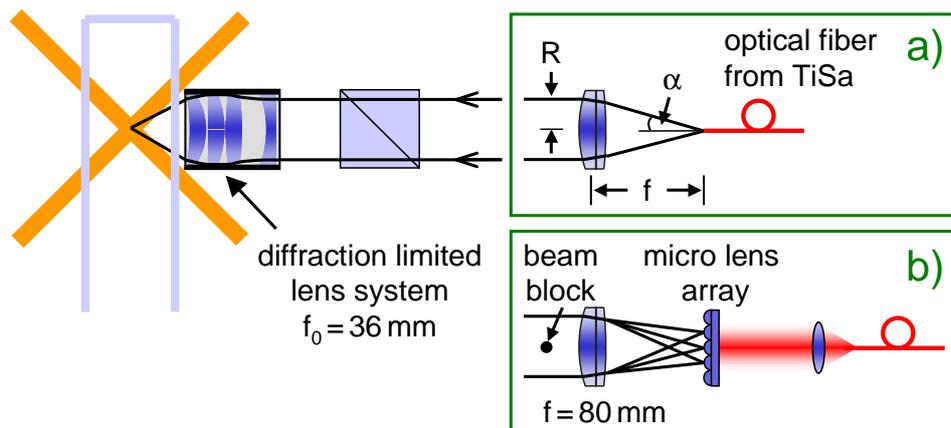


Abbildung 2.4: Schemazeichnung des Strahlengangs für den Dipolfallenstrahl. Die beiden Kästen zeigen die Konfiguration für eine einzelne Dipolfalle (a), und ein Fallenarray (b). Der weitere Aufbau entspricht der Darstellung in Abb. 2.2. *Schematic view of the beam path for the dipole trap beam. The boxes show the configurations for a single dipole trap (a) and a dipole trap array (b). The remaining setup is depicted in fig. 2.2.*

Einzelfalle

Mit dem in Abbildung 2.4 gezeigten Aufbau lässt sich eine einzelne Dipolfalle erzeugen, indem das Linsensystem mit einem kollimierten Strahl beleuchtet wird (Teil (a) der Abbildung). Die Größe der Falle bestimmt sich gemäß Gleichung 2.15 aus

dem Radius des ausleuchtenden Strahls. Dieser ist durch die Brennweite f der Kollimationslinse und dem (halben) Öffnungswinkel α gegeben, unter dem das Licht die optische Faser verlässt. Für die hier verwendete Faser beträgt $\alpha \approx 0,06$ rad (Herstellerangabe). Für die Messungen an der einzelnen Dipolfalle, die in Kapitel 5.2 vorgestellt werden, wurde zur Faser-Auskopplung ein Mikroskopobjektiv mit einer Brennweite von 15 mm eingesetzt. Der gemessene Radius des so kollimierten Strahls betrug $R(f = 15 \text{ mm}) = (966 \pm 94) \mu\text{m}$ und ist damit etwas größer als man auf Grund des Öffnungswinkels von 0,06 rad erwarten würde. Die gleiche Beobachtung wurde bei den MOT-Laserstrahlen gemacht, die mit Hilfe eines Achromaten mit 60 mm Brennweite kollimiert werden. Hier wurde ein Strahlradius von $R(f = 60 \text{ mm}) = (3,9 \pm 0,4) \text{ mm}$ gemessen, so dass sich für den Öffnungswinkel aus den beiden Messungen ein Wert von $\alpha = (0.0645 \pm 0.0035)$ rad ergibt. Damit beträgt die beugungslimitierte Fokusgröße in Abhängigkeit der Brennweite f der Kollimationslinse gemäß Gleichung 2.15:

$$w_0(f) = \frac{\lambda f_0}{\pi R(f)} = \frac{\lambda f_0}{\pi f \tan(\alpha)}. \quad (2.17)$$

Die Einzelfalle, welche für die Messungen in Kapitel 5.2 verwendet wird, hat somit einen Waist von $w_0^{\text{ef}} = 9,7(9) \mu\text{m}$.

Fallenarray

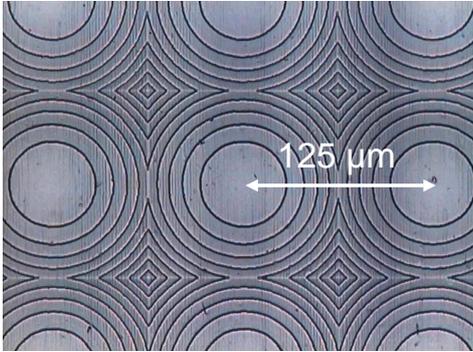


Abbildung 2.5: Phasenkontrastbild des verwendeten Mikrolinsenarrays.

Phase-contrast image of the implemented microlens array.

Man kann die im vorigen Abschnitt beschriebene Erzeugung einer einzelnen Dipolfalle auch verstehen, indem man die Kollimationslinse und das Fokussierungs-Linsensystem als Transferoptik betrachtet, mit deren Hilfe das Licht vom Ausgang der Faser in die Glaszelle abgebildet wird. Der nominelle Strahlradius w_f am Faserausgang berechnet sich dabei aus Gleichung 2.16, wobei der Tangens des Öffnungswinkels α der Faser die Rolle der numerischen Apertur übernimmt. Der Maßstab der Abbildung bestimmt sich aus dem Verhältnis der Brennweiten von Kollimations- und Fokussierungslinse:

$g = w_0/w_f = f_0/f$. Wiederum erhält man Gleichung 2.17 für die Größe der Falle. Ersetzt man den Faserausgang durch die Fokalebene eines Mikrolinsenarrays so ergibt sich der Strahlengang der in Abbildung 2.4 (b) dargestellt ist.

Bei dem verwendeten Array (*Rochester Photonics ML0254*) handelt es sich um ein Quarzsubstrat mit 50×50 diffraktiven Mikrolinsen, die einen Abstand von $125 \mu\text{m}$ und eine nominelle Brennweite von $625 \mu\text{m}$ besitzen. Abbildung 2.5 zeigt eine Phasenkontrastaufnahme eines Ausschnitts des Arrays in 5000 facher Vergrößerung. Zu

erkennen sind die einzelnen Phasenstufen der diffraktiven Mikrolinsen. Die Erzeugung des Fokus erfolgt bei einer solchen Linse durch Beugung, weshalb das Array eine begrenzte Effizienz besitzt: Nur etwa 40% des einfallenden Lichtes wird abgelenkt in die 1. Beugungsordnung und somit fokussiert, die 0. Beugungsordnung durchläuft das Array unverändert. Im Strahlengang befindet sich daher hinter der Kollimationslinse ein kleines Metallkugelchen, welches diese abblockt.

Die Fokalebene des Arrays wird durch die Transferoptik, bestehend aus einem $f = 80$ mm-Achromaten und dem Fokussierungs-Linsensystem, im Maßstab 36:80 in die Glaszelle abgebildet. Aus den Herstellerangaben für das Array und dem Verkleinerungsmaßstab errechnen sich aus Gleichung 2.15 nominelle Fallradien von $36/80 \times (0,815 \cdot 625) \mu\text{m}^2 / (\pi \cdot 62,5 \mu\text{m}) = 1,17 \mu\text{m}$ bei einer Wellenlänge des Falllaserstrahls von 815 nm. Da die genaue Kenntnis der Größe der Dipolfallen für die Interpretation der späteren Messergebnisse (Kap. 5.3) von entscheidender Bedeutung ist, wurde der tatsächliche Waist der Foki am Ort der Atome gemessen. Hierzu wurden die Foki mit Hilfe eines Mikroskopobjektivs (*Linos* 40 \times , $NA = 0,65$) auf eine CCD-Kamera abgebildet. Die numerische Apertur des Mikroskopobjektivs ist deutlich höher als diejenige der Transferoptik ($NA = 0,29$), so dass sichergestellt ist, dass das Auflösungsvermögen des Detektionssystems die Messung nicht limitiert. Da der Arbeitsabstand des Objektivs sehr klein ist (400 μm), konnte die Messung nicht in der Glaszelle erfolgen. Der gesamte optische Aufbau für den Dipolfallenstrahl wurde daher für die Messung demontiert und neben der Glaszelle aufgestellt.

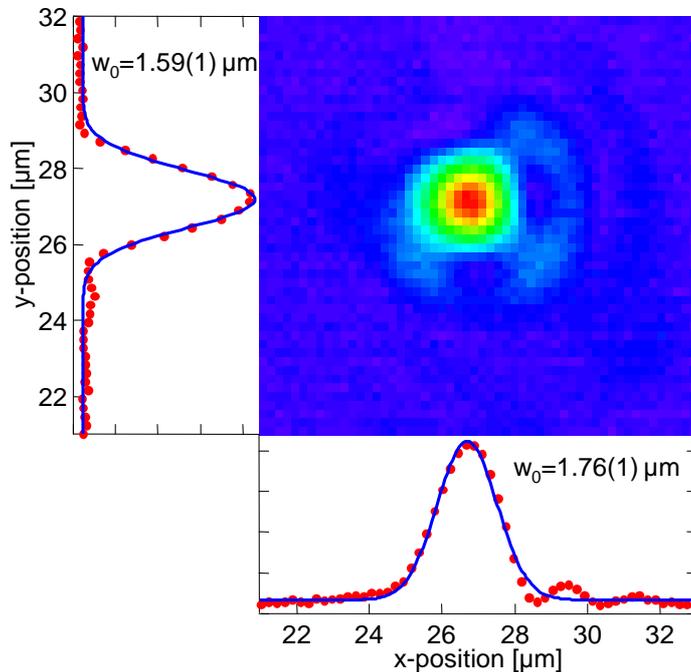


Abbildung 2.6: Einzelner Fokus des Arrays am Ort der Atome. Falschfarbendarstellung der Intensität, sowie Intensitätsprofile (Punkte) mit zugehörigen Gaußfits (durchgezogene Linien).

Individual focus of the array at the position of the atoms. Color-coded image of the intensity distribution and intensity profiles (dots) with corresponding gaussian fits (solid lines).

Das Resultat der Messung ist in Abbildung 2.6 zu sehen. Dargestellt ist die gemessene Intensitätsverteilung als Falschfarbenbild, sowie ein horizontales und vertikales Intensitätsprofil. Um das zentrale Maximum herum erkennt man eine asymmetrische, ringförmige Struktur, die aus den Eigenschaften der diffraktiven Linse resultiert. Im

Idealfall produziert diese ein Intensitätsprofil der Form

$$I(r) \propto \left[\frac{\text{sinc}(r)}{\delta_r} \right]^2 \quad \text{mit} \quad \text{sinc}(r) \equiv \frac{\sin(r)}{r}. \quad (2.18)$$

Das zentrale Maximum dieser Intensitätsverteilung wird durch eine Gaußfunktion hinreichend gut approximiert und die Mittelung der entsprechenden Fits, die als durchgezogene Linien in der Abbildung zu sehen sind, liefert den Waist $w_0^{\text{array}} = (1,672 \pm 0.011) \mu\text{m}$. Zusätzlich wurde der Strahlradius der Foki direkt hinter dem Array, also ohne Transferoptik, vermessen. Dieser beträgt $(2,627 \pm 0.008) \mu\text{m}$, nahezu in Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert von $2,57 \mu\text{m}$, der sich aus den Herstellerangaben für das Array ergibt. Dass der gemessene Waist der verkleinerten Foki etwas größer ist als $36/80 \cdot 2,627 \mu\text{m} = 1,182 \mu\text{m}$, ist vermutlich auf Linsenfehler des Achromaten zurückzuführen.

2.3 Experimentsteuerung und -Ablauf

Ein typischer Experimentzyklus beginnt mit der Ladephase der magnetooptischen Falle. Diese dauert etwa $1 - 5$ s und je nach Dauer und Dispenserstrom werden maximal etwa $10^6 - 10^7$ Atome aus dem Hintergrundgas der Glaszelle in die MOT geladen. Am Ende der Ladephase wird das magnetische Quadrupolfeld ausgeschaltet und gleichzeitig die Intensität des Rückpumpasers verringert, sowie die Verstimmung des Kühllasers gegenüber der atomaren Resonanz erhöht. Die so entstehende „optischen Melasse“ verringert die kinetische Energie der Atome bis auf wenige Mikrokkelvin und erlaubt ein Umladen in die Dipolfalle (eine detaillierte Analyse optimalen Ladens einer Dipolfalle findet sich beispielsweise in [39]). Nach 50 ms werden Kühl- und Rückpumpaser vollständig ausgeschaltet und die Atome verbleiben für 100 ms in der Dipolfalle. In dieser Zeit verlassen Atome, die nicht in der Dipolfalle gefangen wurden, den Detektionsbereich der CCD-Kamera. Nach der Wartephase erfolgt die Manipulation der Atome, die in Kapitel 5 bei der Beschreibung der entsprechenden Experimente genauer erläutert wird. Der Experimentzyklus endet mit der Detektionsphase, die Gegenstand des nächsten Abschnitts ist. Der Dipolfallenlaser bleibt für gewöhnlich während des gesamten Zyklus eingeschaltet, er lässt sich jedoch bei Bedarf sowohl mit Hilfe eines akustooptischen Modulators, als auch durch einen mechanischen Verschluss ausschalten.

Eine Messung besteht aus der wiederholten Durchführung dieses Experimentzyklus unter Variation eines oder mehrerer Parameter. Da für die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse das genaue Timing der Laserpulse und der Magnetfelder von entscheidender Bedeutung ist, wird die Experimentsteuerung von einem Computer kontrolliert. Dieser ist mit einer digitalen und einer analogen Ausgangs-Karte bestückt, deren Schnittstellen über das Programm „LabView“ der Firma National Instruments gesteuert werden. Da die Karten über eigene Taktgeber und eigenen Speicher verfügen, ist ein reproduzierbares Timing im Nanosekunden-Bereich gewährleistet, unabhängig vom Betriebssystem und der Auslastung des Rechners.

Das Signal der CCD-Kamera wird von einem zweiten Computer mit Hilfe einer Software ausgelesen, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Sie setzt auf dem Messdaten-Analyseprogramm „Igor Pro“ der Firma WaveMetrics auf und ermöglicht neben der Ansteuerung der Kamera auch die instantane Analyse der gewonnenen CCD-Bilder während des laufenden Experimentzyklus, sowie die Aufbereitung und Speicherung der im Experiment gewonnenen Daten. Darüber hinaus wird sie zur Steuerung des Synthesizers verwendet, der die Differenzfrequenz der Raman-Laser bestimmt (siehe Abschnitt 3.2.1).

2.4 Detektion

Die Detektion neutraler Atome erfolgt im Allgemeinen durch die Streuung von nah-resonantem Licht. Hierbei lassen sich prinzipiell zwei Methoden unterscheiden: Bei der so genannten *Absorptionsmessung* liegen der anregende Laserstrahl, das atomare Ensemble und der Detektor auf einer optischen Achse und man beobachtet die Reduktion der Intensität des Detektionsstrahls die durch die Absorption hervorgerufen wird. Dieses Verfahren erlaubt sehr kurze Belichtungszeiten und eignet sich gut zur exakten Teilchenzahl- und Dichtebestimmung [48]. Damit die Absorptionsmessung angewendet werden kann, muss die optische Dichte des Ensembles jedoch hinreichend groß sein, so dass die Anzahl der absorbierten Photonen das Schrotrauschen (siehe Seite 19) das mit dem Nachweis verbunden ist, übersteigt. Da der hier vorgestellte experimentelle Aufbau für die Detektion einzelner Atome konzipiert ist, wird zur Detektion die Methode der *Fluoreszenzmessung* eingesetzt. Im Gegensatz zur Absorptionsmessung werden dabei die von den Atomen gestreuten Photonen detektiert. Zur Anregung der Atome werden gewöhnlich die MOT-Laserstrahlen genutzt (siehe auch Abschnitt 2.4). Die spontane Streuung erfolgt ungerichtet und die Nachweiseffizienz hängt daher entscheidend vom Raumwinkel ab, den die Detektionsoptik abdeckt.

Die für die Detektion relevanten Teile des Experiments zeigt Abbildung 2.7. Das selbe Linsensystem das zur Fokussierung des Dipolfallenstrahls dient, wird ebenfalls zum Sammeln des Fluoreszenzlichtes verwendet. Da sich die Atome in der Fokalebene dieses Linsensystems befinden, wird das Fluoreszenzlicht von diesem kollimiert. Hinter dem Linsensystem befindet sich ein Polarisationsstrahlteiler, den der Fallenlaserstrahl passiert und der gleichzeitig 50% des eingesammelten Fluoreszenzlichtes zur CCD-Kamera ablenkt. Der Anteil des Fallenlichtes welcher an den unbeschichteten Innenwänden der Glaszelle reflektiert wird, wird am Polarisationsstrahlteiler größtenteils transmittiert. Aufgrund des endlichen Extinktionsverhältnisses von 1:10 000 des Strahlteilers und der hohen Intensität des Dipolfallenstrahls gelangt aber dennoch zu viel Fallenlicht zur Kamera. Dieses wird von einem optischen Bandkantenfilter reflektiert. Der Kurzpassfilter (*Omega Optical AESP785*, $\varnothing = 25$ mm) hat eine gemessene Transmission von 75% bei $\lambda = 780$ nm und eine spezifizierte Transmission $\leq 10^{-5}$ für Wellenlängen größer als 795 nm. Das kollimierte Strahlenbündel wird hinter dem Filter durch ein kommerzielles Fotoobjektiv (Transmission etwa 90% bei 780 nm) mit 75 mm Brennweite auf den CCD-Chip der Kamera abgebildet.

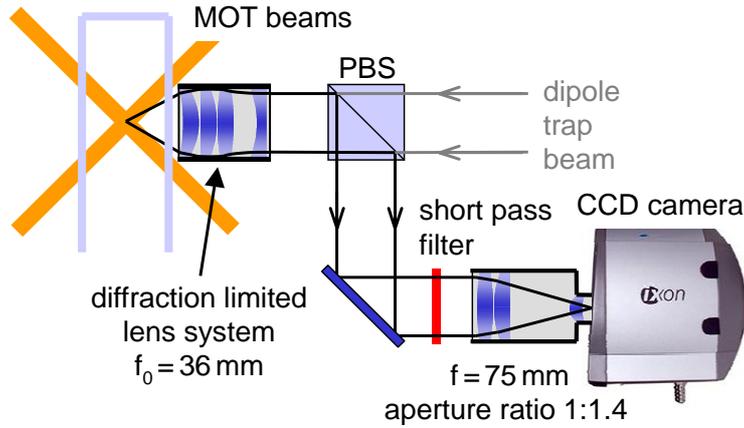


Abbildung 2.7: Schemazeichnung des Strahlengangs der Detektion. Zum Sammeln des Fluoreszenzlichtes wird das selbe Linsensystem verwendet, das auch zur Fokussierung des Dipolfallenstrahls dient. Ein Polarisationsstrahlteiler (PBS) lenkt das Licht zur CCD-Kamera. Der vor dem Kameraobjektiv angebrachte Kantenfilter verhindert, dass Streulicht des Fallenlasers zur Kamera gelangt.
Schematic view of the beam path for the detection. The lens system used to focus the dipole trap beam also collects the fluorescence light. A polarising beam splitter (PBS) sends the light towards a CCD camera. A short pass filter in front of the camera lens blocks stray light from the trapping beam.

Die gesamte Effizienz der Detektionsoptik, also der Anteil der von den Atomen gestreuten Photonen die den CCD-Chip der Kamera erreichen, errechnet sich aus dem Raumwinkel

$$\Omega_{\text{det}} = \frac{\pi R_{f_0}^2}{4\pi f_0^2} = \frac{NA^2}{4} \quad (2.19)$$

den das Linsensystem abdeckt, sowie aus den Transmissionen der einzelnen Elemente und beträgt ungefähr $\eta_{\text{opt}} = 0,7\%$. Der Abbildungsmaßstab, der aus den Brennweiten der beteiligten Linsen resultiert, beträgt $75:36 \approx 2:1$.

EMCCD-Kamera

Der orts aufgelöste Nachweis des Fluoreszenzlichtes erfolgt mit Hilfe einer CCD-Kamera (*Andor iXon DV887BV*), die speziell im Hinblick auf die Detektion einzelner Atome ausgesucht wurde. Der CCD-Sensor der Kamera (*E2V Technologies CCD97*) besteht aus 512×512 quadratischen Bildpunkten (Pixel) mit einer Fläche von je $16 \mu\text{m}^2$ und hat laut Hersteller eine Quanteneffizienz von ca. 70% bei 780 nm. Essentiell für die Detektion einzelner Atome ist ein hohes Signal-zu-Rausch Verhältnis. Das Signal ergibt sich aus der Gesamteffizienz der Detektion, also der Sammeleffizienz der Optik multipliziert mit der Quanteneffizienz der CCD-Kamera. Pro gestreutem Photon werden im CCD-Chip

$$\eta_{\text{det}} \equiv \frac{N_e}{N_\gamma^{\text{tot}}} = \eta_{\text{opt}} \cdot QE \approx 5 \times 10^{-3} \quad (2.20)$$

Photoelektronen ausgelöst. Dieses Signal ist zu vergleichen mit dem Rauschen (Standardabweichung σ_{N_e} (rms) der Anzahl der Photoelektronen) der Detektion, welches sich im Wesentlichen aus drei Teilen zusammensetzt:

Schrotrauschen ist ein unvermeidlicher Effekt der Poisson-Statistik der Photonen, bzw. deren Umwandlung in Photoelektronen. Der Beitrag des Schrotrauschens entspricht der Wurzel aus der Anzahl erzeugter Elektronen $\sigma_s^2 = N_e$.

Dunkelstrom gibt die Anzahl von Elektronen an, die pro Sekunde in einem Pixel entstehen ohne dass dieser beleuchtet wird. Da der Dunkelstrom stark temperaturabhängig ist, wird der CCD-Sensor gekühlt. Der minimal erreichbare Dunkelstrom wurde vom Kamerahersteller bei einer Temperatur von $-86,4^\circ\text{C}$ gemessen und betrug $6,5 \times 10^{-4} e^-/(\text{pix} \cdot \text{s})$. Die Kamera wird von uns bei -50°C betrieben, da tiefere Temperaturen eine Wasserkühlung des Peltier-Kühlsystems der Kamera erfordern würde. Für den Dunkelstrom bei -50°C lässt sich aus den Datenblättern des CCD-Chip Herstellers eine Obergrenze von $\sigma_{\text{dark}}^2 \leq 0,2 e^-/(\text{pix} \cdot \text{s})$ ableiten.

Ausleserauschen entsteht beim Messen der in den Pixeln akkumulierten Photoelektronen, also während der Umwandlung der Ladung in eine Spannung und schließlich in Analog-Digital-Wandler Einheiten (ADU). Gewöhnlich dominiert dieser Rauschbeitrag bei geringem Signal und kurzen Belichtungszeiten, und limitiert somit das Signal-zu-Rausch Verhältnis. Der CCD-Sensor der hier verwendeten Kamera setzt eine spezielle Verstärkungstechnik („Electron Multiplication Gain CCD, EMCCD“) ein, mit deren Hilfe das effektive Ausleserauschen minimiert wird (siehe [49] und die darin aufgeführten Referenzen). Der Verstärkungsmechanismus beruht auf einem Lawineneffekt, ähnlich demjenigen, der bei Avalanche-Photodioden ausgenutzt wird. In einer speziellen CCD-Zeile wird dazu die Ladung jedes Pixels beim Transfer zum benachbarten Pixel um einen sehr kleinen Faktor ($\approx 1\%$) erhöht. Die Gesamtverstärkung ergibt sich aus der vielfachen Ausführung dieses Prozesses. Bei 512 Pixeln pro Zeile und einer Verstärkung um $0,5\%$ pro Ladungstransfer ergibt sich beispielsweise eine Gesamtverstärkung von $(1,005)^{512} \approx 13$, bei 1% pro Ladungstransfer bereits mehr als 160. Das Rauschen, welches durch diesen Prozess entsteht, ist sehr gering [49] und da die Elektronen-Vervielfachung vor dem Auslesen geschieht, reduziert sie das effektive Ausleserauschen, d.h. das Ausleserauschen pro primärem Photoelektron. Der Verstärkungsfaktor ist über die Ansteuerungssoftware der Kamera wählbar und wird von uns normalerweise auf etwa 60 eingestellt. Zusammen mit dem tatsächlichen Ausleserauschen des AD-Wandlers von 26 Elektronen (Spezifikation laut Hersteller) ergibt sich ein effektives Ausleserauschen von $\sigma_r^2 \leq 0,5 e^-/\text{pix}$.

Die verschiedenen Rauschbeiträge können quadratisch addiert werden, so dass man für das Signal-zu-Rausch Verhältnis

$$S/N = \frac{N_e}{\sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_{\text{dark}}^2 + \sigma_r^2}} \quad (2.21)$$

erhält. Dank der EMCCD-Technik beträgt das effektive Ausleserauschen im Mittel weniger als ein Elektron. Gleiches gilt für den Dunkelstrom, da die typischen Belichtungszeiten stets unterhalb von einer Sekunde liegen. Somit sind diese beiden Rauschbeiträge vernachlässigbar und das Signal-zu-Rausch Verhältnis ist durch die Poisson-Statistik der Photoelektronen gegeben:

$$S/N \approx \frac{N_e}{\sqrt{\sigma_s^2}} = \sqrt{N_e}. \quad (2.22)$$

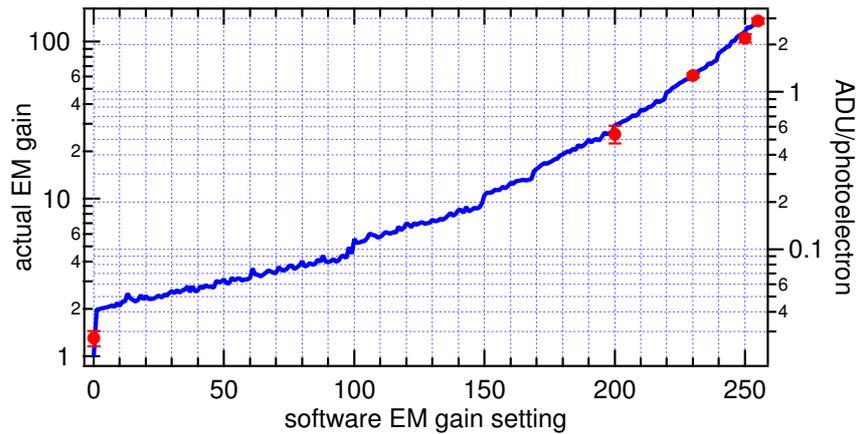


Abbildung 2.8: Verstärkung durch die Elektronen-Vervielfachung (EM gain) und effektives Signal in Analog-Digital-Wandler Einheiten (ADU) pro Photoelektron in Abhängigkeit des softwareseitig eingestellten Gains für die verwendete EMCCD-Kamera. Die Messung wurde bei einer CCD Temperatur von -50°C durchgeführt.

Electron multiplication (EM) gain and effective signal in analog-to-digital converter units (ADU) per photoelectron as a function of the software gain setting for the EMCCD camera used in the experiments. The measurement was performed at a CCD temperature of -50°C .

Die Verstärkung zusammen mit dem Konversionsfaktor bei der Umwandlung von Elektronen in Analog-Digital-Wandler Einheiten ergibt den so genannten „Gain“, d.h. das Signal in ADUs pro erzeugtem Photoelektron. Der Gain lässt sich mit Hilfe von Gleichung 2.22 bestimmen, indem der CCD-Chip homogen beleuchtet wird und das erhaltene Signal zu seiner Varianz (Quadrat der Standardabweichung) in Beziehung gesetzt wird. Die Herleitung dieses Verfahrens findet sich in [50], eine Anleitung für die praktische Umsetzung in [51]. Abbildung 2.8 zeigt als Ergebnis einer solchen Messung die relative Verstärkung, sowie den absoluten Gain der verwendeten Kamera, jeweils in Abhängigkeit der Softwareeinstellung. Die Messung wurde bei einer CCD Temperatur von -50°C durchgeführt³. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus Messungen bei fester Intensität des Laserstrahls der zum Beleuchten des CCD-Chips dient; die einzelnen Punkte resultieren aus der Mittelung von mehreren

³Laut Hersteller reduziert sich der Verstärkungsfaktor um etwa einen Faktor zwei pro 10°C Temperaturanstieg.

Messungen bei variabler Intensität über den vollen Dynamikbereich der Kamera. Zusammen mit der Quanteneffizienz erlaubt die dargestellte Kurve die Umrechnung der gemessenen ADUs in eingefallene Photonen pro Kamerapixel.

Detektion einzelner Atome

Der Versuch der Einzelatomdetektion erfolgte in einer Dipolfalle mit einem Waist von $w_0^{\text{ef}} = 9,7(9) \mu\text{m}$. Die Leistung des Titan-Saphir-Lasers betrug am Faserausgang etwa 100 mW, seine Wellenlänge war auf $\lambda_{\text{Tisa}} = 815 \text{ nm}$ eingestellt. Aus diesen Parametern ergibt sich eine Falltiefe von $U_0/k_B \approx 680 \mu\text{K}$. Um eine geringe Anzahl von Atomen in die Dipolfalle zu laden, wurden die Dispenser ausgeschaltet und die Ladephase der MOT auf ungefähr 1 s verkürzt.

Bei der Detektion von wenigen Atomen ist Streulicht welches nicht von den Atomen stammt, das größte Problem. Bei allen anderen Experimenten im Rahmen dieser Arbeit werden die Atome zum Nachweis mit allen sechs MOT-Laserstrahlen beleuchtet. Ein Teil der horizontal verlaufenden Strahlen (siehe Abbildung 2.7) wird dabei an den unbeschichteten Innenseiten der Glaszelle reflektiert und gelangt über die Abbildungsoptik zur Kamera, wo sie einen erheblichen Streulichtuntergrund verursachen (siehe Abb. 2.10 b). Daher wurde für den Einzelatomnachweis ein zusätzlicher Laser aufgebaut, dessen Strahl die Glaszelle in senkrechter Richtung (entlang der y-Achse) durchquert. Um den Impulsübertrag auf die Atome durch den Detektionsstrahl zu minimieren, wird dieser in sich selbst zurück reflektiert. Dabei ist die Polarisation der beiden Strahlen gleichsinnig⁴ zirkular. Zusätzlich zu den Detektionslaserstrahlen ist der MOT-Rückpumpulaser während der Detektion eingeschaltet, um ein optisches Pumpen der Atome in den $5S_{1/2}, F = 2$ -Grundzustand zu verhindern. Aus dem Strahlradius von 1 mm und der Leistung von 2,8 mW errechnet man mit Hilfe von Gleichung 2.4 die Intensität der Detektionsstrahlen $I_{\text{det}} = 180 \text{ mW/cm}^2 \approx 100 I_0$.

Die Frequenz des Detektionslasers wurde so gewählt, dass das Fluoreszenzsignal der Atome in der Dipolfalle bei einer Belichtungszeit von 10 ms maximiert wurde. Dies war bei einer Verstimmung von etwa -15 MHz bezüglich des Kühlübergangs ($5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F = 4$) der freien Atome der Fall. Für die Atome in der Dipolfalle ergibt sich aus den Niveaueverschiebungen der beiden Zustände (siehe Abb. 2.1) von jeweils $U_0/h \approx 15 \text{ MHz}$ eine effektive Rotverstimmung von $\Delta_{\text{det}} = -45 \text{ MHz} \approx 7,5 \Gamma$.

Aus Intensität und Verstimmung des Detektionsstrahls lässt sich die Streurrate Γ_{sc} eines Atoms berechnen [26]:

$$\Gamma_{\text{sc}} = \frac{s_0 \Gamma / 2}{1 + s_0 + (2\Delta_{\text{det}}/\Gamma)^2} \quad \text{mit} \quad s_0 \equiv \frac{I_{\text{det}}}{I_0}. \quad (2.23)$$

⁴Die Angabe der Polarisation geschieht hier bezüglich der senkrechten Raumrichtung, *nicht* in Bezug auf die Strahlrichtung. Hin- und rücklaufender Strahl haben also gleiche Polarisation aber umgekehrte Händigkeit.

Für die genannten Parameter erwartet man pro Atom ungefähr 6×10^6 Photonen pro Sekunde ($\approx \Gamma/6$), von denen bei einer Detektionseffizienz von $\eta_{\text{opt}} = 0,7\%$ etwa 40 000/s auf den CCD-Chip der Kamera treffen.

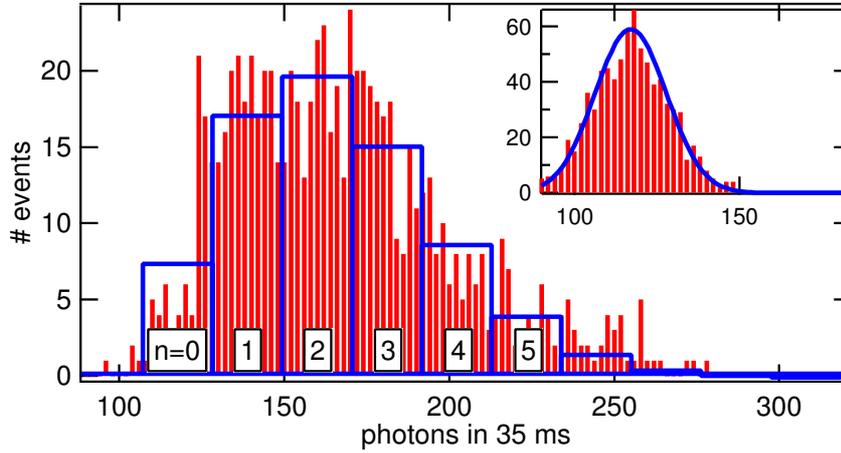


Abbildung 2.9: Versuch der Einzelatomdetektion: Histogramm des Fluoreszenzlichtes von wenigen Atomen in einer einzelnen Dipolfalle. Insgesamt wurden 800 Experimentzyklen mit einer Belichtungszeit von 35 ms ausgewertet. Die Balken entsprechen einer Poisson-Verteilung die an die Messdaten angepasst wurde. Im Inset ist ein entsprechendes Histogramm ohne Atome in der Dipolfalle zu sehen. Die Verteilung entspricht in diesem Fall einer Gaußfunktion (durchgezogene Linie).

($P = 100 \text{ mW}$, $w_0^{\text{ef}} = 9,7 \text{ }\mu\text{m}$, $\lambda_{\text{TisA}} = 815 \text{ nm}$, $U_0/k_B = 680 \text{ }\mu\text{K}$).

Attempt to detect single atoms: Histogram of the fluorescent light of a few atoms trapped in a single dipole trap. The data results from 800 runs of the experiment with an individual exposure time of 35 ms. The bars represent a Poissonian distribution fitted to the experimental data. The inset shows the same histogram without atoms in the trap. The resulting data in this case is well fitted by Gaussian distribution (solid line).

Für den experimentellen Nachweis der einzelner Atome ist es nötig, diskrete Abstufungen im gemessenen Fluoreszenzsignal zu erkennen. Hierzu wurde die Dipolfalle 800 mal beladen und die gefangenen Atome für 35 ms mit den Detektionslaserstrahlen beleuchtet. Abbildung 2.9 zeigt das Histogramm des Fluoreszenzlichtes das jeweils von einem 3×3 Pixel großen Bereich des CCD-Chips detektiert wurde. Im Inset der Abbildung sieht man das Untergrundsignal, welches unter gleichen Bedingungen ohne Atome aufgenommen wurde. Die Form des Untergrundsignals wird sehr gut durch eine gaußsche Normalverteilung beschrieben, und ein entsprechender Fit (durchgezogene Linie im Inset der Abbildung) mit nur einem freien Parameter liefert die mittlere Anzahl detektierter Photonen ohne Atome $N_\gamma^{\text{dark}} = 117,0 \pm 0,2$ in 35 ms. Die Breite der Verteilung ist gegeben durch die Wurzel dieser Zahl: $\sigma_{N_\gamma}^2 = N_\gamma$. Ursache für diesen Streulicht-Untergrund ist teilweise der Strahl des Fallenlasers, hauptsächlich jedoch die Detektionslaser-Strahlen.

Die Form des Histogramms mit Atomen ist im Gegensatz dazu deutlich asymmetrisch. Sie wird relativ gut durch eine Poisson-Verteilung beschrieben, wie man sie für den Fall erwartet, dass bei jedem Einzeldurchlauf eine zufällige, geringe Anzahl von Atomen in die Falle geladen wird. Für die Wahrscheinlichkeit, dass sich bei einem Zyklus N Atome in der Falle befinden, gilt dann:

$$P_N(k) = \frac{k^N}{k!} e^{-k}, \quad (2.24)$$

wobei $k \equiv \langle N \rangle$ die mittlere Anzahl gefangener Atome ist. Im Idealfall resultiert diese Verteilung in einem Histogramm des Fluoreszenzsignals welches aus diskreten (gaußförmigen) Maxima besteht, deren Abstand durch die Anzahl von detektierten Photonen pro Atom gegeben ist und deren Fläche der Poisson-Verteilung 2.24 entspricht. Die Breite der Maxima wird bestimmt durch das Schrotrauschen (Gl. 2.22) der detektierten Photonen. Dabei spielt deren Ursprung (Fluoreszenz der Atome oder Streulicht) keine Rolle. Offensichtlich können in der gemessenen Verteilung (Abb. 2.9) keine diskreten Maxima unterschieden werden. Um eine quantitative Aussage aus den Daten zu gewinnen, wurde daher die Poisson-Verteilung 2.24 in eine kontinuierliche Verteilung verwandelt, indem die Fakultät durch die Gammafunktion [52] ersetzt wurde. Die so erhaltene kontinuierliche Funktion lässt sich an das Histogramm anpassen und man erhält als Ergebnis die mittlere Anzahl gefangener Atome $\langle N \rangle = 2,3 \pm 0,1$, sowie die mittlere Zahl von detektierten Photonen pro Atom $\langle N_\gamma \rangle = (21 \pm 1)/35$ ms. Letztere liegt fast zwei Größenordnungen unter dem nach Gleichung 2.23 berechneten Wert von $1400/35$ ms.

Dieses Ergebnis wird bestätigt durch einen Vergleich der Detektion mit Hilfe des Detektionslasers und dem Nachweis der Atome durch Wiedereinfang in der MOT. Für den Wiedereinfang wird die Dipolfalle aus- und gleichzeitig die MOT-Laser und das Gradientenfeld der MOT eingeschaltet. 10 ms später erfolgt die Fluoreszenzdetektion mit Hilfe der CCD-Kamera. Diese Zeit ist ausreichend, um die kalten Atome aus der Dipolfalle in der MOT wieder einzufangen, ist jedoch hinreichend kurz im Vergleich zur Laderate der MOT, so dass fast keine Atome aus dem Hintergrundgas geladen werden. Der Nachweis mittels Wiedereinfang ist sehr robust, eine ortsauflösende Detektion wie sie für Atome im Dipolfallenarray benötigt wird, ist damit jedoch nicht möglich.

Abbildung 2.10 vergleicht den Nachweis der Atome mit Hilfe des Detektionslasers (a), durch Wiedereinfang (c), sowie die Detektion mit den MOT-Laserstrahlen (b), die in den restlichen Experimenten dieser Arbeit verwendet wird. In allen drei Fällen wurden die Atome zunächst (bei eingeschaltetem Dispenser) aus der MOT in die Dipolfalle geladen und dort für 100 ms gespeichert. Die Belichtungszeit bei der anschließenden Detektion betrug jeweils 10 ms. In (a) und (b) wurden die Atome bei eingeschalteter Dipolfalle mit den Detektions- bzw. MOT-Laserstrahlen beleuchtet, im Fall (c) erfolgte der Nachweis durch Wiedereinfang in der MOT.

Man erkennt zunächst, dass der Rauschuntergrund, verursacht durch Streulicht, in (a) am geringsten ist. Zugleich ist die Anzahl von Photonen die den CCD-Chip erreichen bei der Beleuchtung mit dem Detektionslaser um einen Faktor 80 und bei der Detektion mit den MOT-Lasern etwa 40 mal geringer als beim Wiedereinfang.

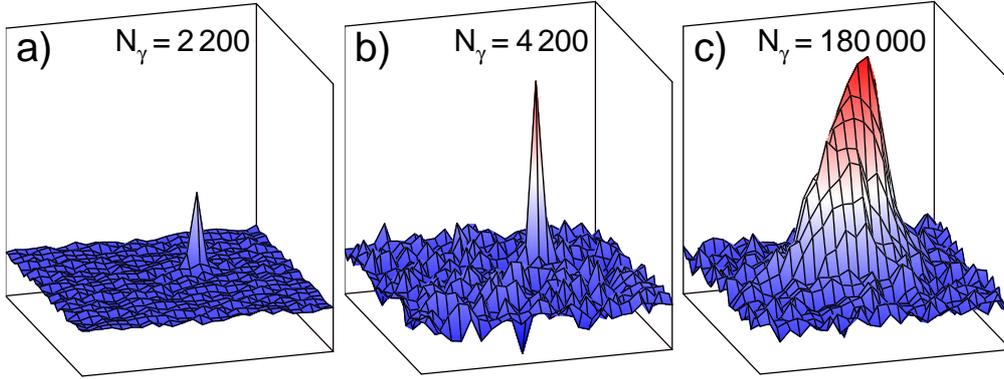


Abbildung 2.10: Vergleich der Detektion mit Hilfe des Detektionslasers (a), mit den MOT-Laserstrahlen (b) und durch Wiedereinfang (c). Dargestellt ist jeweils das detektierte Fluoreszenzsignal als 3D-Plot mit gleicher Skalierung. N_γ ist die Summe der detektierten Photonen.

($P = 100\text{ mW}$, $w_0^{\text{ef}} = 9,7\text{ }\mu\text{m}$, $\lambda_{\text{TiSa}} = 815\text{ nm}$, $U_0/k_B = 680\text{ }\mu\text{K}$).

Comparison between the detection with the detection laser (a), with the MOT laser beams (b) and via recapture (c). The fluorescence signals are displayed as surface plots with equal scaling. N_γ is the sum of detected photons.

Da die berechneten Streuraten ($\approx \Gamma/6$ für den Detektionslaser, $\approx \Gamma/2$ für die MOT-Laserstrahlen) in allen drei Fällen ungefähr in der gleichen Größenordnung liegen, gehen bei der Detektion in der Dipolfalle offensichtlich viele Atome verloren. Diese Vermutung lässt sich durch eine „simulierte Detektion“ überprüfen. Dazu werden die Atome in der Dipolfalle mit dem Detektionslaser beleuchtet, ohne dass ein CCD-Bild aufgenommen wird. Im Anschluss daran erfolgt der Nachweis der Atome mittels Wiedereinfang.

Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 2.11 zu sehen: Die Anzahl der in der Dipolfalle verbleibenden Atome nimmt mit steigender Dauer des Detektionspulses ab. Der Verlust wird relativ gut durch eine Exponentialfunktion beschrieben und ein entsprechender Fit, der als durchgezogene Linie in der Abbildung eingezeichnet ist, ergibt eine Verlustrate von $\Gamma_{\text{loss}} = 127 \pm 3\text{ s}^{-1}$. Berücksichtigt man diese Verlustrate, so errechnet sich die Anzahl der gestreuten Photonen innerhalb der Belichtungszeit t_{det} wie folgt:

$$N_\gamma = \eta_{\text{opt}} \Gamma_{\text{sc}} \int_0^{t_{\text{det}}} N_{\text{At}}^0 e^{-\Gamma_{\text{loss}} t} dt. \quad (2.25)$$

Im Vergleich zu dem Wert, den man bei einer konstanten Zahl N_{At}^0 von Atomen erwartet, verringert sich die so berechnete Photonenzahl für eine Belichtungszeit von 35 ms (10 ms) um einen Faktor 5 (2). Die beobachteten Abweichungen der detektierten Photonenzahlen lassen sich also durch den Verlust alleine nicht erklären. Es muss daher davon ausgegangen werden, dass die nach Gleichung 2.23 berechneten Streuraten für den Detektionsstrahl ungefähr eine Größenordnung über den tatsächlichen Streuraten der gefangenen Atome liegen. Eine mögliche Ursache hierfür ist eine fehlerhafte Bestimmung der Intensität oder der Verstimmung des Detektionslasers.

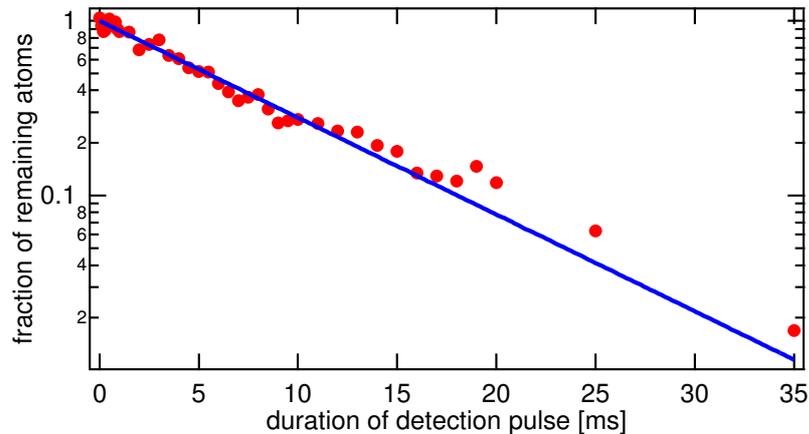


Abbildung 2.11: Verlust von Atomen durch Beleuchtung mit dem Detektionslaser. Aufgetragen ist die relative Anzahl von verbliebenen Atomen in Abhängigkeit der Dauer des Detektionspulses, sowie ein exponentieller Fit (durchgezogene Linie) an die Daten.

($P = 100 \text{ mW}$, $w_0^{\text{ef}} = 9,7 \text{ }\mu\text{m}$, $\lambda_{\text{TiSa}} = 815 \text{ nm}$, $U_0/k_B = 680 \text{ }\mu\text{K}$).

Loss of atoms due to illumination with the detection laser. The remaining fraction of atoms is plotted versus the duration of the detection pulse. The solid line is an exponential fit to the data.

Mit Hilfe der gewonnenen Erkenntnisse sollte ein Einzelatommachweis jedoch möglich sein, wenn der beobachtete Verlust der Atome bei der Detektion verhindert werden kann und dadurch eine deutlich längere Belichtungszeit ermöglicht würde. Hierzu kann zunächst die Fallentiefe durch verkleinern des Radius der Falle erhöht werden. Weiterhin sollte es möglich sein, die Detektionsoptik vor den Reflexen der horizontalen MOT-Laserstrahlen abzuschirmen, beispielsweise durch Einbau eines Raumfilters. Die Detektion könnte dann mit Laserstrahlen erfolgen die die Atome aus allen Raumrichtungen treffen und eine effektive dreidimensionale Kühlung bewirken. Auf diese Weise ist in vergleichbaren Experimenten [40, 53] der Nachweis einzelner Atome in einer optischen Dipolfalle bereits gelungen.

3 Das Raman-Laser-System

Zentraler Baustein für die in Kapitel 5 vorgestellten Experimente ist ein Lasersystem, welches zwei phasenstabile Lichtfelder mit einer wohldefinierten Differenzfrequenz $\omega_{12} \equiv \omega_1 - \omega_2$ erzeugt. Letztere sollte möglichst exakt bestimmbar sein und muss, damit der entsprechende Übergang getrieben werden kann, in der Nähe der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung (HFS) des $5S_{1/2}$ -Grundzustands von ^{85}Rb ($\omega_{\text{HFS}} \approx 2\pi \cdot 3,035 \text{ GHz}$) liegen. Außerdem ist es wünschenswert, dass sich die Differenzfrequenz über einen möglichst großen Bereich einstellen lässt.

Obwohl die Absolutfrequenzen der beiden Lichtfelder nur von untergeordneter Bedeutung sind (siehe Kap. 4.2), möchte man sicherstellen, dass die Verstimmung Δ gegenüber dem $5P_{3/2}$ -Zwischenniveau reproduzierbar eingestellt werden kann.

Es existieren verschiedene Möglichkeiten ein solches *Raman-Laser-System* zu realisieren. Prinzipiell können die beiden Lichtfelder aus einem einzigen Laser generiert werden, indem diesem mittels eines elektrooptischen Modulators (EOM), oder im Fall von Diodenlasern durch Modulation des Laserdiodenstroms, Seitenbänder aufgeprägt werden [54]. Unter Umständen ist es nötig, die Seitenbänder mittels interferometrischer Methoden vom Träger zu separieren [55]. Bei dem zunächst in unserer Gruppe verfolgten Weg, einen Laser in zwei Teilstrahlen aufzuspalten und deren Frequenz jeweils durch einen sechsfachen AOM-Durchgang zu verschieben [56] erwies sich die erreichbare Stabilität leider als nicht ausreichend.

Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Raman-Laser-System basiert auf der Methode der aktiven Phasenstabilisierung zweier zunächst unabhängiger Laser mittels eines so genannten optischen Phasenlocks („*phase-locked loop*“ PLL). Dessen prinzipielle Funktionsweise wird im folgenden Abschnitt erläutert. Die anschließenden Abschnitte beschreiben den Aufbau, sowie die Charakterisierung des Raman-Laser-Systems.

3.1 Funktionsweise

Das Prinzip eines PLL ist in Abb. 3.1 schematisch dargestellt. Um die Frequenzdifferenz zweier Laser (im Folgenden als Master und Slave bezeichnet) zu stabilisieren werden deren Strahlen zunächst auf einem Strahlteiler überlagert und das gemeinsame Signal mit Hilfe einer schnellen Photodiode detektiert. Deren Ausgangsspannung ist proportional zur Lichtintensität

$$U_{pd}(t) \propto I \propto |\mathbf{E}_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1) + \mathbf{E}_2 \cos(\omega_2 t + \phi_2)|^2. \quad (3.1)$$

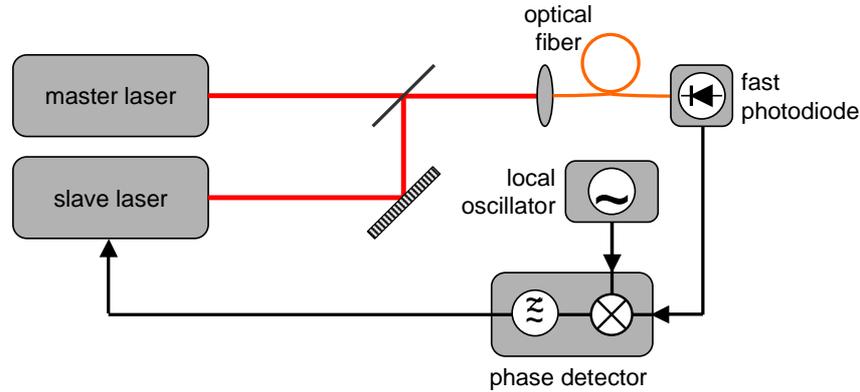


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des optischen Phasenlocks. Das Schwebungssignal der beiden Laser wird von einer schnellen Photodiode detektiert. Ein Phasendetektor vergleicht das Signal mit dem eines Lokalszillators und steuert die Frequenz des Slavelasers.

Optical phase lock. The beat signal of the two lasers is detected by a fast photodiode. A phasedetector compares the signal to the output of a local oscillator and adjusts the frequency of the slave laser accordingly.

Da die Photodiode den optischen Frequenzen ω_1 und ω_2 des Master- bzw. Slave-Lasers nicht folgen kann, bleibt von diesem Signal abzüglich eines konstanten Untergrunds nur der Term übrig, der mit der Differenzfrequenz $\omega_{12} = \omega_1 - \omega_2$ schwingt.

$$U_{pd}(t) \propto \cos(\omega_{12}t + \phi_{12}), \quad \phi_{12} \equiv \phi_1 - \phi_2. \quad (3.2)$$

Dieses Schwebungssignal wird mit Hilfe eines Phasendetektors mit dem Ausgangssignal eines Lokalszillators ω_{LO} verglichen und, im Falle einer Abweichung, die Frequenz des Slavelasers korrigiert. Im einfachsten Fall besteht der Phasendetektor aus einem Mischer mit nachgeschaltetem Tiefpass. Der Mischer liefert an seinem Ausgang ein Signal, welches proportional zum Produkt der beiden Eingangssignale ist

$$\begin{aligned} U_{\otimes}(t) &\propto \cos(\omega_{LO}t + \phi_{LO}) \cdot \cos(\omega_{12}t + \phi_{12}) \\ &= \cos[(\omega_{LO} - \omega_{12})t + \phi_{LO} - \phi_{12}] + \\ &\quad \cos[(\omega_{LO} + \omega_{12})t + \phi_{LO} + \phi_{12}]. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Von diesem passiert nur der niederfrequente Term den anschließenden Tiefpass. Für den Fall, dass die Differenzfrequenz der Laser und die Frequenz des Lokalszillators übereinstimmen ($\omega_{LO} - \omega_{12} = 0$), ergibt sich ein Fehlersignal, welches proportional zum Kosinus der Phasendifferenz von Schwebungssignal und Lokalszillator ist. Da sich bei Diodenlasern die Frequenz über den Diodenstrom steuern lässt ($\delta\nu \propto -\delta I$), kann dieses Fehlersignal direkt zur Modulation des Diodenstroms verwendet werden.

Im Fall unterschiedlicher Frequenzen, also während der Einschwingphase des Regelkreises, ist das Regelverhalten etwas komplizierter. Hier führt die instantane Rückkopplung des Regelsignals (i. e. Signal am Ausgang des Phasendetektors) auf das

Eingangssignal des Phasendetektors zu einer Angleichung der Frequenzen [57]: Angenommen die Frequenz des Slavelasers sei zu groß, dann oszilliert das Regelsignal dann mit der Differenzfrequenz ($\omega_{\text{LO}} - (\omega_1 - \omega_2)$). Die positive Halbwelle dieses Regelsignals korrigiert die Frequenz des Slavelasers nach unten, also in die „richtige“ Richtung, was aufgrund der instantanen Rückkopplung bereits während der Halbwelle zu einer Verringerung der Frequenz des Signals am Mischerausgang führt. Umgekehrt wird diese Frequenz im Zeitraum der negativen Halbwelle des Regelsignals erhöht. Insgesamt entsteht am Ausgang des Mixers ein asymmetrisches Signal mit einer positiven DC-Komponente, einer Fourier-Komponente mit der Differenzfrequenz und Komponenten mit höheren Frequenzen, welche vom anschließenden Tiefpass unterdrückt werden. Somit führen die instantane Rückkopplung und die Integraleigenschaft des Tiefpasses zu einer Annäherung von ω_{12} an den Sollwert ω_{LO} .

Entscheidend hierfür ist, dass die Phasenverschiebung innerhalb des Regelkreises weniger als 180° beträgt, da sich sonst das Vorzeichen der Rückkopplung umkehrt und die Frequenz in die falsche Richtung verschoben wird. Diese Bedingung definiert den Begriff *instantane Rückkopplung*. Für die praktische Anwendung bedeutet dies, dass der gesamte Signalweg wie er in Abbildung 3.1 skizziert ist, so kurz wie möglich gehalten werden muss.

3.2 Aufbau

3.2.1 Elektronik

Das realisierte Raman-Laser-System gleicht stark dem von Sascha Drenkelforth aufgebauten und in seiner Diplomarbeit [58] ausführlich beschriebenen System. Im Gegensatz zu diesem soll der hier verwendete Aufbau zunächst bei einer Frequenzdifferenz von etwa 3 GHz arbeiten. Es wurde jedoch bei der Auswahl der Komponenten darauf geachtet, dass eine spätere Umstellung auf eine Differenzfrequenz von 6,8 GHz problemlos möglich ist. Somit kann das System durch Austausch des ersten Mixers für Experimente mit ^{87}Rb , z.B. im ATOMICS Experiment[59], verwendet werden.

Abbildung 3.2 zeigt das Blockschaltbild der elektronischen Komponenten des Raman-Laser-Systems. Die einzelnen Elemente werden im Folgenden aufgelistet und ihre Eigenschaften zusammengefasst:

Die Photodiode (*Hamamatsu G4176*) hat Antwortzeiten von etwa 30 ps und ist somit in der Lage, Signale im GHz-Bereich zu messen. Die kurzen Zeiten werden dadurch erreicht, dass die Photodiode mit Hilfe eines „Bias-Tees“ (*Pulsar BT-26-463/1S*) und einer 9V-Batterie vorgespannt wird. Bei einer typischen Intensität von etwa 1 μW bei 800 nm liefert die Photodiode ein Signal von etwa -60 dBm.

Der erste Verstärker (*Cernex CBL02084530*) verstärkt dieses Signal um 45 dB bei einem Rauschfaktor von 3 dB. Seine Bandbreite beträgt 2 GHz - 8 GHz. Zu

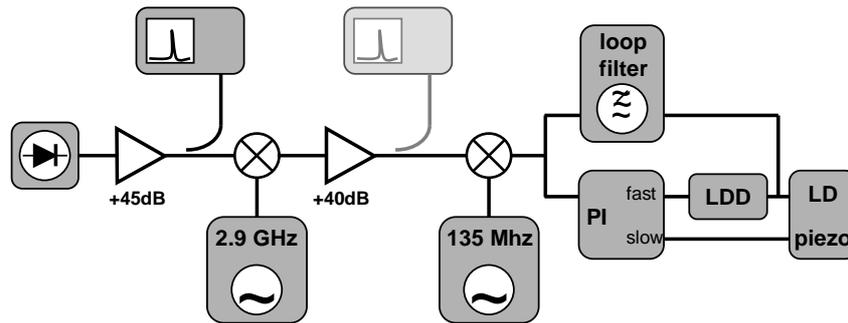


Abbildung 3.2: Blockschaltbild der Raman-Laser-Elektronik. Das Signal der Photodiode durchläuft zwei Mischerstufen und wird dann in drei Regelpfade aufgeteilt. Weitere Elemente im Regelkreis sind der „Loop-Filter“, der PI-Regler sowie der Laserdioden-Treiber (LDD). Als Stellglied dient neben dem Diodenstrom der Piezo zur Veränderung der Resonatorlänge.

Circuit diagram of the raman-laser electronics. After passing two frequency mixers, the signal from the photodiode is split into three control paths. Additional elements of the control loop are the loop filter, the PI-controller and the laser diode driver (LDD). These controls drive the laser diode current and the piezo, that changes the length of the laser resonator.

Diagnosezwecken werden anschließend etwa -10 dB des Signals über einen Richtkoppler (*MAC Technology C2034-10*) ausgekoppelt und auf einem analogen Spectrum-Analyzer (*Hewlett-Packard 8555A* bzw. *8565A*) angezeigt.

Der anschließende Mischer (*Mini-Circuits ZX05-C42LH*) arbeitet in einem Frequenzbereich von $1,0$ GHz - $4,2$ GHz und müsste bei einer Umstellung auf $6,8$ GHz ausgetauscht werden. Entsprechende Komponenten sind bereits vorhanden: *Mini-Circuits ZMX-7GLHR* ($3,7$ GHz - $7,0$ GHz) bzw. *Mini-Circuits MCA1-80LH* ($2,8$ GHz - $8,0$ GHz). Das zuletzt genannte Bauteil würde den kompletten Frequenzbereich abdecken, es handelt sich hierbei jedoch um einen SMD¹ Chip ohne Gehäuse und Stecker. Bei einer Signalstärke des Lokaloszillators von etwa $+12$ dBm weist der verwendete Mischer Konversionsverluste von ungefähr -6 dB auf.

Der erste Lokaloszillator ist ein Frequenz-Synthesizer (*Hewlett-Packard 8671A*) dessen Ausgangsfrequenz zwischen $2,0$ GHz und $6,2$ GHz in Schritten von 1 kHz gewählt werden kann. Im normalen Betrieb ist sie auf $2,9$ GHz fest eingestellt. Seine 10 MHz-Referenzfrequenz erhält er zusammen mit dem zweiten Synthesizer von einem Rubidium Frequenznormal (*EFI Communications FE-5650A*). Mit einer spezifizierten Genauigkeit von unter 10^{-8} und einer Drift von 10^{-11} pro Tag wird damit eine absolute Frequenzgenauigkeit von 30 Hz bei 3 GHz erreicht.

Ein zweiter Verstärker (*Mini-Circuits ZKL-1R5*) verstärkt das heruntergemischte Signal bei 135 MHz um 40 dB, mit einem Rauschfaktor von 3 dB und einer

¹SMD = Surface Mounted Device

Bandbreite von 10 MHz - 1 GHz. Wiederum wird ein Teil des Signals (-13 dB) über einen Richtkoppler (*Mini-Circuits ZX30-13-4*) ausgekoppelt.

Der zweite Mischer (*Mini-Circuits ZX05-1LHW*, Bandbreite: 2 MHz - 750 MHz, Konversionsverluste: $-5,4$ dB) multipliziert das Signal mit dem Ausgang des zweiten Lokaloszillators.

Der zweite Lokaloszillator ist ebenfalls ein Frequenz-Synthesizer (*Rhode & Schwarz SMG43*) dessen Ausgangsfrequenz sich zwischen 100 kHz und 1 GHz einstellen lässt. Die Schrittweite beträgt 1 Hz. Die Ansteuerung des Frequenzgenerators erfolgt über eine GPIB-Schnittstelle und wird vom gleichen Rechner übernommen, der auch die CCD-Kamera kontrolliert (s. Kap. 2.4). Zusätzlich zum Standardbetrieb mit quasi fester Ausgangsfrequenz bietet der Synthesizer die Möglichkeit, die Frequenz des Ausgangssignals zu modulieren, sowie vorher definierte Frequenzrampen zu fahren. Von diesen Optionen wurde bei der Dunkelresonanz-Messung (Kap. 3.3.2) Gebrauch gemacht.

Das Regelsignal am Mischerausgang wird nun zum einen über den „Loop-Filter“ direkt zur Modulation des Laserdiodenstroms verwendet und zum anderen von einem Proportional-Integral-Regler verarbeitet.

Der Loop-Filter dient einerseits als Tiefpass, dessen Aufgabe in Kapitel 3.1 erläutert wurde, andererseits soll er die Frequenz- und Phaseneigenschaften der Laserdiode kompensieren. Sein Aufbau entspricht exakt demjenigen aus [58] und kann dort nachgelesen werden.

Der PI-Regler ist in seinem Aufbau ebenfalls stark an den in [58] verwendeten angelehnt. Der Ausgang des Proportionalteils ist mit dem Modulationseingang des Laserdioden-Treibers (LDD) verbunden. Der Integrator hat eine Zeitkonstante von ca. 10s und dient dazu, langsame Drifts auszugleichen. Sein Ausgangssignal steuert den Piezo mit dem die Länge des Laser-Resonators verändert wird.

Beim Vergleich der Prinzipskizze (Abb. 3.1) mit dem tatsächlichen Aufbau (Abb. 3.2) fällt auf, dass bei Letzterem das Heruntermischen des Signals in zwei Stufen erfolgt. Dies hat ausschließlich praktische Gründe: Das Konvertieren des 3 GHz-Schwebungssignals in einen Frequenzbereich von einigen 100 MHz erlaubt den überwiegenden Einsatz von vergleichsweise günstigen UHF-Komponenten an Stelle von kostspieligen Mikrowellen-Bauteilen. Dies gilt sowohl für den zweiten Verstärker als auch für den zweiten Lokaloszillator, der die Einstellgenauigkeit des Gesamtsystems von 1 Hz bestimmt.

3.2.2 Optik

Der optische Aufbau des Raman-Laser-Systems ist in Abbildung 3.3 gezeigt. Sowohl der Master- als auch der Slavelaser sind gitterstabilisierte Diodenlaser (Typ *Mitsubishi ML60114R*) in Littrow-Anordnung (siehe z.B. [27]). Die Resonatorlänge

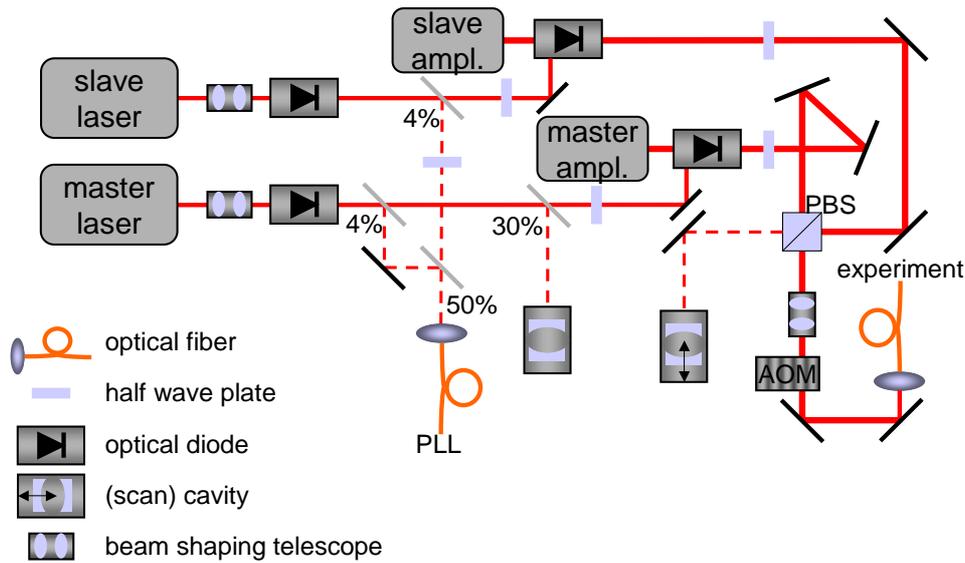


Abbildung 3.3: Optischer Aufbau des Raman-Laser-Systems. Das Licht von Master- und Slave-Laser wird von zwei Diodenlasern verstärkt und an einem Polarisationsstrahlteiler (PBS) überlagert. Es geht dann gemeinsam durch einen AOM und über eine optische Faser zum Experiment.

Optical setup of the raman-laser system. Light from the master- and slave laser is amplified by two injection-locked diode lasers and overlapped on a polarizing beam splitter (PBS). After passing an AOM, it is delivered to the experiment via an optical fiber.

ist mit etwa 5 cm bewusst lang gewählt, um die Linienbreite der frei laufenden Laser möglichst klein zu halten. Die Ausgangsleistung der Laser beträgt ungefähr 6 bis 8 mW. An einer einseitig entspiegelten Glasplatte werden hiervon jeweils 4% reflektiert und beide Strahlen an einem 50%-Strahlteiler überlagert. Über eine Glasfaser gelangt dieses Licht zur Photodiode der Regelungselektronik. Die $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte im Strahlengang des Slavelasers dient zur Einstellung der Amplitude des Schwebungssignals.

Zusätzlich wird ein weiterer Teil des Master-Laserstrahls dazu verwendet, die Absolutfrequenz des Lasers zu fixieren. Zunächst diente hierzu eine dopplerfreie Sättigungsspektroskopie [27]. Die maximale Verstimmung Δ gegenüber dem angeregten Zustand (s. Kap. 4.2) betrug damit etwa 1 GHz, bei Stabilisierung auf den Kühlübergang ($5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}$) von ^{87}Rb .

Später wurde die Sättigungsspektroskopie durch einen Referenz-Resonator ersetzt. Dieser besteht aus zwei gekrümmten Spiegeln (Krümmungsradius 50 mm), die in einem Abstand von 1 cm fest in ein Quarz-Glas Röhrcchen geklebt sind. Der freie Spektralbereich von etwa 15 GHz ist ausreichend groß, um mit Hilfe eines Lambdameters (*Coherent WaveMaster*) jeweils das gleiche Transmissionsmaximum wiederzufinden. Da sich die Finesse des Resonators mit den verwendeten Spiegeln (Reflexion $> 99,5\%$) als viel zu hoch erwies, wurde diese mittels eines Fingerabdrucks auf einem der Spiegel verringert.

Um eine höhere Ausgangsleistung im Experiment zur Verfügung zu haben, werden Master- und Slavelaser jeweils durch eine nachgeschaltete zweite Laserdiode verstärkt („injection lock“). Die Strahlen dieser beiden Verstärker werden an einem Polarisationsstrahlteiler überlagert und gemeinsam in eine Glasfaser eingekoppelt, welche das Licht zum eigentlichen Experiment leitet. Ein vor der Faser befindlicher AOM ermöglicht das schnelle Ein- und Ausschalten der Raman-Laser. Das ebenfalls vor der Faser eingebaute Strahlformungsteleskop dient dazu, das elliptische Strahlprofil der Diodenlaser annähernd rund zu formen und damit die Effizienz des AOM- und Faserdurchgangs zu erhöhen. Am Faserausgang stehen schließlich pro Laser etwa 8 mW zur Verfügung.

Das Licht das den „falschen“ Ausgang des Polarisationsstrahlteiler verlässt, wird auf eine Scan-Cavity gegeben, um das Injection-Lock der beiden Verstärker zu kontrollieren.

3.3 Charakterisierung

Die Charakterisierung des Raman-Laser-Systems erfolgte zunächst auf elektronischem Wege über die Analyse des Schwebungssignals. Hierdurch lassen sich Informationen über den mittleren Phasenfehler, sowie über den Einfangbereich des PLL gewinnen. Diese Daten betreffen jedoch lediglich die Eigenschaften innerhalb der Regelschleife. Um sicherzustellen, dass die Phasenstabilität des gesamten Aufbaus inklusive der nachgeschalteten Verstärker, des Schalt-AOMs und der optischen Faser ausreichen, um kohärente Prozesse in Rubidium-Atomen zu treiben, wurde anschließend ein Dunkelresonanz-Experiment durchgeführt.

Entgegen den Angaben in Kapitel 3.2.1 war die Frequenz des ersten Lokaloszillators während der Charakterisierung auf 3,0 GHz eingestellt, die des zweiten entsprechend auf 35 MHz. Der Übergang zu $(2900 + 135)$ MHz erfolgte zu einem späteren Zeitpunkt, da bei einer größeren Zwischenfrequenz die unerwünschten Seitenbänder bei $\omega_{LO_1} - \omega_{LO_2}$ bzw. $\omega_{LO_1} + 2 \cdot \omega_{LO_2}$ stärker unterdrückt werden. Diese Umstellung hatte keine signifikanten Auswirkungen auf die Eigenschaften und die Funktion des Raman-Laser-Systems.

3.3.1 Spektrale Leistungsdichte und Phasenfehler

Zur Analyse des Schwebungssignals diente ein digitaler Spectrum-Analyzer (HP 4395A) mit einer minimalen Auflösungsbandbreite von 1 Hz, der an den Ausgang des zweiten Richtkopplers angeschlossen wurde. Abbildung 3.4 zeigt die Spektrale Leistungsdichte („Power Spectral Density“, PSD) des aufgenommenen Signals, in diesem Fall mit einer Auflösungsbandbreite von 30 Hz. Charakteristisch für den Phasenlock ist die Ausbildung eines deltaförmigen Maximums bei der Zentralfrequenz ω_0 , des so genannten Trägers, der sich deutlich aus dem umliegenden Rauschuntergrund abhebt. Seine Position entspricht genau der Differenzfrequenz der beiden Laser abzüglich der Frequenz des ersten Lokaloszillators, da das Signal hinter der ersten Mischerstufe gemessen wurde.

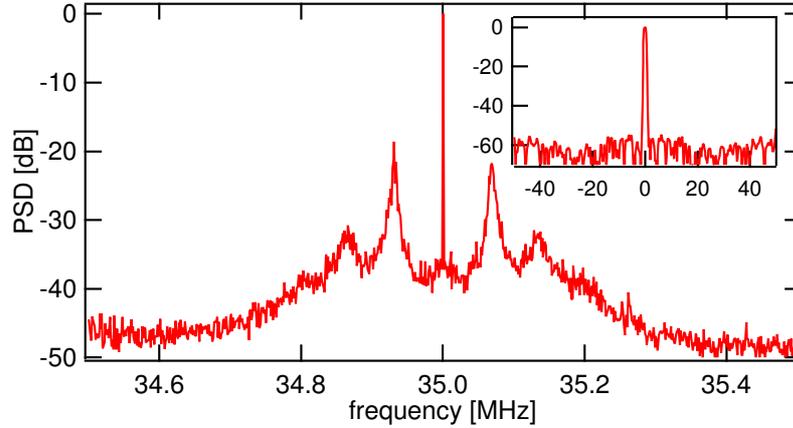


Abbildung 3.4: Spektrale Leistungsdichte des Schwebungssignals nach der ersten Mischerstufe, gemessen mit einer Auflösungsbandbreite von 30 Hz. Das Inset zeigt den mit einer Auflösungsbandbreite von 1 Hz gemessenen Bereich um den Träger.

Power spectral density of the beat signal after the first mixer. The resolution bandwidth for this measurement was 30 Hz. The inset shows the frequency range around the carrier, measured with a RBW of 1 Hz.

Auffällig an der Messung sind die beiden Nebenmaxima in einem Abstand von etwa 70 kHz zum Träger. Diese entstehen dadurch, dass in dem entsprechenden Frequenzbereich innerhalb des Regelkreises eine Phasenverschiebung von mehr als 180° auftritt und die Rückkopplung somit zu einer Verstärkung der Phasenfluktuationen führt. Ihre Position markiert somit gleichzeitig die Bandbreite des Regelkreises. Mit 70 kHz ist diese vergleichsweise gering, und ließe sich sicherlich erhöhen, beispielsweise durch Anpassen des Loopfilters [58, 60] oder den Einsatz eines digitalen Phasendetektors [60].

Die gemessene Linienbreite des Trägers ist durch die Auflösungsbandbreite des Spectrum-Analyzers limitiert. Sie kann daher nicht zur quantitativen Analyse des Signals verwendet werden. Dies ist noch deutlicher im Inset der Abbildung 3.4 zu sehen. Gezeigt ist ein Ausschnitt von 100 Hz um den Träger, gemessen mit der minimal möglichen Bandbreite von 1 Hz. Aus dem Verhältnis η der Leistung im Träger zur gesamten Leistung lässt sich jedoch auf den mittleren Phasenfehler $\sqrt{\langle\varphi^2(t)\rangle}$ schließen. Es gilt [60]:

$$\eta = e^{-\langle\varphi^2(t)\rangle}. \quad (3.4)$$

Für die in Abbildung 3.4 gezeigten Daten ergibt sich ein Verhältnis von $\eta = 84\%$ und damit ein mittlerer Phasenfehler von $\sqrt{\langle\varphi^2(t)\rangle} = 0,4 \text{ rad} = 24^\circ$. Zur Ermittlung des Leistungsverhältnisses wurde der Wert des Datenpunktes an der Stelle des Trägers durch die Summe aller Datenpunkte geteilt. Man beachte, dass die Daten in der Abbildung logarithmisch dargestellt sind. Da bei dieser einfachen Analyse die Leistung außerhalb des Messbereichs unberücksichtigt bleibt, ist zu erwarten, dass der tatsächliche Phasenfehler etwas größer ist. Die Abweichung gegenüber dem angegebenen Wert dürfte jedoch im Prozentbereich liegen.

3.3.2 Dunkelresonanzen

Bei der resonanten Kopplung eines Atoms mit zwei langlebigen Grundzuständen und einem angeregten Zustand (Λ -Schema, siehe Abb. 4.2 Seite 45) an zwei Lichtfelder tritt das Phänomen der *elektromagnetisch induzierten Transparenz* (EIT) auf. Resonante Anregung bedeutet in diesem Fall, dass die Frequenzen der beiden Laserfelder genau den Übergangsfrequenzen zwischen je einem der beiden Grundzustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ und dem angeregten Zustand $|i\rangle$ entsprechen, also sowohl die Ein- als auch die Zwei-Photon-Verstimmung verschwindet.² Der Hamiltonoperator des gekoppelten Systems besitzt zwei neue stationäre Eigenzustände, von denen einer nicht mit den Lichtfeldern wechselwirkt. Er wird daher auch als *Dunkelzustand* bezeichnet. Es handelt sich hierbei um einen quantenmechanischen Interferenzeffekt, dessen theoretische Herleitung sich beispielsweise in [61, 62] nachlesen lässt. Eine entscheidende Voraussetzung für sein Auftreten ist die Phasenkohärenz der beiden Laser.

Der experimentelle Aufwand, der zum Nachweis der EIT betrieben werden muss ist relativ begrenzt, wenn man ein phasenstabiles Raman-Laser-System zur Verfügung hat. Das Phänomen lässt sich an Atomen bei Raumtemperatur beobachten; es ist daher keine Laserkühlung notwendig. Aus diesem Grund eignet sich das im folgenden beschriebene *Dunkelresonanz-Experiment* als Nachweis der Phasenstabilität des aufgebauten Lasersystems.

Die beiden Laserstrahlen, welche gemeinsam die optische Faser verlassen, wurden mit einem 80 mm-Achromaten kollimiert. Ihre Leistung betrug ungefähr 75 μW (Master) bzw. 5 μW (Slave). Die Strahlen mit einem Durchmesser von 20 mm passierten anschließend einen Polarisationsstrahlteiler, um sicherzustellen, dass die beide die gleiche Polarisation aufweisen, sowie eine $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte, um zwischen linearer und zirkularer Polarisation wählen zu können. Mit Hilfe einer Fotodiode wurde die Absorption der beiden Laserstrahlen in einer 10 cm langen Glaszelle gemessen, die mit Rubidium-Dampf gefüllt war und mittels einer Heizfolie auf etwa 50 °C geheizt wurde. Um Rauschen durch Intensitätsschwankungen der Laser zu minimieren, wurde zusätzlich ein Teil der Strahlen vor der Glaszelle abgezweigt. Deren Intensität diente als Referenz, welche elektronisch von der Intensität der Absorptionsstrahlen abgezogen wurde. Der Masterlaser wurde jetzt auf die Kühllinie von ^{85}Rb stabilisiert, die Frequenz des Slavelasers liegt dann, bei geeigneter Einstellung der Differenzfrequenz, in der Nähe des Rückpumpübergangs. Entspricht die Differenzfrequenz der Laser exakt derjenigen der beiden Übergänge, so gelangen die Atome durch optisches Pumpen in den oben erwähnten Dunkelzustand, der nicht an das Lichtfeld koppelt. Dadurch verringert sich die Absorption in der Zelle, man beobachtet eine *Dunkelresonanz*.

Da die Dunkelresonanzen einer Absorptionszelle bei 300 K nur eine minimale Absorptionsänderung bewirken, wurden sie mittels Lock-In Technik gemessen. Dazu wurde der zweite Lokalszillator frequenzmoduliert und die daraus resultierende Modulation der Absorption mit einem Lock-In Verstärker aufgenommen, dessen Integrationszeitkonstante bei allen Messungen auf 1 s eingestellt war.

²Die Nomenklatur, sowie die entsprechenden Definitionen entsprechen denen in Kapitel 4.2.

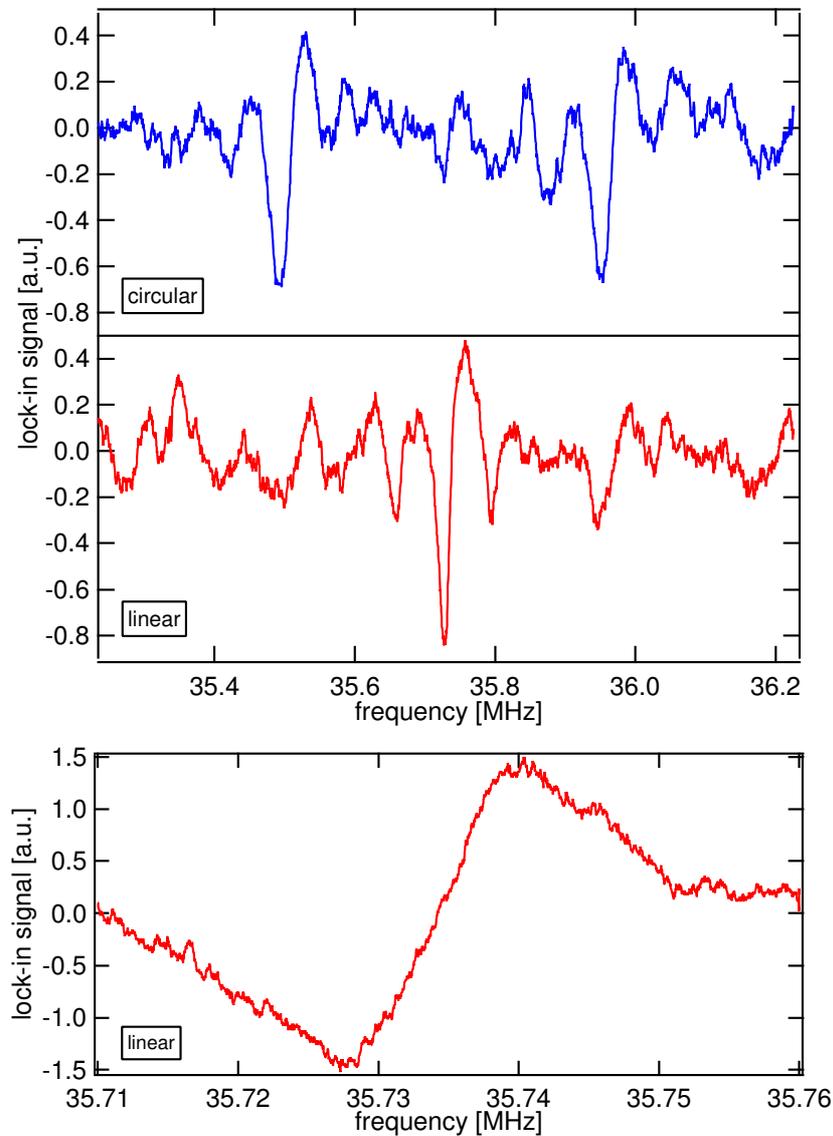


Abbildung 3.5: Ergebnis der Dunkelresonanz-Messungen für unterschiedliche Polarisierungen (Oben: zirkular, Mitte: linear). Unten: Kleinerer Frequenzbereich bei linearer Polarisierung. Die gesamte Messzeit betrug für alle Graphen 50 s.

Results of the dark resonance experiments. Top and middle graphs show measurements with different polarisations (top: circular, middle: linear). Lower graph shows a smaller frequency range at linear polarisation. Total measuring time was 50 s for all graphs.

Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 3.5 zu sehen. Alle drei gezeigten Graphen wurden in einer Gesamtmesszeit von 50 s aufgenommen, da dies die maximale Speicherzeit des Digitaloszilloskops war, mit dem die Daten digitalisiert wurden. Die Daten der beiden oberen Graphen unterscheiden sich in der Polarisation der Absorptionsstrahlen. Zu sehen sind unterschiedliche Zeeman-Komponenten. Prinzipiell können mit zwei Lasern Übergänge zwischen Zeeman-Unterstufen mit $\Delta m_F = 0, 1, 2$ getrieben werden. Ihre relative Stärke hängt von der Polarisation der Laserstrahlen, sowie von der Richtung des Magnetfeldes in Bezug auf die Strahlachse³ ab. Eine genaue Analyse dieses Zusammenhangs findet sich in [62]. Während die Messung mit linear polarisiertem Licht (Abb. 3.5 Mitte) fast ausschließlich den Übergang mit $\Delta m_F = 0$ zeigt, verschwindet dieser bei zirkularer Polarisation (Abb. 3.5 Oben) nahezu vollständig und es treten die Übergänge mit $\Delta m_F = \pm 1$ hervor. Ihr Abstand beträgt (459 ± 1) kHz woraus sich ein Wert für den Betrag des *Erdmagnetfeldes* von $49,2(1) \mu\text{T} = 492 \text{ mG}$ berechnen lässt (siehe hierzu Kap. 5.1.2). Zur Bestimmung der Resonanzpositionen wurden die Messdaten numerisch integriert und an die erhaltene Kurve eine Gaußfunktion gefittet. Bei dem angegebenen Fehler handelt es sich um den statistischen Fehler der sich aus dem Fit ergibt.

In der unteren Teilabbildung ist der Bereich um den zentralen Übergang ($\Delta m_F = 0$) zu sehen. Die Resonanz ist deutlicher ausgeprägt, symmetrischer und rauschärmer als in den oberen beiden Graphen. Dies hängt damit zusammen, dass die Geschwindigkeit der Frequenzrampe mit 20 kHz/s für die beiden ersten Messungen verglichen mit 1 kHz/s bei der letzten Messung eigentlich zu hoch war für die Integrationszeitkonstante des Lock-In Verstärkers von einer Sekunde. Da die Gesamtdauer der Rampe jedoch durch die Speicherzeit des Oszilloskops begrenzt war, konnte die Geschwindigkeit für einen vorgegebenen Frequenzbereich nicht variiert werden. Eine Verringerung der Integrationszeitkonstante hätte hingegen zu einem deutlich größeren Rauschen geführt.

Die Position der Resonanz lässt sich wiederum aus einem Gaußfit an die numerisch integrierten Messwerte ermitteln. Man erhält eine Zentralfrequenz von $3035,7342(1)$ MHz, wobei hier der systematische Fehler bedingt durch die manuelle Synchronisation von Datenerfassung und Rampenstart dominiert. Es wurde angenommen, dass diese mit einer Genauigkeit von 1/10 s erfolgte, woraus sich der angegebene Fehler errechnet. Weitere systematische Fehler blieben unberücksichtigt. Der gemessene Wert stimmt relativ gut mit dem Wert von $3035,7334(3)$ MHz überein, der sich in der Veröffentlichung einer Messung [61] unter ähnlichen Bedingungen findet. Die Abweichung dieser Frequenz vom Literaturwert [63] der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung resultiert hauptsächlich aus der Druckverschiebung, hervorgerufen durch Stoßwechselwirkung der Atome untereinander.

Für die Breite (FWHM) der Resonanz ergibt der Gaußfit einen Wert von $21,089(43)$ kHz. Davon ausgehend, dass der zugrunde liegende Hyperfeinstruktur-Übergang extrem langlebig ist, setzt sich diese aus folgenden Beiträgen zusammen: Diffusion und damit verbundene endliche Verweildauer eines Atoms im Strahl, Dekohärenz des Dunkelzustands aufgrund von Stößen, Phasenfehler des Lasersystems

³Die Zelle und damit die Strahlen waren annähernd in Nord-Süd-Richtung ausgerichtet. Es wurde kein zusätzliches Magnetfeld angelegt

und Leistungsverbreiterung („power-broadening“). Um die Verbreiterung durch Diffusion zu minimieren, werden bei Präzisionsexperimenten üblicherweise Gaszellen eingesetzt, die neben dem Rubidium Dampf noch ein Puffergas enthalten. Bei der hier verwendeten Zelle handelt es sich jedoch um eine gewöhnliche Spektroskopiezelle, so dass zu vermuten ist, dass die gemessene Breite fast ausschließlich durch die mittlere Verweildauer der Atome im Strahl limitiert ist. Gestützt wird diese Vermutung durch folgende Abschätzung: Nimmt man an, dass für die Geschwindigkeitskomponente v_r eines Atoms senkrecht zur Strahlrichtung $\frac{1}{2}mv_r^2 = \frac{1}{2}k_B T$ gilt, so ergibt sich für die mittlere Verweildauer τ in einem Strahl mit dem Radius R ein Wert von $\tau = R/v_r$, wenn man Stöße vernachlässigt. Die daraus resultierende Linienbreite

$$\Gamma_R = \frac{1}{\tau} = D\sqrt{\frac{k_B T}{m}}$$

beträgt damit für unseren Fall $\Gamma_R \approx 35$ kHz, ist also bereits größer als die gemessene Resonanzbreite. Aus dem Auftreten der Dunkelresonanzen lässt sich also schließen, dass es gelungen ist ein phasenstabiles Lasersystem aufzubauen. Die Interpretation der Messung erlaubt jedoch keine quantitative Aussage über die erreichte Phasenstabilität.

4 Theorie des Drei-Niveau-Systems

Die in den folgenden Kapiteln beschriebenen Experimente basieren auf dem kohärenten Zwei-Photonen-Übergang zwischen den zwei Hyperfein-Grundzuständen $|F=2\rangle$ und $|F=3\rangle$ von ^{85}Rb . In diesem Kapitel werden die zum Verständnis nötigen theoretischen Grundlagen zusammengefasst. Dies dient hauptsächlich zur Einführung einer einheitlichen Definition der verwendeten Symbole und Gleichungen und ist daher bewusst kurz gehalten. Eine ausführliche Herleitung der optischen Blochgleichungen findet sich beispielsweise in [45, 64, 26]. Die verwendete Reduktion des Zwei-Photonen-Übergangs auf einen effektiven Ein-Photon-Übergang wird in [45], sowie in [65] ausführlich behandelt.

4.1 Optische Blochgleichungen

Die Wechselwirkung eines Atoms mit zwei Energieniveaus $|g\rangle$ und $|e\rangle$ (Zwei-Niveau-Atom) mit einem kohärenten Strahlungsfeld, gegeben durch den Operator des elektrischen Feldes $\hat{\mathbf{E}}$, wird beschrieben durch den Hamiltonoperator

$$\hat{H} = \hat{H}_A - \hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}, \quad (4.1)$$

wobei \hat{H}_A der Hamiltonoperator des ungestörten Atoms und $\hat{\mathbf{d}}$ der Operator des elektrischen Dipolmomentes ist. Die zeitliche Entwicklung eines beliebigen Zustandes

$$|\psi(t)\rangle = c_e(t)e^{-i\omega_e t}|e\rangle + c_g(t)e^{-i\omega_g t}|g\rangle, \quad (4.2)$$

wird bestimmt durch die Schrödinger Gleichung

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = \hat{H} |\psi(t)\rangle. \quad (4.3)$$

Hierbei bezeichnen $\hbar\omega_e$ und $\hbar\omega_g$ die Energieniveaus des angeregten, bzw. des Grundzustands. In semiklassischer Näherung lässt sich der Erwartungswert des Wechselwirkungsoperators durch die Rabi-Frequenz ausdrücken:

$$\Omega_{eg} \equiv -\frac{\langle e | \hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}} | g \rangle}{\hbar}. \quad (4.4)$$

Für den Fall dass $\Omega_{eg} \ll \omega_{eg} \equiv (\omega_e - \omega_g)$ gilt, lässt sich die so genannte „rotating wave approximation“ (RWA) verwenden. Hierbei werden Terme der Ordnung $1/\omega$ gegenüber solchen der Ordnung $1/\delta$ vernachlässigt, wobei $\omega \approx \omega_{eg}$ die Frequenz des eingestrahlten Laserfeldes und $\delta \equiv \omega_{eg} - \omega$ seine Verstimmung in Bezug auf

die atomare Resonanz ist. Führt man zudem eine Koordinatentransformation in ein Bezugssystem durch, welches sich mit der Laserfrequenz ω dreht, so lassen sich die Differentialgleichungen für die Koeffizienten c_e und c_g welche aus der Schrödinger Gleichung (Gl.4.3) folgen, in besonders eleganter Weise zusammenfassen. Hierzu definiert man folgenden Vektor:

$$\mathbf{R} \equiv \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} c_e^* c_g + c_e c_g^* \\ -i(c_e^* c_g - c_e c_g^*) \\ |c_e|^2 - |c_g|^2 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

Die Bewegungsgleichungen für die drei Komponenten dieses so genannten *Blochvektors* lauten dann

$$\dot{u} = -\delta \cdot v \quad (4.6a)$$

$$\dot{v} = \delta \cdot u - \Omega_{eg} \cdot w \quad (4.6b)$$

$$\dot{w} = \Omega_{eg} \cdot v \quad (4.6c)$$

und lassen sich in einer Gleichung zusammenfassen:

$$\dot{\mathbf{R}} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{R}, \quad \text{mit } \boldsymbol{\Omega} \equiv (\Omega_{eg}, 0, \delta). \quad (4.7)$$

Die Gleichungen 4.6 sind formal identisch zu den Gleichungen welche die Präzession eines Spin-1/2-Teilchens im Magnetfeld beschreiben und wurden erstmals 1946 von F. Bloch im Zusammenhang mit Kernspin-Resonanzphänomenen aufgestellt [66]. Daher werden sie allgemein als *optische Blochgleichungen* bezeichnet.

Für die drei Komponenten des Blochvektors gilt

$$u^2(t) + v^2(t) + w^2(t) = 1. \quad (4.8)$$

Die Evolution des Zwei-Niveau-Atomes kann somit durch die Bewegung des Blochvektors auf der Einheitskugel (Blochkugel) veranschaulicht werden. Den einzelnen Komponenten des Blochvektors kommt dabei folgende physikalische Bedeutung zu:

Die Komponente w bezeichnet die Populationsdifferenz oder auch *Inversion* der beiden atomaren Zustände. u ist die Komponente des induzierten atomaren Dipolmomentes, die sich in Phase mit dem treibenden Feld $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t)$ befindet, v entsprechend die dazu senkrechte Komponente.

Gleichung 4.6c zeigt, dass v auch als *absorptive* Komponente des Dipolmomentes interpretiert werden kann, welche an das Feld koppelt und zu Veränderungen der Inversion führt. Dementsprechend ist u als *dispersive* Komponente anzusehen.

4.1.1 Kohärente Dynamik

Obwohl die optischen Blochgleichungen (Gln. 4.6) im Allgemeinen keine analytische Lösung besitzen, lassen sich doch für bestimmte Bedingungen geschlossene Lösungen angeben. Von besonderer Bedeutung sind die Einstrahlung resonanter Pulse ($\delta = 0$) und die freie Präzession ($\Omega_{eg} = 0$).

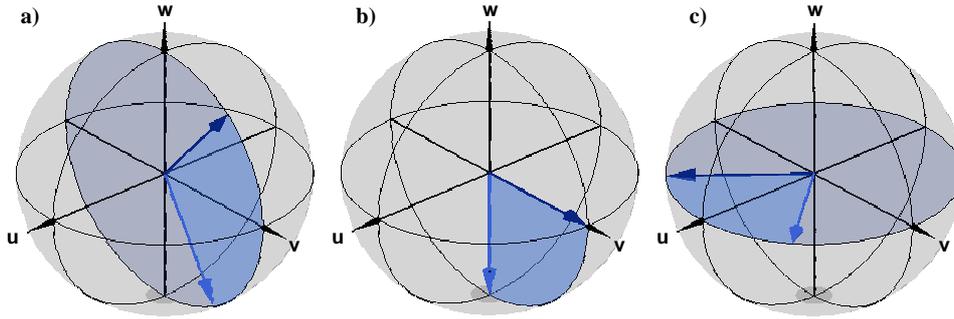


Abbildung 4.1: Kohärente Dynamik auf der Blochkugel: (a) Resonante Anregung entspricht einer Drehung um die u -Achse. (b) Ein $\pi/2$ -Puls transformiert den Zustand $|g\rangle$ nach $\frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle - i|e\rangle)$. (c) Freie Präzession entspricht einer Drehung um die w -Achse.

Coherent dynamics on the Blochsphere: (a) Resonant driving corresponds to a rotation around the u -axis. (b) A $\pi/2$ -pulse transforms the state $|g\rangle$ into $\frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle - i|e\rangle)$. (c) Free precession corresponds to a rotation around the w -axis.

Rabi Oszillationen

Betrachtet man die Wechselwirkung eines Atoms im Grundzustand ($\mathbf{R} = (0, 0, -1)$) mit monochromatischer Strahlung konstanter Amplitude, so gilt für die w -Komponente des Blochvektors

$$w(t, \delta) = -1 + \frac{2\Omega_{eg}^2}{(\Omega')^2} \sin^2\left(\frac{\Omega't}{2}\right), \quad (4.9)$$

wobei die verallgemeinerte Rabi-Frequenz

$$\Omega' = \sqrt{\Omega_{eg}^2 + \delta^2} \quad (4.10)$$

definiert wurde. Für einen vollständigen Transfer in den angeregten Zustand ($w = 1$) muss $(\Omega')^2 = \Omega_{eg}^2$ gelten, woraus folgt, dass die Strahlung resonant ($\delta = 0$) sein muss.

Resonante Pulse

Bei einem resonanten Puls gilt $\mathbf{\Omega} = (\Omega_{eg}, 0, 0)$. Die zeitliche Entwicklung eines beliebigen Blochvektor $\mathbf{R} = (u_0, v_0, w_0)$ lässt sich als Rotation um die u -Achse mit dem Winkel $\theta(t)$ beschreiben (Abb. 4.1a):

$$\mathbf{R}(t) = \Theta(t) \cdot \mathbf{R}, \quad (4.11)$$

mit der Drehmatrix

$$\Theta(t) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta(t) & -\sin \theta(t) \\ 0 & \sin \theta(t) & \cos \theta(t) \end{pmatrix}. \quad (4.12)$$

Der Winkel $\theta(t)$ entspricht dabei der *Pulsfläche*

$$\theta(t) = \int_0^t \Omega_{eg}(t') dt'. \quad (4.13)$$

Für die Experimente die in den Kapiteln 5.2 und 5.3 beschrieben werden sind vor allem $\theta = \pi$ und $\theta = \pi/2$ interessant.

Der Spezialfall resonanter Einstrahlung ist für die Quanteninformationsverarbeitung von besonderer Bedeutung, da sich hiermit beliebige Ein-Qubit-Operationen verwirklichen lassen. Um dies zu erkennen, ist es nötig, die zeitliche Entwicklung eines Zustandes $|\psi\rangle$ in der Basis der ungestörten Energie-Eigenzustände $|e\rangle$ und $|g\rangle$ zu betrachten. Aus Gln. (23a,b) in [65] lässt sich ableiten, dass die resonante Einstrahlung mit konstanter Amplitude durch eine unitäre Transformation ausgedrückt werden kann

$$|\psi(t)\rangle = U_\theta \cdot |\psi(0)\rangle, \quad (4.14)$$

wobei U_θ in der Basis $\{|e\rangle, |g\rangle\}$ folgende Darstellung hat:

$$U_\theta = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & -i \sin \frac{\theta}{2} \\ -i \sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}. \quad (4.15)$$

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

$$\Theta_{\pi/2} \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

und bewirkt somit eine Vertauschung der v - und w -Komponente des Blochvektors (Abb. 4.1b). U_θ hat in diesem Fall die Form

$$U_{\pi/2} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \quad (4.17)$$

und überführt die Zustände $|e\rangle$ und $|g\rangle$ in die kohärenten Superpositionen

$$|e\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle - i|g\rangle) \quad (4.18a)$$

$$|g\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle - i|e\rangle). \quad (4.18b)$$

π -Puls: Im Fall $\theta(t) = \pi$ wird die Drehmatrix zu

$$\Theta_\pi \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (4.19)$$

spiegelt also den Blochvektor an der u -Achse. Für U_θ gilt jetzt

$$U_\pi \equiv \begin{pmatrix} 0 & -i \\ -i & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.20)$$

Man erkennt, dass analog zum Spin-1/2 System eine 2π -Rotation die Wellenfunktion nicht in sich selbst überführt, sondern eine Multiplikation mit einem Phasenfaktor von -1 bewirkt.

Freie Präzession

Die zeitliche Entwicklung des Blochvektors ohne treibendes Feld ($\boldsymbol{\Omega} = (0, 0, \delta)$) entspricht ebenfalls einer Rotation, in diesem Fall um die w -Achse (Abb. 4.1c).

$$\mathbf{R}(t) = \Phi_{\text{frei}}(t) \cdot \mathbf{R}, \quad (4.21)$$

mit der Drehmatrix

$$\Phi_{\text{frei}}(t) = \begin{pmatrix} \cos \phi(t) & -\sin \phi(t) & 0 \\ \sin \phi(t) & \cos \phi(t) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4.22)$$

Der Winkel $\phi(t)$ ergibt sich aus der akkumulierten Phase:

$$\phi(t) = \int_0^t \delta(t') dt'. \quad (4.23)$$

Die unitäre Transformation in der Basis der Energie-Eigenzustände des freien Atoms lautet in diesem Fall

$$U_{\text{frei}}(\phi) \equiv \begin{pmatrix} e^{i\phi(t)/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi(t)/2} \end{pmatrix}. \quad (4.24)$$

4.1.2 Ein-Qubit-Gatter

Von zentraler Bedeutung für die experimentelle Realisierung der Quanteninformationsverarbeitung ist die Implementierung von Ein- und Zwei-Qubit-Gattern [14]. Erstere lassen sich für die hier vorgestellte Implementierung mit Hilfe der im vorigen Abschnitt erläuterten kohärenten Pulse verwirklichen. Da man jeden Ein-Qubit-Zustand

$$|\psi\rangle = a \cdot |0\rangle + b \cdot |1\rangle \equiv c_e e^{-i\omega_e t} |e\rangle + c_g e^{-i\omega_g t} |g\rangle \quad (4.25)$$

als Vektor in der Blochkugel darstellen kann und sich dieser durch geeignete Wahl des Vektors $\boldsymbol{\Omega}$ beliebig drehen lässt, kann jedes Ein-Qubit-Gatter durch passende Wahl von Dauer und Verstimmung mittels kohärenter Pulse realisiert werden. Es ist trotzdem instruktiv, die konkrete Realisierung bestimmter Ein-Qubit-Gatter von besonderer Bedeutung, namentlich das NOT-Gatter, das $\sqrt{\text{NOT}}$ -Gatter und das Hadamard-Gatter, zu erläutern.

Die Wirkung des NOT-Gatters auf ein Qubit entspricht derjenigen des klassischen Analogons auf ein Bit: Es transformiert den Zustand $|0\rangle$ in den Zustand $|1\rangle$ und umgekehrt. Die zugehörige unitäre Transformation lautet

$$\text{NOT} \equiv \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.26)$$

Wie man durch Vergleich mit Gleichung 4.20 feststellt, entspricht dieses Gatter, bis auf eine physikalisch unbedeutende globale Phase, genau dem π -Puls

$$\text{NOT} = i \cdot U_{\pi}. \quad (4.27)$$

Die Wirkung eines $\pi/2$ -Pulses wird im Rahmen der Quanteninformationsverarbeitung als $\sqrt{\text{NOT}}$ -Gatter bezeichnet, welches kein klassisches Analogon besitzt. Es ist definiert über seine Eigenschaft $\sqrt{\text{NOT}} \cdot \sqrt{\text{NOT}} = \text{NOT}$. Damit folgt:

$$\sqrt{\text{NOT}} \equiv \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1+i & 1-i \\ 1-i & 1+i \end{pmatrix} = \frac{1+i}{\sqrt{2}} \cdot U_{\pi/2}. \quad (4.28)$$

Eine häufig verwendete Transformation ist das *Hadamard-Gatter* \mathbb{H} . Wie das $\sqrt{\text{NOT}}$ -Gatter transformiert es die Eigenzustände in kohärente Superpositionen und hat damit ebenfalls kein klassisches Analogon:

$$\begin{aligned} |0\rangle &\xrightarrow{\mathbb{H}} (|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2} \\ |1\rangle &\longrightarrow (|0\rangle - |1\rangle)/\sqrt{2} \end{aligned} \quad (4.29)$$

Zusätzlich hat \mathbb{H} die Eigenschaft, sein eigenes Inverses zu sein: $\mathbb{H}\mathbb{H} = \mathbf{1}$. Die Hadamard-Transformation kann ebenfalls als einzelner Puls passender Länge und Verstimmung realisiert werden. Alternativ kann sie jedoch auch aus folgender Sequenz zusammengesetzt werden:

$$\mathbb{H} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} = i \cdot U_{\text{frei}}(-\pi/2) U_{\pi/2} U_{\text{frei}}(-\pi/2). \quad (4.30)$$

Bei der Konstruktion von Ein-Qubit-Gattern aus den elementaren Drehungen die in den Gleichungen 4.15 und 4.24 definiert wurden, ist die formale Ähnlichkeit der optischen Blochgleichungen mit denen der Kernspinresonanz (NMR) sehr nützlich. Auf dem Gebiet der NMR wurden die ersten experimentellen Implementationen der Quanteninformationsverarbeitung verwirklicht (siehe z.B. [67, 15]) und es existieren diverse Methoden zur robusten und fehlertoleranten experimentellen Umsetzung quantenlogischer Gatter [68].

4.2 Reduktion des Drei-Niveau-Systems

In den Kapiteln 5.1 bis 5.3 werden kohärente Übergänge zwischen den beiden Hyperfein-Grundzuständen $|F=2\rangle$ und $|F=3\rangle$ von ^{85}Rb untersucht. Diese lassen sich direkt durch Einstrahlen von Mikrowellen der entsprechenden Frequenz ($\nu_{\text{HFS}} \approx 3,035 \text{ GHz}$) anregen, in unserem Fall werden die beiden Niveaus jedoch über einen Zwei-Photonen-Übergang aneinander gekoppelt.

Abbildung 4.2 zeigt das vereinfachte Niveauschema eines so genannten Λ -Systems. Zwei Laserfelder mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 koppeln die beiden Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ an ein darüberliegendes Zwischenniveau $|i\rangle$. Die zugehörigen Rabi-Frequenzen

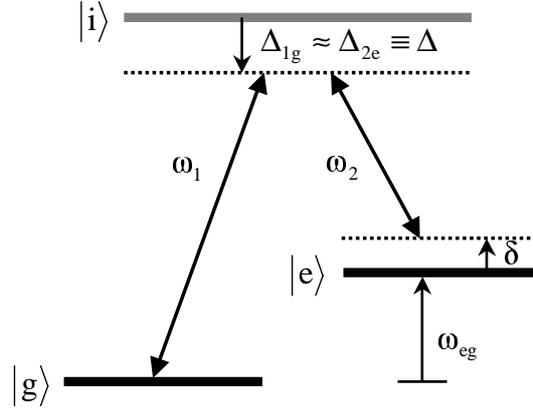


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung eines Drei-Niveau- Λ -Systems. Zwei Laserfelder mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 koppeln die beiden Zustände $|g\rangle$ und $|e\rangle$ über das Zwischenniveau $|i\rangle$. Δ und δ sind die Ein- und Zwei-Photon-Verstimmungen.

A three level Λ system. The two light fields at frequencies ω_1 and ω_2 couple the two states $|g\rangle$ and $|e\rangle$ via the intermediate state $|i\rangle$. The one- and two-photon detunings are Δ and δ , respectively.

(Gl. 4.35) werden im Folgenden mit Ω_g und Ω_e bezeichnet. Für den Fall kopropagierender Laserstrahlen kann der Impulsübertrag vernachlässigt werden. Der Hamiltonoperator eines solchen Drei-Niveau-Systems lautet dann (siehe auch Gl. 4.1)

$$\hat{H} = \hbar\omega_e|e\rangle\langle e| + \hbar\omega_i|i\rangle\langle i| + \hbar\omega_g|g\rangle\langle g| - \hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}, \quad (4.31)$$

wobei das treibende elektrische Feld jetzt zwei Frequenzkomponenten besitzt:

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_1 \cos(\omega_1 t + \Phi_1) + \mathbf{E}_2 \cos(\omega_2 t + \Phi_2). \quad (4.32)$$

Die Physik eines solchen Systems ist im Allgemeinen komplexer als die des Zwei-Niveau-Systems. So können beispielsweise bei verschwindenden Ein- und Zwei-Photon-Verstimmungen (Δ und δ) Phänomene wie *elektromagnetisch induzierte Transparenz* (EIT) oder „*coherent population trapping*“ (CPT) auftreten (siehe auch Kap. 3.3.2).

Für den Fall, dass die Ein-Photon-Verstimmungen $\Delta_{1g} \equiv \omega_1 - (\omega_i - \omega_g)$ und $\Delta_{2e} \equiv \omega_2 - (\omega_i - \omega_e)$ jedoch hinreichend groß sind

$$\Delta_{1g} = \Delta_{2e} + \delta \equiv \Delta \gg \Omega_g, \Omega_e \quad (4.33)$$

kann das Drei-Niveau-System auf ein effektives Zwei-Niveau-System reduziert werden. Die genaue Herleitung findet sich beispielsweise in [45] und [65]. An dieser Stelle sollen nur die verwendeten Näherungen erläutert, und die Ergebnisse zusammengefasst werden.

Zunächst kann bei großer Verstimmung spontane Emission aus dem Niveau $|i\rangle$ vernachlässigt werden. Analog zur Vorgehensweise beim Zwei-Niveau-Atom lassen sich

aus der Schrödinger Gleichung (Gl. 4.3) Differentialgleichungen für die, in diesem Fall drei, Entwicklungskoeffizienten c_g , c_e und c_i ableiten. Wiederum wird dabei von der „rotating wave approximation“ und der semiklassischen Näherung Gebrauch gemacht (siehe Seite 39). Unter der Bedingung (4.33) kann dann das intermediäre Niveau $|i\rangle$ adiabatisch eliminiert werden.

Eine wichtige Konsequenz aus diesem Schritt ist die Tatsache, dass für die Kohärenz des Übergangs $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ die absolute Frequenzstabilität der beiden Laserfelder nicht von Bedeutung ist. Lediglich ihre Frequenz- bzw. Phasendifferenz ($\omega_{12} \equiv \omega_1 - \omega_2$), ($\Phi_{12} \equiv \Phi_1 - \Phi_2$) muss über den Zeitraum einer Messung hinreichend konstant sein.

Man erhält schließlich einen Satz von Gleichungen welche formal identisch zu denen des Zwei-Niveau-Systems sind, wobei an Stelle der Rabi-Frequenz Ω_{eg} (Gl. 4.4) jetzt die effektive Rabi-Frequenz

$$\Omega_{\text{eff}} \equiv \frac{\Omega_e^* \Omega_g}{2\Delta} e^{i\Phi_{12}} \quad (4.34)$$

auftritt, welche die beiden Ein-Photon Rabi-Frequenzen

$$\Omega_e \equiv -\frac{\langle i | \hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}_2 | e \rangle}{\hbar}, \quad \Omega_g \equiv -\frac{\langle i | \hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}_1 | g \rangle}{\hbar} \quad (4.35)$$

enthält. Darüber hinaus führen die Ein-Photon-Kopplungen der beiden unteren Zustände¹ an das Zwischenniveau zu dynamischen Stark-Verschiebungen

$$\Omega_e^{\text{AC}} = \frac{|\Omega_e|^2}{4\Delta} \quad \text{und} \quad \Omega_g^{\text{AC}} = \frac{|\Omega_g|^2}{4\Delta}, \quad (4.36)$$

so dass die Bedingung für einen resonanten Puls jetzt lautet:

$$(\delta - \delta_{\text{AC}}) = 0, \quad (4.37)$$

wobei

$$\delta_{\text{AC}} \equiv (\Omega_e^{\text{AC}} - \Omega_g^{\text{AC}}) \quad (4.38)$$

definiert wurde. Für die verallgemeinerte Rabi-Frequenz (Gl. 4.10) gilt somit

$$\Omega'_{\text{eff}} \equiv \sqrt{\Omega_{eg}^2 + (\delta - \delta_{\text{AC}})^2}. \quad (4.39)$$

Man beachte, dass diese zusätzliche Verstimmung nur bei der Wechselwirkung mit den Lasern auftritt und daher auf die freie Präzession (Gl. 4.23) keine Auswirkungen hat.

¹Die Kopplung des Laserfeldes mit der Frequenz ω_1 an das Niveau $|e\rangle$ und umgekehrt wird hier vernachlässigt. Die daraus resultierenden zusätzlichen Terme finden sich in [69].

5 Kohärente Manipulation kalter Atome

Dieses Kapitel beinhaltet Messungen zur kohärenten Manipulation der Hyperfeinstruktur-Grundzustände von kalten Rubidium-Atomen mittels Zwei-Photonen-Anregung. Neben ihrer Bedeutung als Ein-Qubit-Gatter in der Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen (siehe Kap. 4.1.2) eignen sich die HFS-Übergänge in Alkali-Atomen – vor allem Cäsium und Rubidium – in besonderer Weise für Präzisionsexperimente im Bereich der Atominterferometrie und der Metrologie [65, 69, 70]. Nicht zuletzt basiert die Definition der Sekunde im SI-System auf der Übergangsfrequenz zwischen den beiden HFS-Grundzustände in ^{133}Cs [71]. Der Grund für die hohe Präzision mit der diese Übergänge gemessen werden können ist ihre extrem schmale natürliche Linienbreite. Die Genauigkeit ist bei verschiedenen Experimenten durch unterschiedliche Effekte begrenzt. Es existieren daher diverse experimentelle Methoden, diese Limitierungen zu minimieren oder ganz zu vermeiden. Einige dieser Techniken wie die Ramsey- und Echo-Spektroskopie wurden in den in Kapitel 5.2 vorgestellten Messungen verwendet, um Dephasierungs- und Dekohärenzzeiten zu ermitteln. Kapitel 5.1 behandelt Messungen an einem frei expandierenden atomaren Ensemble. Die Bestimmung der Zeeman-Aufspaltung der Übergänge erlaubt eine weitgehende Kompensation der Magnetfelder der Umgebung, sowie eine präzise Eichung der extern vorgegebenen Offsetfelder. Ziel der Messungen in Kapitel 5.3 ist die Bestimmung der Variation der HFS-Aufspaltung in den einzelnen Fallen des Dipolfallen-Arrays.

5.1 Raman-Spektroskopie an freien Atomwolken

An freien Atomwolken wurden Messungen zur Magnetfeldabhängigkeit der Raman-Übergänge durchgeführt. Der Vorteil gegenüber Messungen an Atomen in der Dipolfalle besteht vor allem in der deutlich höheren Teilchenzahl (je nach Dispenser Strom etwa 10^6 bis 10^7 Atome) und dem damit verbundenen höheren Signal-zu-Rausch Verhältnis. Außerdem ist die Verschiebung durch Stöße aufgrund der geringeren Dichte kleiner und es tritt keine dynamische Stark-Verschiebung durch den Dipolfallenlaser auf. Bedingt durch die ballistische Expansion des Ensembles und den freien Fall im Gravitationsfeld wird jedoch die maximale Wechselwirkungsdauer der Atome mit den Raman-Laserfeldern begrenzt.

Ziel dieser Messungen war die Eichung der Helmholtz-Spulenpaare, die zur Kompensation der Umgebungsmagnetfelder dienen. Die möglichst präzise Kompensation dieser Felder ist wichtig für die gezielte Präparation der Atome im magnetfeld-insensitiven $|m_F = 0\rangle$ -Zustand (siehe Abschnitt 5.2.1).

5.1.1 Präparation und zustandsselektiver Nachweis

Die Präparation des Ensembles erfolgt zunächst, wie in Kapitel 2.3 erläutert, durch Fangen und Speichern in der magnetooptischen Falle (MOT) und anschließender Melassekühlung bei ausgeschaltetem Quadrupolfeld, verringerter Leistung des Rückpumpasers und erhöhter Verstimmung des Kühllasers. Durch einen zeitlichen Versatz von etwa 2 ms zwischen dem Ausschalten des Kühllasers und des Rückpumpasers können die Atome wahlweise in das $|F=2\rangle$ oder das $|F=3\rangle$ Hyperfein-Niveau des Grundzustands gepumpt werden; F und F' bezeichnen hier und im Folgenden stets das Hyperfeinstruktur-Niveau des $5S_{1/2}$ -Grundzustands, bzw. des angeregten $5P_{3/2}$ -Zustands. Das Niveauschema von ^{85}Rb findet sich im Anhang auf Seite 97. Da die verwendete Detektionsmethode die Anzahl der Atome im $|F=2\rangle$ Niveau bestimmt, wurde das Ensemble zunächst im Zustand $|F=3\rangle$ präpariert.

Im Anschluss an die kohärente Manipulation mit Hilfe der Raman-Laser erfolgt dann der zustandsselektive Nachweis. Hierzu werden die Atome für 1 ms mit zirkular polarisiertem Licht beleuchtet. Dieser Laser ist resonant mit dem Übergang $|F=3\rangle \rightarrow |F'=4\rangle$ und übt auf Atome im Zustand $|F=3\rangle$ die Spontankraft [26] aus, so dass diese in Richtung des Strahls beschleunigt werden. Nach einer Wartezeit von 5 ms haben sich diese Atome so weit vom Zentrum der MOT entfernt, dass sie beim anschließenden Wiedereinschalten der MOT-Laser und des Quadrupolfeldes nicht wieder eingefangen werden.

Die verbliebenen Atome im $|F=2\rangle$ -Zustand werden durch *Wiedereinfang* in der MOT nachgewiesen. 10 ms nach dem Einschalten der MOT-Laser und des Quadrupolfeldes erfolgt die Fluoreszenzdetektion mit Hilfe der CCD-Kamera. Diese Zeit ist ausreichend, um die kalten Atome wieder einzufangen, ist jedoch hinreichend kurz im Vergleich zur Laderate der MOT, so dass fast keine Atome aus dem Hintergrundgas geladen werden. Die Effizienz dieser Detektionsmethode beträgt etwa 90%.

5.1.2 Kompensation des Magnetfeldes

Die beiden Hyperfein-Niveaus $|F=2\rangle$ und $|F=3\rangle$ besitzen jeweils $2F+1$ Zeeman-Unterkontexte, deren Quantenzahl mit m_F bezeichnet wird. In einem Magnetfeld B wird ihre Entartung aufgehoben, so dass der $|F=2\rangle$ -Zustand in fünf, der $|F=3\rangle$ -Zustand in sieben Unterniveaus aufspaltet. Dies ist schematisch in Abbildung 5.1 zu sehen. Die Verschiebung der Zustände kann mit Hilfe der Breit-Rabi-Formel [72] berechnet werden:

$$\Delta E_{F,m_F} = -\frac{\Delta E_{\text{HFS}}}{2(2I+1)} + g_F \mu_B m_F B \pm \frac{\Delta E_{\text{HFS}}}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1} x + x^2} \quad (5.1)$$

mit $x = (g_J - g_I) \mu_B B / \Delta E_{\text{HFS}}$. Hierbei ist $\Delta E_{\text{HFS}}/h \approx 3035$ MHz die HFS-Aufspaltung ohne Magnetfeld, $I = 5/2$ der Kernspin von ^{85}Rb und $\mu_B = 9,274 \times 10^{-24}$ J/T das Bohrsche Magneton. Mit $g_J = 2$ und $g_I = -2,93 \times 10^{-3}$ werden der elektronische bzw. nukleare Landé-Faktor bezeichnet, g_F ist derjenige der Hyperfeinstruktur. Letzterer beträgt $+1/3$ für den Zustand $|F=3\rangle$ und $-1/3$ für

$|F=2\rangle$). Im Fall kleiner Magnetfelder gilt $x \ll 1$ und aus Gleichung 5.1 ergibt sich der lineare Zeeman-Effekt

$$\Delta E_{m_F} = g_F \mu_B m_F B. \quad (5.2)$$

Daraus berechnet man einen Abstand benachbarter Zeeman-Unterstufen von¹

$$\Delta \omega_{m_F \rightarrow m_F \pm 1} = 2\pi \cdot 4,67 \text{ kHz}/\mu\text{T} \times B. \quad (5.3)$$

Der so genannte „Uhrenübergang“ $|F=2, m_F=0\rangle \rightarrow |F=3, m_F=0\rangle$ ist in erster Näherung magnetfeldinsensitiv. Er erfährt jedoch eine Zeeman-Verschiebung zweiter Ordnung. Diese kann ebenfalls mit Hilfe der Breit-Rabi-Formel (Gl. 5.1) berechnet werden:

$$\delta_B = \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B^2}{2\hbar \Delta E_{\text{HFS}}} B^2 \approx 2\pi \cdot 129,40 \text{ mHz}/\mu\text{T}^2 \times B^2. \quad (5.4)$$

Im Prinzip sind bei einer Zwei-Photonen-Anregung Übergänge mit $\Delta m_F = 0, \pm 1, \pm 2$ möglich. Für den Fall kopropagierender, gleichsinnig zirkular polarisierter Raman-Laser, wie er in diesem Experiment realisiert ist, sind die möglichen Übergänge in Abbildung 5.1 eingezeichnet. Ist das Magnetfeld und damit die Quantisierungsachse parallel zur Strahlachse der Laser, so sind beide Strahlen ($\sigma^+ \sigma^+$)- bzw. ($\sigma^- \sigma^-$)-polarisiert. Es ergeben sich insgesamt fünf mögliche Übergänge mit $\Delta m_F = 0$. Diese sind als dominierende Maxima im oberen Teil der Abbildung 5.2 zu sehen. Gezeigt ist ein Raman-Spektrum aufgenommen bei geringem Magnetfeld in y- und z-Richtung (zur Geometrie siehe Abb. 2.2 auf Seite 10), mit einem Strom von 60 mA durch das Spulenpaar in x-Richtung, also parallel zur Strahlachse der Raman-Laser. Zur Analyse der Messung wird der Abstand benachbarter ($\Delta m_F = 0$)-Übergänge gemessen. Für dieses Spektrum beträgt er $\Delta \omega_{1 \rightarrow -1} = (50 \pm 1) \text{ kHz}$, womit man nach Gleichung 5.3 ein Magnetfeld von $5,3(1) \mu\text{T}$ errechnet.

Das in Abbildung 5.2 unten gezeigte Spektrum wurde bei einem Strom von 120 mA durch das Spulenpaar in x-Richtung unter ansonsten gleichen Bedingungen aufgenommen. Bei nahezu kompensierter x-Komponente ist die Magnetfeldrichtung jetzt fast senkrecht zur Strahlachse der Raman-Laser. Die Übergänge mit $\Delta m_F = \pm 1$ in der Mitte zwischen den ($\Delta m_F = 0$)-Übergängen, die im oberen Graphen als schwache Maxima zu sehen waren, dominieren jetzt das Spektrum. Für den Betrag des Magnetfeldes ergibt sich bei dieser Messung ein Wert von $2,93(1) \mu\text{T}$.

Zur Eichung der Kompensationsspulen wurden für jede Raumrichtung Spektren der Zeeman-Unterstufen bei unterschiedlichem Strom durch das jeweilige Spulenpaar aufgenommen. Für den Betrag des Magnetfeldes am Ort der Atome gilt:

$$B = \sqrt{B_i^2 + (B_j^2 + B_k^2)} = \sqrt{[\alpha_i (I_i - I_i^0)]^2 + B_\perp^2}, \quad i, j, k = x, y, z, \quad (5.5)$$

wobei im letzten Schritt angenommen wurde, dass sich die Atome genau in der Mitte des Spulenpaares befinden. Zusammen mit Gleichung 5.2 ergibt sich daraus der Abstand $\Delta \omega_{1 \rightarrow -1}$ der ($\Delta m_F = 0$)-Übergänge:

$$\hbar \Delta \omega_{1 \rightarrow -1} = \frac{2}{3} \mu_B \sqrt{[\alpha_i (I_i - I_i^0)]^2 + B_\perp^2}. \quad (5.6)$$

¹ $1 \mu\text{T} = 10 \text{ mG}$

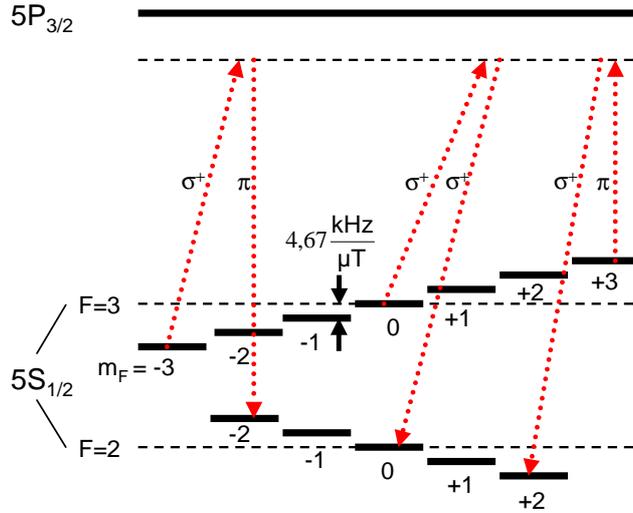


Abbildung 5.1: Zeeman-Aufspaltung der ^{85}Rb -Grundzustände im Magnetfeld. Bei gleicher Polarisation der Raman-Laser können Übergänge mit $\Delta m_F = 0, \pm 1$ induziert werden, abhängig von der Ausrichtung der Magnetfeldachse relativ zur Polarisationsrichtung.

Zeeman splitting of the ^{85}Rb ground states in the presence of a magnetic field. Two Raman lasers with equal polarizations induce $\Delta m_F = 0, \pm 1$ transitions, depending on the direction of the polarization with respect to the magnetic field axis.

Abbildung 5.3 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen in der Reihenfolge, in der die Kompensation stattgefunden hat. Aufgetragen ist jeweils $\Delta\omega_{1 \rightarrow -1}$ in Abhängigkeit des Spulenstroms für alle drei Raumrichtungen, sowie der Fit nach Gleichung 5.6. Hieraus lassen sich sowohl die Proportionalitätsfaktoren α_i als auch die Offsetströme I_i^0 und damit das Umgebungsmagnetfeld bestimmen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Da die z -Achse im Experiment etwa der Nord-Süd-Richtung entspricht, lassen sich die Komponenten des Erdmagnetfeldes am Ort der Atome relativ leicht berechnen [73]. Diese betragen ungefähr $B_{\text{emf}} = (B_x, B_y, B_z) \approx (0, 49, 19) \mu\text{T}$. Das gemessene Umgebungsmagnetfeld weicht sowohl vom Betrag $B = 27(2) \mu\text{T}$, als auch bezüglich seiner Richtung vom Wert des Erdmagnetfeldes ab. Es setzt sich hauptsächlich aus Streufeldern von ferromagnetischen Gegenständen in der Nähe der Glaszelle zusammen. Insbesondere die Ionenpumpe im Abstand von etwa 30 cm von den Atomen besitzt sehr starke Permanentmagnete. Daher ändern sich die Offsetfelder im Laufe der Zeit, besonders bei Veränderungen des Aufbaus. Die in Tabelle 5.1 angegebenen Werte wurden am 11. Mai 2004 gemessen. Zum Vergleich ergab eine ähnliche Messung zwei Monate später leicht andere Offsetströme: $I_{0_x} = 124(1) \text{ mA}$, $I_{0_y} = 141(2) \text{ mA}$, $I_{0_z} = 117(2) \text{ mA}$.

Bei vollständiger Kompensation aller Magnetfelder sollten die Zeeman-Unterzustände entartet und im Spektrum nur noch ein einziges Maximum zu sehen sein.

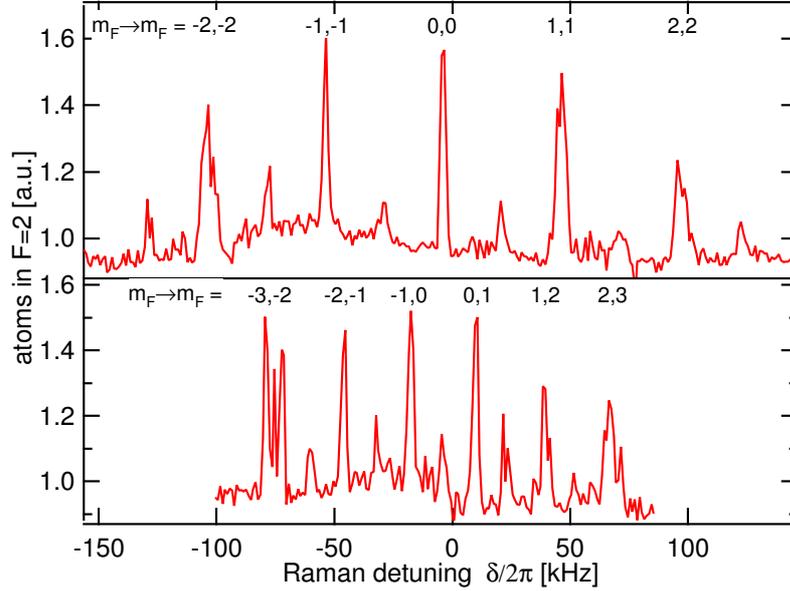


Abbildung 5.2: Raman-Spektren der Zeeman-Unterstufen. Oben: Magnetfeld nahezu parallel zur Strahlachse der Raman-Laser. Unten: Magnetfeldkomponente senkrecht zur Strahlachse dominiert.

Raman spectra of the Zeeman sublevels. Top graph: Magnetic field and axis of the Raman beams are almost parallel. Bottom: Dominant magnetic field component is perpendicular to the beam axis.

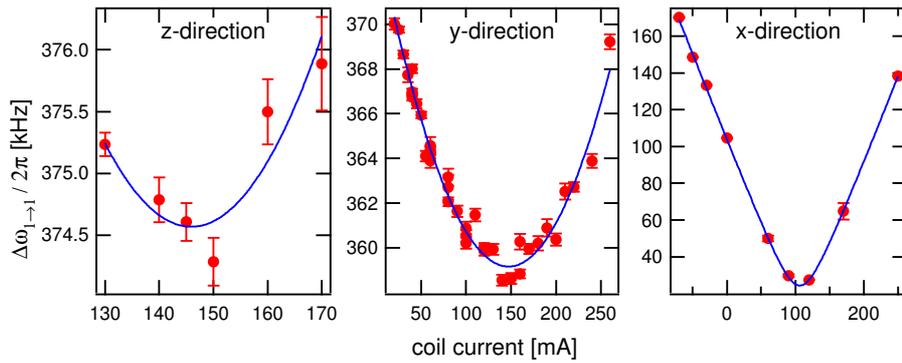


Abbildung 5.3: Zur Kompensation der Umgebungsmagnetfelder wird die Zeeman-Verschiebung des Übergangs $|F=3, m_F=1\rangle \rightarrow |F=2, m_F=1\rangle$ in Abhängigkeit des Stroms durch die Kompensationsspulen gemessen und minimiert. Die durchgezogenen Linien sind Fits nach Gl. 5.6.

The magnetic field dependence of the $|F=3, m_F=1\rangle \rightarrow |F=2, m_F=1\rangle$ transition is used to minimize ambient magnetic fields by adjusting the currents through the compensation coils. Solid lines are fits according to eq. 5.6.

	$\alpha_{\text{fit}} [\mu\text{T}/\text{A}]$	$\alpha_{\text{geom}} [\mu\text{T}/\text{A}]$	$I^0 [\text{mA}]$	$B_0 [\mu\text{T}]$
x	$101,53 \pm 0,07$	103	$106,5 \pm 0,1$	$10,81 \pm 0,01$
y	$76,0 \pm 0,6$	67,5	$147,2 \pm 0,6$	$11,20 \pm 0,09$
z	151 ± 14	142	$145,9 \pm 1,2$	22 ± 2

Tabelle 5.1: Ergebnis der Kompensationsspuleneichung am 11. Mai 2004. Angegeben sind die pro Ampère erzeugten Magnetfelder, die sich aus den Fits in Abb. 5.3 ergeben, die entsprechenden Werte aus einer Berechnung mit Hilfe der geometrischen Abmessungen der Spulen, sowie die gemessenen Offsetströme und die daraus berechneten Umgebungsfelder.

Result of the offset coil calibration on May 11th, 2004. The magnetic field per current derived from the fits in fig. 5.3 and calculated from the coil geometry is given for each coil, together with the measured offset currents and the calculated ambient fields.

Diese vollständige Entartung wird im Experiment nicht erreicht, da bei sehr kleinen Offsetfeldern zeitlich fluktuierende Streufelder (AC-Felder) das Spektrum dominieren. Dies manifestiert sich in einer Vielzahl überlappender Maxima mit variierender Intensität. Aus der Gesamtbreite des Spektrums lässt sich ein Anhaltspunkt für die Amplitude der AC-Streufelder gewinnen. Sie beträgt ungefähr $1 \mu\text{T}$. Als Ursache kommen Fluktuationen der Spulenströme in Frage. Diese müssten hierzu jedoch in der Größenordnung von 10 mA liegen. Wahrscheinlicher erscheinen daher als Quelle die Streufelder von elektrischen Geräten im Labor.

5.2 Kohärenzuntersuchungen an Atomen in der Einzelfalle

Dieser Abschnitt beschreibt Kohärenzuntersuchungen, die an Atomen in einer einzelnen Dipolfalle durchgeführt wurden. Zunächst wird die Frequenz des des Raman-Übergangs, bzw. die Verschiebung derselben gegenüber der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung bestimmt. Im Anschluss daran werden mit Hilfe der Ramsey- und Echo-Spektroskopie Dephasierungs- und Dekohärenzzeiten bestimmt, sowie deren physikalische Ursachen untersucht. Zusammen mit den Messungen, die in Abschnitt 5.3 vorgestellt werden, dienen diese Untersuchungen der Charakterisierung des quantenmechanischen Systems, das zur Implementierung der Qubits verwendet werden soll.

Bei sämtlichen vorgestellten Messungen betrug die Wellenlänge des Titan-Saphir Lasers zur Erzeugung der Falle 815(1) nm und damit die effektive Verstimmung (siehe Gl. 2.6 auf Seite 7) $\Delta_{\text{eff}}/2\pi = 13,04(2)$ THz. Fokussiert auf einen Waist ($1/e^2$ -Radius) von $w_0^{\text{ef}} = 9,7(9)$ μm ergibt sich daraus für die Falltiefe pro Milliwatt $U_0/P = k_B \cdot (6,4 \pm 1.4)$ $\mu\text{K}/\text{mW}$, entsprechend etwa 320 μK bei einer typischen Leistung von 50 mW (siehe Gl. 2.7 auf Seite 7).

5.2.1 Präparation und zustandsselektiver Nachweis

Das Laden der Atome in die Dipolfalle erfolgt wie in Abschnitt 2.3 beschrieben. Für die Kohärenzuntersuchungen wurde der magnetfeldinsensitive Übergang $|F = 3, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m_F = 0\rangle$ verwendet. Da die Atome nach dem Ausschalten der MOT-Laserstrahlen nahezu gleichmäßig auf die magnetischen Unterezustände verteilt sind, erfolgt ein Transfer in den $|m_F = 0\rangle$ -Zustand mittels optischen Pumpens. Hierzu wird zunächst der MOT-Kühlaser abgeschaltet und mit den Kompensationsspulen ein Offsetmagnetfeld von etwa 20 μT parallel zur Strahlachse der Raman-Laser (x-Richtung) angelegt, um die Quantisierungsachse zu definieren. Anschließend werden die Atome für 2 ms von einem Umpumplaser geringer Intensität beleuchtet, dessen Strahlachse senkrecht zur Quantisierungsachse steht. Aufgrund der Auswahlregeln sind Übergänge mit $\Delta F = 0, \Delta m_F = 0$ dipolverboden, so dass der Zustand $|F = 3, m_F = 0\rangle$ kein Licht streut, wenn der Laser π -polarisiert und resonant mit dem Übergang $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ ist. Um zu verhindern, dass die Atome in den $|F = 2\rangle$ Zustand gepumpt werden, bleibt der MOT-Rückpumplaser während des optischen Pumpens eingeschaltet. Mit dieser Methode werden etwa 30% bis 40% der Atome in den gewünschten m_F -Zustand transferiert. Bei späteren Messungen im Dipolfallen-Array wurde festgestellt, dass sich dieser Anteil auf bis zu 50% erhöhen lässt, wenn man ein deutlich größeres Offsetmagnetfeld anlegt. Vermutlich führen Zwei-Photonen-Übergänge durch den Dipolfallenlaser bei kleiner Zeeman-Aufspaltung zu einer Kopplung der m_F -Zustände und limitieren damit die Effizienz des optischen Pumpens.

Der zustandsselektive Nachweis erfolgt ähnlich wie bei der freien Atomwolke. Mit Hilfe eines zusätzlichen Lasers der mit dem Übergang $|F = 3\rangle \rightarrow |F' = 4\rangle$ resonant ist, werden die Atome im $|F = 3\rangle$ -Zustand aus der Dipolfalle entfernt. Dieser Laserstrahl wird dem Dipolfallenstrahl vor der optischen Faser überlagert, durchläuft

also ebenfalls die Faser, den Polarisationsstrahlteiler und die Fokussierungsoptik der Dipolfalle (siehe Abb. 2.2 auf Seite 10). Bedingt durch die Geometrie ist er am Ort der Atome linear polarisiert. Für Atome im $|F = 3\rangle$ -Zustand kompensiert dieser Strahl zum einen das Dipolpotential des Fallenlasers, zum anderen sorgt die Spontankraft dafür, dass diese Atome das Fallenvolumen verlassen. Da der gleiche Laser für Atome im $|F = 2\rangle$ -Zustand eine Verstimmung von $\Delta = -\omega_{\text{HFS}}$ besitzt, erhöht sich für diese kurzzeitig das Fallpotential.

Die Effizienz mit der dieses zustandsselektive Entfernen erfolgt, lässt sich bestimmen, indem man die Atome mit Hilfe von Kühl- bzw. Rückpumpulaser jeweils vollständig in den Zustand $|F = 2\rangle$ bzw. $|F = 3\rangle$ pumpt. Anschließend wird für beide Zustände die Anzahl der Atome nach dem zustandsselektiven Entfernen verglichen mit der Gesamtzahl der gespeicherten Atome. Die so ermittelte Effizienz beträgt etwa 80% und hängt stark von der Dauer des „Rausschießpulses“ ab. Wird diese zu lang gewählt, so werden die Atome im $|F = 2\rangle$ -Zustand aufgeheizt und verlassen die Falle. Bei zu kurzer Dauer reicht der übertragene Impuls nicht aus, um die Atome im $|F = 3\rangle$ -Zustand aus der Dipolfalle zu entfernen. Im Experiment hat sich eine Dauer von $100 \mu\text{s} - 300 \mu\text{s}$ bewährt. Der anschließende Nachweis der in der Falle verbliebenen Atome erfolgt durch resonantes Anblitzen mit den MOT-Laserstrahlen und der Detektion des Fluoreszenzsignals mit der CCD-Kamera.

5.2.2 Spektroskopie des Uhrenübergangs

Raman-Spektroskopie des ($m_F = 0, \Delta m_F = 0$)-Übergangs in der Dipolfalle wurde sowohl im Frequenz- als auch im Zeitbereich durchgeführt. Messungen im Zeitbereich führen zu Rabi-Oszillationen und bilden die Grundlage für die Ramsey- und Echo-Spektroskopie, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden. Messungen im Frequenzbereich ergeben Spektren, anhand derer sich systematische Einflüsse erörtern lassen, die zur Verschiebung des Übergangs führen.

Rabi-Oszillationen

Resonante Einstrahlung der Raman-Laser führt nach Gleichung 4.9 zu einer kohärenten Oszillation der Population zwischen dem Anfangszustand $|e\rangle \equiv |F = 3, m_F = 0\rangle$ und dem Zustand $|g\rangle \equiv |F = 2, m_F = 0\rangle$. Diese *Rabi-Oszillationen* sind in Abbildung 5.4 zu sehen. Die aufgetragenen Messpunkte zeigen die Zahl der Atome, die nach dem zustandsselektiven Entfernen in der Falle verbleiben, in Abhängigkeit von der Länge des eingestrahlten Raman-Pulses. Dieses Signal ist proportional zur Population im Grundzustand $|g\rangle$.

Die Ein-Photon-Verstimmung der Raman-Laser gegenüber dem $5P_{3/2}$ -Niveau (s. Abb. 4.2) betrug bei dieser Messung $\Delta/2\pi = -33,0(5)$ GHz, ihre Intensitäten $I_1 = 5(1)$ mW/cm² und $I_2 = 2,8(6)$ mW/cm². Hieraus berechnet man mit Hilfe von Gleichung 4.34 eine effektive Rabi-Frequenz von $\Omega_{\text{eff}}/2\pi = 3,8(4)$ kHz. Um dies mit dem experimentellen Wert vergleichen zu können, wurde die numerische Lösung der

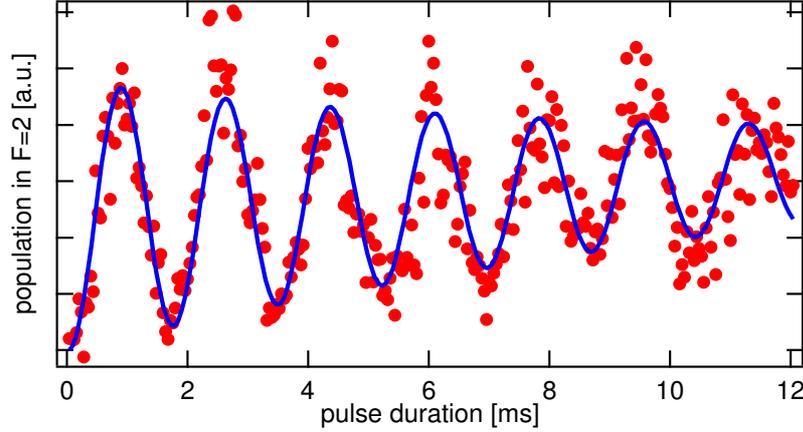


Abbildung 5.4: Rabi-Oszillationen zwischen den Zuständen $|F=3, m_F=0\rangle$ und $|F=2, m_F=0\rangle$, aufgenommen in einer Dipolfalle mit einer Tiefe von $U_0/k_B = 290 \mu\text{K}$. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung an die numerische Lösung der optischen Blochgleichungen mit Dämpfung (Gl. 5.15).

($P = 45 \text{ mW}$, $w_0^{\text{ef}} = 9,7 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{TiSa}} = 815 \text{ nm}$).

Rabi oscillations between the states $|F=3, m_F=0\rangle$ and $|F=2, m_F=0\rangle$, recorded in a dipole trap of depth $U_0/k_B = 290 \mu\text{K}$. The solid line is a fit to the numerical solution of the optical Bloch equations including damping (eq. 5.15).

optischen Blochgleichungen (Gl. 5.15) mit der Randbedingung $\delta = 0$ an die Messdaten angepasst. Die durchgezogene Linie in Abbildung 5.4 zeigt das Ergebnis dieses Fits. Hierbei wurde berücksichtigt, dass durch spontane Streuprozesse die Population im angeregten Zustand mit der Zeit ansteigt, was zu einem linearen Untergrund führt. Ebenfalls wurde berücksichtigt, dass die Amplitude der Rabi-Oszillationen mit der Zeit abnimmt. Da sich bei dieser Messung Dekohärenz- und Dephasierungsprozesse nicht unterscheiden lassen, wurde die Reduktion des Signalkontrastes im Fit durch eine endliche Populations-Zerfallszeit T_1 ohne zusätzliche Dephasierung berücksichtigt ($T_2' = 2T_1$). Auf diese Prozesse, sowie die damit verbundenen Zeitkonstanten wird in Abschnitt 5.2.4 genauer eingegangen.

Aus dem Fit ergibt sich eine Rabi-Frequenz von $\Omega/2\pi = (3,625 \pm 0,007) \text{ kHz}$, der Wert für die Dekohärenzzeit $T_1 = (9,2 \pm 1,2) \text{ ms}$, sowie ein Anstieg der Population im angeregten Zustand mit einer Zeitkonstante $\tau_p = (80 \pm 16) \text{ ms}$, entsprechend einer Rate $\tau_p^{-1} = (12,8 \pm 2,5) \text{ s}^{-1}$. Die Rabi-Frequenz stimmt innerhalb der Fehler mit dem theoretisch berechneten Wert überein. Der lineare Anstieg lässt sich erklären, wenn man annimmt, dass im Mittel jedes zweite Atom in den $|F=3\rangle$ -Zustand transferiert wird, nachdem es ein Photon aus dem Dipolfallenstrahl gestreut hat: Aus den Parametern der Dipolfalle errechnet sich eine spontane Streurrate von $\Gamma_{\text{sp}} = 21(4) \text{ s}^{-1}$. Ein Einfluss der Raman-Laserfelder kann in diesem Zusammenhang vernachlässigt werden. Bei einer Verstimmung von 5500 Linienbreiten und einer Intensität in der Größenordnung der Sättigungsintensität beträgt sie weniger als $0,4 \text{ s}^{-1}$. Die vermeintlich geringe Kohärenzzeit lässt sich aus dieser Messung allein nicht erklären. Hierzu wurden detaillierte Untersuchungen gemacht, die in den Abschnitten 5.2.3 und 5.2.5 vorgestellt werden.

Raman-Spektrum

Der maximale kohärente Populationstransfer wird erreicht, wenn ein resonanter Puls der Länge $\tau = \pi/\Omega_{\text{eff}}$ eingestrahlt wird. Variiert man für einen solchen π -Puls die Frequenz, so erhält man ein Spektrum wie es in Abbildung 5.5 zu sehen ist. Die Parameter der Einzel-Dipolfalle, sowie der Raman-Laser entsprechen bei dieser Messung denjenigen der im vorigen Abschnitt gezeigten Messung im Zeitbereich. Die Pulsdauer beträgt $\tau = 900 \mu\text{s}$. Aus Gleichung 4.9 zusammen mit Gleichung 4.5 folgt für die Population im Grundzustand:

$$P_2(\delta) = \frac{1-w}{2} = A \cdot \left[\frac{\sin(x)}{x} \right]^2 \quad \text{mit} \quad x = (\delta - \delta_{\text{At}}) \cdot \frac{\tau}{2}, \quad (5.7)$$

was der Fourier-Transformierten des Rechteckpulses entspricht. Dabei ist $\delta_{\text{At}} \equiv \omega_{\text{At}} - \omega_{\text{HFS}}$ die Verschiebung der atomaren Resonanzfrequenz gegenüber der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung. Hierbei ist zu beachten, dass sich die Population bei der Messung zu Beginn im angeregten Zustand befindet, was zu einem Vorzeichenwechsel in Gl. 4.9 führt. Einen entsprechenden Fit an die Messdaten zeigt die durchgezogene Linie in Abbildung 5.5. Aus diesem ergeben sich die Werte für den maximalen Populationstransfer $A = (32,7 \pm 1,7)\%$ und die Pulsdauer $\tau = (908 \pm 49) \mu\text{s}$, welche mit der tatsächlichen Pulsdauer von $900 \mu\text{s}$ übereinstimmt. Dies zeigt, dass die Breite des Spektrums wie erwartet durch die Länge des Raman-Pulses limitiert ist.

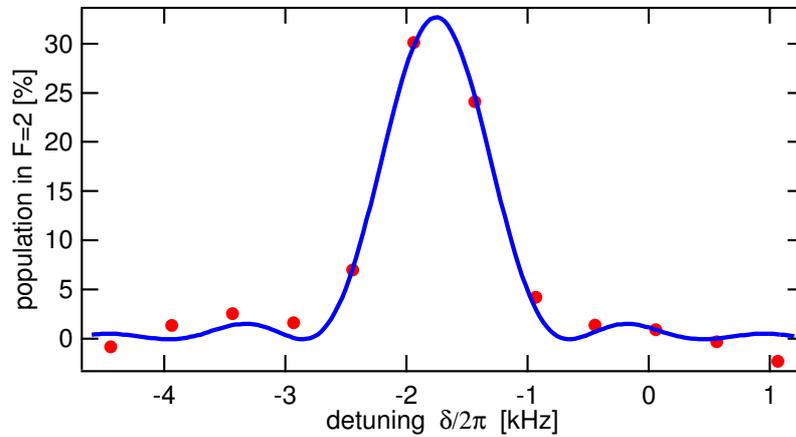


Abbildung 5.5: Spektrum eines Fourier-limitierten Rechteckpulses von $900 \mu\text{s}$ Dauer, sowie Fit nach Gl. 5.7. Der Nullpunkt der Frequenzachse entspricht dem Literaturwert [63] der HFS-Aufspaltung von $\omega_{\text{HFS}} = 2\pi \cdot 3\,035\,732\,439(5) \text{ Hz}$. Das Spektrum ist eine Mittelung von vier Einzelmessungen.

($P = 50 \text{ mW}$, $w_0^{\text{ef}} = 9,7 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{TisA}} = 815 \text{ nm}$, $U_0/k_B = 320 \mu\text{K}$).

Spectrum of a fourier limited square pulse of $900 \mu\text{s}$ duration. The fit is according to eq. 5.7. Zero detuning corresponds to the literature value [63] for the HFS splitting of $\omega_{\text{HFS}} = 2\pi \cdot 3\,035\,732\,439(5) \text{ Hz}$. The spectrum is the average of four individual measurements.

Für die Verschiebung gegenüber der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung ergibt der Fit den Wert $\delta_{\text{At}}/2\pi = (-1,754 \pm 0,024)$ kHz. Hierbei wurde für die unverschobene HFS-Aufspaltung der Wert $\omega_{\text{HFS}} = 2\pi \cdot 3\,035\,732\,439(5)$ Hz aus der Veröffentlichung von S. Penselin und Mitarbeitern [63] angesetzt. Die gemessene Verschiebung setzt sich aus mehreren Beiträgen zusammen, die in der folgenden Tabelle aufgelistet sind:

differentielle AC-Stark-Versch. der Dipolfalle	$\delta_0/2\pi$	-1540 ± 340 Hz
AC-Stark-Verschiebung der Raman-Laser	$\delta_{\text{AC}}/2\pi$	-180 ± 160 Hz
quadratische Zeeman-Verschiebung	$\delta_{\text{B}}/2\pi$	$+50 \pm 5$ Hz
Frequenzunsicherheit der Raman-Laser	$\delta_{\text{LO}}/2\pi$	0 ± 30 Hz
dichteabhängige Verschiebung	$\delta_{\text{n}}/2\pi$	$+6 \pm -$ Hz
Summe	$\delta_{\text{sum}}/2\pi$	-1660 ± 380 Hz

Tabelle 5.2: Einzelbeiträge der Verschiebung des Raman-Übergangs relativ zur Frequenz der HFS-Aufspaltung. Die angegebenen Werte wurden für die in Abb. 5.5 gezeigte Messung berechnet.

Individual contributions to the overall shift of the Raman transition with respect to the frequency of the HFS splitting. Values are calculated for the measurement shown in fig. 5.5.

Die *differentielle dynamische (AC-)Stark-Verschiebung* durch die Dipolfalle resultiert aus der Tatsache, dass die Niveauverschiebung durch den Fallenlaser für die beiden HFS-Niveaus $F=2$ und $F=3$ leicht unterschiedlich ist. Dieser Umstand und die daraus resultierenden Effekte sind Gegenstand des nächsten Abschnitts. Die Berechnung der *AC-Stark-Verschiebung der Raman-Laser* erfolgte nach Gleichung 4.38. Dadurch dass dieser Wert aus der Differenz zweier fehlerbehafteter Größen gebildet wird, ist er mit einer sehr großer Unsicherheit behaftet. Die angegebene *quadratische Zeeman-Verschiebung* ergibt sich aus Gleichung 5.4 für ein Offsetfeld von $20 \mu\text{T}$, die *Frequenzunsicherheit der Raman-Laser* resultiert aus der Genauigkeit des Rubidium Frequenznormal, das als Referenz für die elektronische Stabilisierung der Laser dient (siehe Seite 30). Ursache für die *dichteabhängige Verschiebung* sind Stöße der Atome in der Falle. Im Rahmen einer „Mean-Field-Theorie“ können diese als effektives dichteabhängiges Potential aufgefasst werden. Hierauf wird in Kapitel 5.3 genauer eingegangen. Dem in der Tabelle angegebenen Wert liegt neben den Daten der Dipolfalle (Waist $9,7 \mu\text{m}$, Wellenlänge 815 nm , Leistung 50 mW , Tiefe $320 \mu\text{K}$) die Abschätzung zugrunde, dass sich in der Falle etwa 500 Atome bei einer Temperatur von ungefähr $13 \mu\text{K}$ befanden. Hieraus ergibt sich mit Hilfe von Gleichung 5.50 eine Dichte von $200 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ und damit nach Gleichung 5.49 die angegebene Verschiebung. Da diese unterhalb der Auflösungsgrenze dieser Messung liegt, und die angenommene Dichte aufgrund der Unsicherheit bei der Teilchenzahl-Bestimmung (siehe Kap. 2.4) nur eine Abschätzung der Größenordnung ist, wurde auf eine Fehlerrechnung verzichtet. Für die Summe aller Verschiebungen erhält man $\delta_{\text{sum}}/2\pi = -1,7(4)$ kHz in Übereinstimmung mit dem Messwert $\delta_{\text{At}}/2\pi = -1,75(2)$ kHz.

5.2.3 Ramsey-Spektroskopie

Für eine präzisere Bestimmung der Frequenz der Raman-Resonanz ist es zum einen nötig, die Messzeit und damit die Frequenzauflösung zu erhöhen, zum anderen möchte man die Wechselwirkung mit den Raman-Lasern und die damit verbundenen systematischen Abweichungen δ_{AC} minimieren. Eine Methode, die diese beiden Forderungen erfüllt, wurde 1950 von N.F. Ramsey entwickelt [74]. Das Prinzip der Ramsey-Spektroskopie, welches in Abbildung 5.6 anhand des Blochvektor-Modells veranschaulicht ist, besteht darin, den π -Puls in zwei $\pi/2$ -Pulse aufzuteilen, zwischen denen eine Phase freier Präzession liegt.

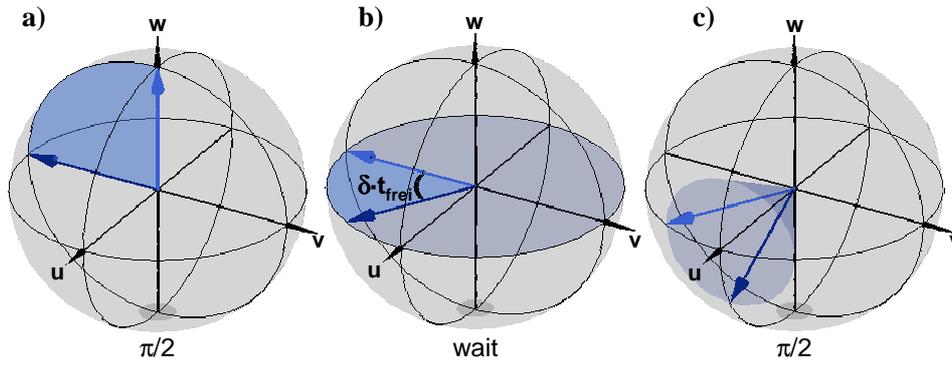


Abbildung 5.6: Ramsey-Spektroskopie: (a) Der erste $\pi/2$ -Puls präpariert aus dem Zustand $|e\rangle$ die kohärente Superposition $\frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle - i|g\rangle)$. (b) Während der Wartezeit t_{frei} präzediert der Blochvektor um die w -Achse. (c) Der zweite $\pi/2$ -Puls entspricht einer 90° -Drehung um die u -Achse. Anschließend wird die w -Komponente des Blochvektors gemessen.

Ramsey spectroscopy: (a) The first $\pi/2$ -pulse transforms the state $|g\rangle$ into the superposition state $\frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle - i|g\rangle)$. (b) During the waiting time t_{frei} , the Bloch vector rotates around the w -axis. (c) The second $\pi/2$ -pulse corresponds to a 90° -rotation around the u -axis. Finally, the w -component of the Bloch vector is measured.

Die Atome werden, wie in den vorangegangenen Experimenten, im Zustand $|e\rangle \equiv |F=3, m_F=0\rangle$ präpariert. Der erste $\pi/2$ -Puls überführt diesen in einen kohärenten Superpositionszustand (Abb. 5.6a). Danach werden die Raman-Laser für eine Zeitdauer t_{frei} abgeschaltet. Während dieser Zeit dreht sich der Blochvektor mit der Kreisfrequenz δ um die w -Achse, wobei $\delta = \omega_{\text{At}} - \omega_{\text{RL}}$ die Verstimmung zwischen der atomaren Resonanzfrequenz und der eingestellten Frequenzdifferenz der Raman-Laser ist (Abb. 5.6b). Da für den $\pi/2$ -Puls idealerweise die Resonanzbedingung aus Gleichung 4.37 erfüllt ist, beträgt diese ungefähr $\delta \approx \delta^{\text{AC}}$. Der zweite $\pi/2$ -Puls führt nun zu einer 90° -Rotation des Blochvektors um die u -Achse, dreht diesen also zurück in die uw -Ebene (Abb. 5.6c). Seine w -Komponente hängt vom Drehwinkel $\phi = \delta t_{\text{frei}}$ während der Wartezeit ab. Für $t_{\text{frei}} = 0$ werden die Atome durch die Pulsfolge in den Zustand $|g\rangle$ überführt: Dieser Fall entspricht einem π -Puls. Im Fall von $\phi = \pi/2$ sind die Wahrscheinlichkeiten, die Atome bei der anschließenden Messung im Zustand $|g\rangle$ oder im Zustand $|e\rangle$ zu finden, gleich. Bei $\phi = \pi$ wird der Blochvektor

durch die Pulsfolge in den Ausgangszustand zurückgedreht. Insgesamt erhält man ein zeitabhängiges Signal, welches mit der Kreisfrequenz δ oszilliert:

$$S(t) \propto P_2(t) = \frac{1-w}{2} = \frac{1}{2}(1 + \cos \delta t) \quad (5.8)$$

Die Frequenzauflösung die mit einer solchen Messung erzielt wird, lässt sich durch Verlängern der Wartezeit erhöhen. Gleichzeitig ist sichergestellt, dass dynamische Stark-Verschiebungen durch die Raman-Laser keinen Einfluss auf das Messergebnis haben, da diese während der relevanten Zeitperiode nicht mit den Atomen wechselwirken.

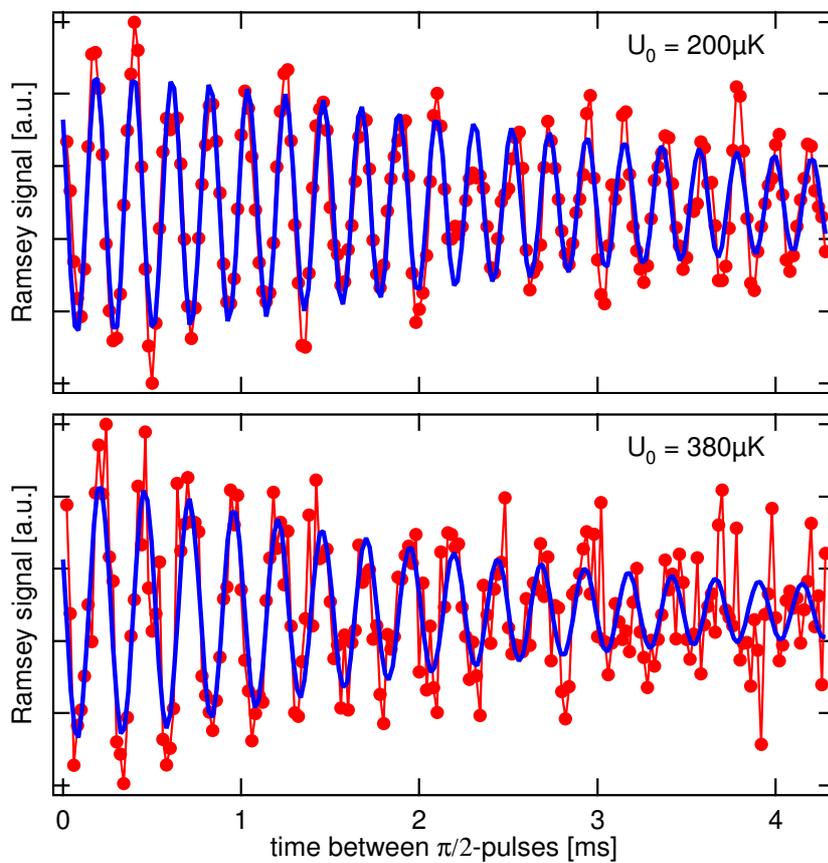


Abbildung 5.7: Ramsey-Oszillationen für zwei unterschiedliche Fallentiefen (oben: $U_0 = 200 \mu\text{K}$, unten: $U_0 = 380 \mu\text{K}$). Für jeden Messpunkt wurde die Wartezeit zwischen den $\pi/2$ -Pulsen variiert und die Anzahl der Atome im $|F=2\rangle$ -Zustand bestimmt. Durchgezogene Linien sind Fits nach Gl. 5.26.

($w_0^{\text{ef}} = 9,7 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{TiSa}} = 815 \text{ nm}$, $P = 30 \text{ mW}$ (top), 60 mW (bottom)).

Ramsey fringes for two different trap depths (top: $U_0 = 200 \mu\text{K}$, bottom: $U_0 = 380 \mu\text{K}$). For each data point, the number of atoms in $|F=2\rangle$ is determined after applying two $\pi/2$ -pulses with different time delay in between. Solid lines are fit according to eq. 5.26.

Abbildung 5.7 zeigt das Ergebnis zweier solcher Ramsey-Messungen, aufgenommen bei zwei unterschiedlichen Fallentiefen. Die beiden dargestellten Graphen bestehen aus jeweils etwa 220 Messpunkten, die sich aus je einem Experimentdurchlauf ergeben. Da ein solcher Durchlauf ungefähr drei bis vier Sekunden dauert, beträgt die Gesamtzeit für eine Messung mehr als zwölf Minuten. Während dieser Zeit sind Teilchenzahl-Schwankungen in der Dipolfalle nicht zu vermeiden. Da die Detektionsmethode ein Signal liefert, welches proportional zur Gesamtzahl der Atome im Zustand $|F=2\rangle$ ist, dominieren diese Schwankungen besonders bei schwachem Signalkontrast das Messsignal. Daher wurde dieses folgendermaßen aufbereitet: Durch Mittelung der Messpunkte über jeweils zwei Oszillationsperioden wurde ein Untergrundsignal errechnet, welches von dem gemessenen Signal abgezogen wurde.

Das auffälligste Merkmal der Messungen ist die zeitliche Abnahme des Signal- kontrastes. Sie resultiert hauptsächlich aus der Dephasierung aufgrund der endlichen Temperatur der Atome und ist Gegenstand des nächsten Abschnitts. Die beiden Graphen unterscheiden sich außerdem in der Oszillationsfrequenz. Diese ist gemäß Gleichung 5.8 gleich der Differenz zwischen der atomaren Resonanzfrequenz und der Differenzfrequenz der Raman-Laser: $\delta = \omega_{\text{At}} - \omega_{\text{RL}}$. Erstere ergibt sich aus der HFS-Aufspaltung plus der Summe aus differentieller AC-Stark-Verschiebung, quadratischer Zeeman-Verschiebung und dichteabhängiger Verschiebung: $\omega_{\text{At}} = \omega_{\text{HFS}} + \delta_{\text{At}}$. Letztere lässt sich direkt aus der Summe der beiden Lokaloszillator-Frequenzen des Raman-Laser-Systems bestimmen. Insgesamt erhält man also aus den Ramsey-Messungen die Verschiebung δ_{At} der atomaren Resonanz in der Dipolfalle: $\delta_{\text{At}} = \delta + \omega_{\text{RL}} - \omega_{\text{HFS}}$.

In Abbildung 5.8 ist das Ergebnis für insgesamt sieben Ramsey-Messungen zu sehen, die an unterschiedlichen Tagen bei verschiedenen Fallentiefen aufgenommen wurden. Der Fallen-Laserstrahl war bei allen Messungen auf einen Waist von $9,7 \mu\text{m}$ fokussiert. Die Fallentiefe ergibt sich damit aus der Laserleistung mit Hilfe von Gleichungen 2.4 und 2.7. Letztere wurde vor der Fokussierungsoptik gemessen. Der relative Fehler bei der Bestimmung der Fallentiefen wurde auf 10% abgeschätzt, resultierend aus den Unsicherheiten für Waist und Laserleistung.

Differentielle dynamische Stark-Verschiebung

Ebenfalls in der Abbildung 5.8 ist die theoretisch zu erwartende Verschiebung als durchgezogene Linie zu sehen. Sie setzt sich prinzipiell aus den Beiträgen zusammen, die in Tabelle 5.2 auf Seite 57 angegeben sind. Die quadratische Zeeman-Verschiebung und die Frequenzunsicherheit der Raman-Laser sind unabhängig von der Tiefe der Dipolfalle, ebenso wie die AC-Stark-Verschiebung durch die Raman-Laser, die bei der Ramsey-Messung ohnehin nicht auftritt. Der Hauptbeitrag zur Gesamtverschiebung ist die differentielle AC-Stark-Verschiebung durch den Dipolfallenlaser. Die dynamische Stark-Verschiebung des Grundzustands durch die Falle beträgt gemäß Gleichung 2.2:

$$\Delta E(\Delta) = U_{\text{dip}} = \frac{\hbar\Gamma^2}{8I_0} \cdot \frac{I_{\text{max}}}{\Delta}. \quad (5.9)$$

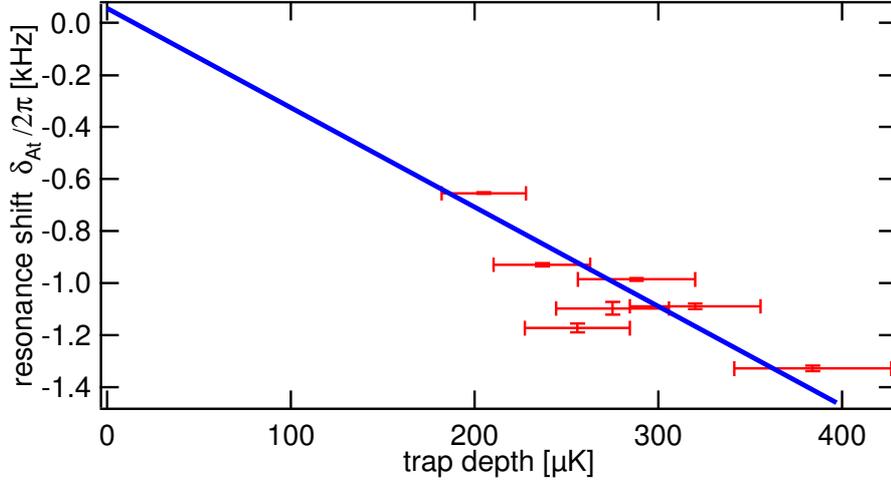


Abbildung 5.8: Verschiebung der atomaren Resonanzfrequenz in einer Einzel-Dipolfalle, ermittelt aus Ramsey-Messungen bei unterschiedlicher Falltiefe. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus den berechneten Werten für die quadratische Zeeman-Verschiebung und die differentielle AC-Stark-Verschiebung. ($w_0^{\text{ef}} = 9,7 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{TiSa}} = 815 \text{ nm}$, $P = 30 \dots 60 \text{ mW}$).

Shift of the atomic resonance frequency in a single dipole trap determined from Ramsey measurements recorded at different trap depths. The solid line is calculated from the values of the quadratic Zeeman shift and the differential AC-Stark shift.

Die Verstimmung Δ ist für den Zustand $|F=2\rangle$ etwas größer als für den Zustand $|F=3\rangle$. Sie unterscheidet sich genau um den Betrag der Hyperfeinstruktur-Aufspaltung. Daraus resultiert eine größere Energieverschiebung des $F=3$ -Niveaus, was insgesamt zu einer Verschiebung der atomaren Resonanz zu kleineren Frequenzen führt. Diese differentielle dynamische Stark-Verschiebung beträgt im Minimum der Falle

$$\hbar\delta_0 = \Delta E(\Delta_{\text{eff}} + \omega_{\text{HFS}}) - \Delta E(\Delta_{\text{eff}}), \quad (5.10)$$

wobei Δ_{eff} die effektive Verstimmung des Dipolfallenlasers gemäß Gleichung 2.6 und ω_{HFS} die Frequenz der HFS-Aufspaltung bezeichnet. Im Allgemeinen gilt $\omega_{\text{HFS}} \ll \Delta_{\text{eff}}$, so dass man den Ausdruck für δ_0 aus Gl. 5.10 sehr gut durch die folgende Näherung berechnen kann:

$$\hbar\delta_0 = \frac{\omega_{\text{HFS}}}{\Delta_{\text{eff}}} U_0. \quad (5.11)$$

Die differentielle AC-Stark-Verschiebung ist also proportional zur Falltiefe. Bei einer Wellenlänge des Fallenlasers von 815 nm beträgt die effektive Verstimmung in Einheiten der Linienbreite $\Delta_{\text{eff}} = -2,18 \times 10^6 \Gamma$. Zusammen mit $\omega_{\text{HFS}} = 5,08 \times 10^2 \Gamma$ erhält man für den Proportionalitätsfaktor $\omega_{\text{HFS}}/\Delta_{\text{eff}} = -2,33 \times 10^{-4}$. Atome die im Minimum einer Falle mit einer Tiefe von beispielsweise $U_0/k_B = 100 \mu\text{K}$ gefangen sind, erfahren somit eine differentielle AC-Stark-Verschiebung von $\delta_0/2\pi = -485 \text{ Hz}$.

Die dichteabhängige Verschiebung ist im Prinzip ebenfalls eine Funktion der Fallentiefe, da sowohl die Anzahl der gefangenen Atome als auch die Fallenfrequenzen und somit das Fallenvolumen von der Tiefe abhängen. Da diese jedoch betragsmäßig sehr klein ist, wurde sie bei der Berechnung der zu erwartenden Gesamtverschiebung nicht berücksichtigt. Somit ergibt sich die Steigung der Geraden in Abbildung 5.8 alleine aus der differentiellen AC-Stark-Verschiebung. Ihr y-Achsen-Abschnitt entspricht der Verschiebung der Resonanz ohne Einfluss der Dipolfalle. Für diese wurde der Wert der quadratischen Zeeman-Verschiebung von $\delta_B/2\pi = +50$ Hz angenommen. Im Rahmen der Messfehler befinden sich die Messwerte im Einklang mit der Theorie.

Diese Übereinstimmung zeigt zunächst, dass die Kontrolle der experimentellen Parameter hinreichend gut ist, um quantitative Vorhersagen über das Verhalten der gefangenen Atome zu ermöglichen. Des Weiteren ist insbesondere die Übereinstimmung der theoretisch berechneten differentiellen AC-Stark-Verschiebung mit den gemessenen Daten von Bedeutung im Hinblick auf die Messungen an Atomen im Dipolfallenarray, die in Kapitel 5.3 vorgestellt werden. Bei diesen wird sich zeigen, dass die Variation der atomaren Resonanzfrequenz mit der Fallentiefe erheblich von den erwarteten Werten abweicht.

5.2.4 Dephasierung und Dekohärenz

Um die Ursachen für die beobachtete Reduktion des Signalkontrastes bei den Ramsey-Messungen zu verstehen (siehe Abb. 5.7) muss man sich zunächst verdeutlichen, dass es sich hierbei um Messungen an einem thermischen Ensemble von Atomen und nicht an einem einzelnen Teilchen handelt. Das Ramsey-Signal ist ein Maß für die makroskopische Polarisation des Ensembles, d.h. der Summe aller Einzelspins.² Solange die zeitliche Entwicklung kohärent und für alle Atome gleich ist, gelten die Aussagen aus Kapitel 4 ohne Einschränkung. Der Blochvektor des Gesamtsystems ist die Summe der Blochvektoren der einzelnen Atome. Für ein abgeschlossenes System ist diese Zeitentwicklung unitär und somit reversibel: Es geht keine Information verloren.

Inhomogene Dephasierung liegt vor, wenn die Phasenentwicklungen der einzelnen Atome im Ensemble unterschiedlich sind. Sie ist die Hauptursache für die Dämpfung der Signalamplituden bei den Ramsey-Messungen die in Abschnitt 5.2.3 vorgestellt wurden. Während der Phase der freien Evolution (Abb. 5.6b) präzedieren die Blochvektoren der einzelnen Atome des Ensembles mit unterschiedlichen Winkelgeschwindigkeiten und laufen mit der Zeit auseinander. Diesen Vorgang zeigt Abbildung 5.9. Der Verlust der Kohärenz aufgrund von inhomogener Dephasierung kann mit Hilfe der Spinecho-Technik rückgängig gemacht werden. Dies ist Gegenstand von Abschnitt 5.2.5. Am Ende dieses Abschnitts erfolgt zunächst die Erweiterung der optischen Blochgleichungen (Gln. 4.6) für den Fall endlicher Dekohärenz- und Dephasierungs-Zeitkonstanten, sowie eine Analyse der Folge der inhomogenen

² Die Bezeichnung „Spin“ wird gerechtfertigt durch die Tatsache, dass die Beschreibung eines beliebigen quantenmechanischen 2-Niveau-Systems äquivalent zu der eines Spin-1/2-Teilchens ist [75], die in Kap. 4 behandelt wurde.

Dephasierung aufgrund der endlichen Temperatur des Ensembles. Letztere folgt den Ausführungen in [53] und wird hier wegen ihrer Bedeutung für diese Arbeit vollständig wiedergegeben.

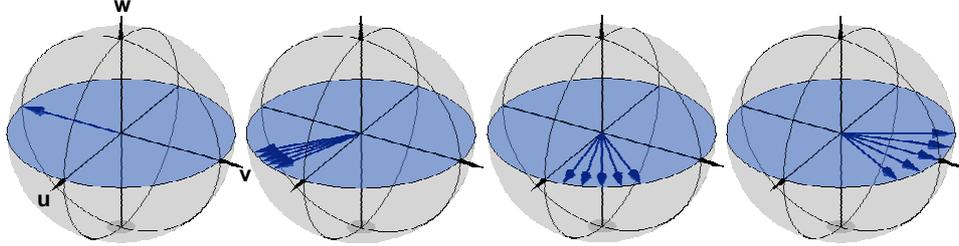


Abbildung 5.9: Inhomogene Dephasierung. Die Blochvektoren der Atome des Ensembles präzedieren mit unterschiedlichen Winkelgeschwindigkeiten.

Inhomogeneous dephasing. The Bloch vectors of the individual atoms in the ensemble precess with different angular velocities.

Homogene Dephasierung tritt dann auf, wenn eine externe Störung die Phasenentwicklung aller Atome des Ensembles gleichermaßen betrifft. Beispielsweise führen Schwankungen des Magnetfeldes zu einer Änderung der Zeeman-Verschiebung und damit zu Fluktuationen von ω_{At} . Ebenso haben Schwankungen der Fallenlaser-Intensität eine zeitlich variable differentielle AC-Stark-Verschiebung zur Folge. Da die Zeitentwicklung der atomaren Wellenfunktionen weiterhin unitär ist, ist die homogene Dephasierung im Prinzip reversibel. Dies setzt jedoch die Kenntnis der ursächlichen Störung voraus, die im Allgemeinen nicht gegeben ist. Im Zusammenhang mit der Quanteninformationsverarbeitung existiert eine Methode, die Auswirkungen der homogenen Dephasierung zu kompensieren [76, 77]. Hierzu verwendet man als Qubit-Zustände Vektoren eines so genannten dekohärenzfreien Unterraums („Decoherence Free Subspace“, DFS). Streng genommen ist dieser Begriff irreführend, da die entsprechenden Zustände frei von Dephasierung, nicht jedoch von Dekohärenz sind. Die betrachtete Störung der (atomaren) Zustände werde durch die unitäre Transformation U_{deph} beschrieben. Der „dekohärenzfreie“ Unterraum besteht dann aus den Eigenvektoren zu U_{deph} mit dem Eigenwert 1. Die praktische Realisierung kann man anhand eines Beispiels erläutern: Hierzu betrachte man ein Zwei-Niveau-System mit den Basiszuständen $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$, welche z.B. zwei Zeeman-Untersubzustände eines Atoms sein können. Eine externe Störung (im Beispiel: Fluktuation des Magnetfeldes) führt zu Dephasierung:

$$\begin{aligned} |\uparrow\rangle &\xrightarrow{U_{\text{deph}}} e^{+i\delta} |\uparrow\rangle \\ |\downarrow\rangle &\longrightarrow e^{-i\delta} |\downarrow\rangle \end{aligned} \quad (5.12)$$

Da sich in einem zweidimensionalen Hilbertraum bei geeigneter Wahl der Basiszustände jede beliebige unitäre Transformation in Form einer Drehung darstellen lässt, ist dieses Ergebnis unabhängig von der physikalischen Ursache der Dephasierung. Verwendet man eben diese Zustände zur Kodierung der logischen Qubit-Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$, so führt die externe Störung zu Phasenfehlern. Statt ein Qubit mit Hilfe von einem Atom zu kodieren, kann man dies jedoch auch in der folgenden

Weise mit Hilfe von zwei Atomen tun:

$$\begin{aligned} |0\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle) \\ |1\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|\downarrow\uparrow\rangle - |\uparrow\downarrow\rangle), \end{aligned} \quad (5.13)$$

wobei für die Bezeichnung der Zwei-Atom-Zustände die Notation $|ab\rangle \equiv |a\rangle_1|b\rangle_2$ verwendet wurde. Da die homogene Dephasierung sich auf die beiden Atome gleich auswirkt, lässt sie eine beliebige Superposition der Qubit-Zustände $|0\rangle$ und $|1\rangle$ offensichtlich invariant. Man beachte, dass es sich bei den so definierten Qubit-Zuständen um *verschränkte Zustände* handelt, was in diesem Zusammenhang eine notwendige Voraussetzung ist. Per Definition lässt sich ein nicht-verschränkter Vielteilchen-Zustand als Summe von Einteilchen-Zuständen schreiben. Diese kann jedoch nicht Element des DFS sein:

$$|\psi\rangle = \sum_{i=1}^N a_i |\downarrow\rangle_i + b_i |\uparrow\rangle_i \xrightarrow{U_{\text{deph}}} \sum_{i=1}^N a_i e^{-i\delta} |\downarrow\rangle_i + b_i e^{+i\delta} |\uparrow\rangle_i \neq |\psi\rangle. \quad (5.14)$$

Implementierungen der Kodierung in „dekohärenzfreien“ Unterräumen wurden bereits erfolgreich im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung mit gefangenen Ionen [78] und derjenigen auf der Basis von Kernspin-Resonanz [79] umgesetzt.

Dekohärenz ist eine Folge der Kopplung des quantenmechanischen Systems an seine Umgebung. Man versteht darunter die (irreversible) Entwicklung von einem reinen Zustand $|\psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle$ in ein statistisches Gemisch, beschrieben durch die Dichtematrix $\rho = |a|^2|0\rangle\langle 0| + |b|^2|1\rangle\langle 1|$. Mögliche Ursachen für Dekohärenz in dem hier betrachteten System sind die spontane Streuung von Photonen des Fallenlasers, aber auch inelastische Stöße zwischen den gefangenen Atomen bzw. mit dem Hintergrundgas. Dekohärenz führt zu einer Verkürzung des Blochvektors des Ensembles, da ein Atom welches einem Dekohärenzprozess unterlegen ist, keinen Anteil mehr an der kohärenten Zeitentwicklung des Gesamtsystems hat.

Optische Blochgleichungen mit Dämpfung

Die in Kapitel 4.1 eingeführten optischen Blochgleichungen (Gln. 4.6) beinhalten weder Dephasierung noch Dekohärenz. Diese lassen sich jedoch phänomenologisch als Dämpfungsterme einführen [66]. Die modifizierten Gleichungen lauten dann

$$\dot{u} = -\delta \cdot v - \frac{u}{T_2} \quad (5.15a)$$

$$\dot{v} = \delta \cdot u - \Omega_{eg} \cdot w - \frac{v}{T_2} \quad (5.15b)$$

$$\dot{w} = \Omega_{eg} \cdot v - \frac{w - w_{\text{eq}}}{T_1}. \quad (5.15c)$$

Hierbei wurde die in der Kernspinresonanz übliche Notation verwendet. T_1 wird dort als longitudinale Relaxationszeit oder auch Populations-Zerfallszeit bezeichnet und

beschreibt die Zeitkonstante mit der die Inversion w des Systems ihrem Gleichgewichtswert w_{eq} entgegenstrebt. Die transversale Relaxationszeit T_2 beschreibt den Zerfall der Polarisation des Systems. Im Falle eines Ensembles setzt sich die zugehörige Zerfallsrate $1/T_2$ aus einem homogenen- und einem inhomogenen Anteil zusammen, die üblicherweise mit $1/T_2'$ (homogen) respektive $1/T_2^*$ (inhomogen) bezeichnet werden:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{T_2^*}. \quad (5.16)$$

Der homogene Zerfall betrifft alle Atome in gleicher Weise, inhomogener Zerfall entsteht dann, wenn verschiedene Atome innerhalb des Ensembles unterschiedliche Resonanzfrequenzen besitzen. In Abwesenheit von Effekten die nur die Polarisation vermindern, zerfällt diese aufgrund der Relaxation der Population und es gilt $T_2' = 2T_1$. Der Faktor 2 hängt damit zusammen, dass die Population und ihre Zerfallsrate mit der Energie des Systems verknüpft sind, wohingegen es sich bei der Polarisation um eine Feldstärke handelt. Den Zusammenhang zwischen den Zerfallszeiten und den zugrunde liegenden physikalischen Ursachen fasst Tabelle 5.3 zusammen.

Name	Symbol	dominante Effekte
Populations-Zerfallszeit = longit. Relaxationszeit = Dekohärenzzeit <i>irreversibel</i>	T_1	Übergänge zwischen den HFS-Zuständen (Spontane Streuung von Photonen, Stöße)
homogene Dephasierungszeit <i>im Prinzip reversibel</i>	T_2'	Variation der atomaren Resonanzfrequenz (Intensitätsfluktuationen des Fallenlasers, Magnetfeldfluktuationen)
inhomog. Dephasierungszeit <i>reversibel</i>	T_2^*	Unterschiedliche Resonanzfrequenzen innerhalb des Ensembles (Variation der AC-Stark-Verschiebung durch thermische Energieverteilung)
transversale Relaxationszeit	T_2	$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{T_2^*}$

Tabelle 5.3: Physikalische Ursachen von Dekohärenz und Dephasierung.
Physical effects causing decoherence and dephasing.

Inhomogene Dephasierung aufgrund endlicher Temperatur

Die Berechnung der differentiellen AC-Stark-Verschiebung in Abschnitt 5.2.3 (Gl. 5.11) gilt für Atome, die sich im Minimum des Fallenpotentials befinden, d.h. für Atome bei $T = 0$. Da die Atome jedoch eine endliche Temperatur haben, erfahren sie im zeitlichen Mittel eine kleinere Energieverschiebung, die von ihrer Gesamtenergie $E = E_{\text{kin}} + U$, also der Summe aus kinetischer- und potentieller Energie

abhängt. Für die Energieverteilung der Atome in der Dipolfalle gilt im thermodynamischen Gleichgewicht die dreidimensionale Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit der Wahrscheinlichkeitsdichte

$$p(E) = \frac{2\sqrt{E}}{(k_B T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right). \quad (5.17)$$

Im Fall eines harmonischen Potentials folgt aus dem Äquipartitionstheorem, dass die potentielle Energie gleich der Hälfte der Gesamtenergie ist: $U = E/2$. Für hinreichend niedrige Temperaturen ($k_B T \ll U_0$) ist die harmonische Näherung gerechtfertigt. Damit ergibt sich für die energieabhängige differentielle AC-Stark-Verschiebung (siehe Gl. 5.11):

$$\delta_{\text{diff}}(E) = \delta_0 + \frac{E}{2\hbar} \frac{\omega_{\text{HFS}}}{\Delta_{\text{eff}}}, \quad (5.18)$$

wobei $\delta_0 < 0$ die in Gleichung 5.10 definierte größte Verschiebung im Potentialminimum ist. Für die Wahrscheinlichkeitsdichte der differentiellen AC-Stark-Verschiebungen ergibt sich somit ebenfalls eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung:

$$\tilde{p}(\delta_{\text{diff}}) = \frac{2K^{3/2}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\delta_{\text{diff}} - \delta_0} e^{-K(\delta_{\text{diff}} - \delta_0)} \quad \text{mit} \quad K(T) = \frac{2\hbar}{k_B T} \frac{\Delta_{\text{eff}}}{\omega_{\text{HFS}}}. \quad (5.19)$$

Im Anhang A.2 auf Seite 99 ist diese Funktion graphisch dargestellt. Die inhomogene Verteilung wirkt sich in einem Ramsey-Experiment sowohl auf die Amplitude als auch auf die Frequenz des gemessenen Signals aus. Am Ende einer Ramsey-Messung gilt für die w -Komponente des Blochvektors eines einzelnen Atoms

$$w_{\text{ramsey}}(t) = -\cos \delta t \quad \text{mit} \quad \delta = \omega_{\text{At}} - \omega_{\text{RL}}. \quad (5.20)$$

Definiert man die Verstimmung der Raman-Laser-Differenzfrequenz ω_{RL} gegenüber der HFS-Aufspaltung $\hbar \omega_{\text{HFS}}$ gemäß $\delta_{\text{RL}} \equiv \omega_{\text{RL}} - \omega_{\text{HFS}}$ und berechnet die atomare Resonanzfrequenz $\omega_{\text{At}} = \omega_{\text{HFS}} + \delta_{\text{diff}} + \delta_{\text{hom}}$, so erhält man für die Oszillationsfrequenz des Ramsey-Signals eines einzelnen Atoms

$$\delta = \delta_{\text{diff}} + \delta_{\text{hom}} - \delta_{\text{RL}}, \quad (5.21)$$

wobei in δ_{hom} die Beiträge zusammengefasst sind, die die Resonanzfrequenzen aller Atome des Ensembles homogen verschieben. Die Inversion w des gesamten atomaren Ensembles erhält man nun aus Gleichung 5.20 durch Mittelung:

$$\langle w_{\text{ramsey}}(t) \rangle = - \int_{\delta_0}^{\infty} \tilde{p}(\delta_{\text{diff}}) \cos[(\delta_{\text{diff}} + \delta_{\text{hom}} - \delta_{\text{RL}}) t] d\delta_{\text{diff}}, \quad (5.22)$$

sie ergibt sich also aus der Kosinus-Fourier-Transformierten der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Für die obere Integrationsgrenze wurde ∞ an Stelle des physikalisch sinnvollen Wertes 0 gewählt, um die analytische Lösbarkeit sicherzustellen (siehe Anhang A.2). Diese lautet:

$$\langle w_{\text{ramsey}}(t) \rangle = -\alpha(t) \cos[(\delta_{\text{RL}} - \delta_0 - \delta_{\text{hom}}) t + \kappa(t)] \quad (5.23)$$

mit einer zeitabhängigen Amplitude $\alpha(t)$ und Phasenverschiebung $\kappa(t)$:

$$\alpha(t) = \left(1 + \frac{t^2}{K^2}\right)^{-3/4} \quad \text{und} \quad \kappa(t) = -\frac{3}{2} \arctan\left(\frac{t}{K}\right). \quad (5.24)$$

Ursache für die Phasenverschiebung ist die Asymmetrie der MB-Verteilung $\tilde{p}(\delta_{\text{diff}})$. Heiße Atome im Schweif der Verteilung dephasieren schneller als kalte Atome und tragen damit bei großen Zeiten weniger zum Signal bei. Dies führt zu einer effektiven Verschiebung des Mittelwertes von δ_{diff} in Richtung $\delta_0 < 0$ also zu kleineren Verstimmungen. Die Dämpfung der Amplitude erfolgt nicht exponentiell. Dessen ungeachtet lässt sich eine homogene Dephasierungszeit T_2^* definieren als die Zeit, bei der die Amplitude auf das $1/e$ -fache ihres Anfangswertes gefallen ist:

$$\alpha(T_2^*) \equiv \frac{1}{e} \quad \Rightarrow \quad T_2^* = \sqrt{e^{4/3} - 1} K = 1,67 \frac{2\hbar}{k_B T} \frac{\Delta_{\text{eff}}}{\omega_{\text{HFS}}} \quad (5.25)$$

Sie hängt somit, bei fester Verstimmung Δ_{eff} , ausschließlich von der Temperatur des Ensembles ab.

Aus Gleichungen 5.23 und 5.25 ergibt sich die Amplitude des gemessenen Ramsey-Signals. Da bei der Detektion die Anzahl der Atome im Zustand $|F=2\rangle$ bestimmt wird, ist sie – bis auf einen konstanten Offset – proportional zur Inversion:

$$\begin{aligned} P_{2,\text{ramsey}}(t) &\propto \frac{1}{2}(1 - \langle w(t) \rangle) \\ &= A \cdot \langle w(t) \rangle + C \\ &= A \cdot \left[1 + 2,79 \left(\frac{t}{T_2^*}\right)^2\right]^{-3/4} \cos[\delta_s t + \kappa(t) + \phi] + C \quad (5.26) \end{aligned}$$

Als Fitfunktion enthält Gleichung 5.26 die freien Parameter A und C , die inhomogene Dephasierungszeit T_2^* , die Gesamtverstimmung $\delta_s = \delta_{\text{RL}} - \delta_0 - \delta_{\text{hom}}$, sowie einen Phasenoffset ϕ . Letzterer trägt der Tatsache Rechnung, dass der Blochvektor nicht nur während der freien Evolution um die w -Achse präzediert, sondern auch während der beiden $\pi/2$ -Pulse. Aus den gemessenen Ramsey-Spektren lässt sich also neben der Verstimmung auch die Temperatur der Atome ableiten.

Das Ergebnis für die sieben Messungen aus Abb. 5.8 zeigt Abbildung 5.10. Innerhalb der Fehlergrenzen ist keine systematische Abhängigkeit der Dephasierungszeit von der Falltiefe erkennbar. Der gewichtete Mittelwert aller so gemessenen inhomogenen Dephasierungszeiten beträgt 3,7 ms mit einem statistischen Fehler von 0,2 ms. Die daraus berechnete Temperatur beträgt 30(1) μK . Sie liegt in der Größenordnung der durch Flugzeitmessung ermittelten Temperatur von etwa 10 – 15 μK , ist jedoch etwas größer. Da bei der Bestimmung der Temperatur aus den Ramsey-Messungen vorausgesetzt wird, dass die gemessene Reduktion des Signalkontrastes ausschließlich auf dem beschriebenen Dephasierungsmechanismus beruht, ist diese Abweichung erklärbar: Ebenfalls auftretende Dekohärenz äußert sich in einer scheinbar kürzeren Dephasierungszeit und führt somit zu einem systematischen Fehler bei der Temperaturbestimmung.

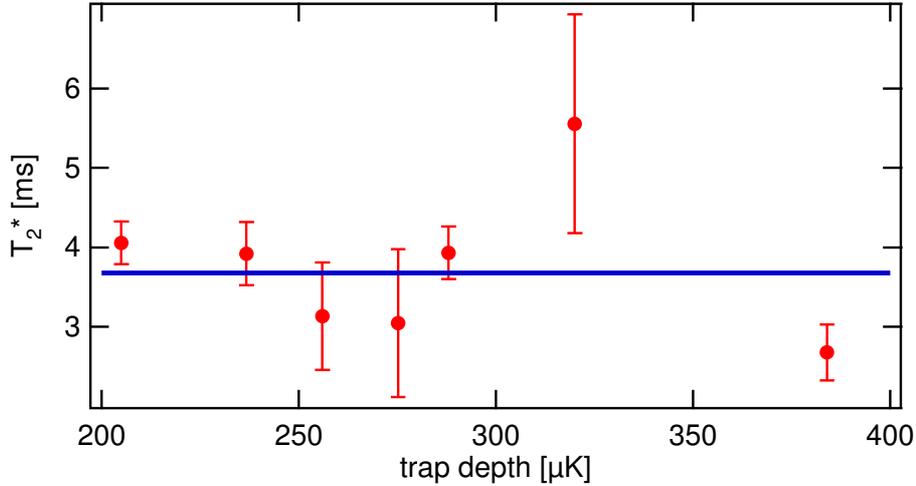


Abbildung 5.10: Dephasierungszeiten T_2^* der Ramsey-Signale bei unterschiedlichen Fallentiefen. Die durchgezogene Linie zeigt den gewichteten Mittelwert aller Messungen.

($w_0^{\text{ef}} = 9,7 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{TiSa}} = 815 \text{ nm}$, $P = 30 \dots 60 \text{ mW}$).

Dephasing times T_2^ of the Ramsey signals, measured at different trap depths. The solid line is the weighted average of all measurements.*

5.2.5 Echo-Spektroskopie

Eine wichtige Voraussetzung für die erfolgreiche physikalische Realisierung der Quanteninformationsverarbeitung ist eine lange Kohärenzzeit, verglichen mit der Zeitdauer die für die Umsetzung der Qubit-Gatter benötigt wird [14]. Definiert als der Übergang eines quantenmechanischen Systems von einem reinen Zustand in ein statistisches Gemisch, bildet die Dekohärenz die Grenze zwischen Quantenmechanik und klassischer Physik [19, 20]. Aus Sicht der Grundlagenforschung ist sie der Schlüssel zur Beantwortung der Frage, ab wann sich ein (makroskopisches) System klassisch beschreiben lässt. Die Messung eines quantenmechanischen Zustands kann verstanden werden als Verschränkung desselben mit seiner Umgebung, dem „Messapparat“ [80]. In Anlehnung an eine Metapher die Schrödinger [22] in diesem Zusammenhang verwendete, werden die daraus resultierenden makroskopischen Superpositionszustände häufig als „Schrödinger-Katzen“ bezeichnet. Die Dekohärenz dieser „Schrödinger Katzen“ ist Gegenstand zahlreicher Experimente, u.a. [81, 82, 83]. Das Studium der Dekohärenzmechanismen ist daher nicht nur für die Quanteninformationsverarbeitung von zentraler Bedeutung, sondern spielt ebenfalls eine wichtige Rolle bei der Untersuchung grundlegender Fragen der Quantenmechanik.

Mit Hilfe der im letzten Abschnitt diskutierten Ramsey-Messungen war eine Bestimmung der Dekohärenzzeit nicht möglich, da der Zerfall des Messsignals durch inhomogene Dephasierung dominiert wurde. Dies ist ein aus anderen Gebieten der Physik wohl bekanntes Phänomen. In der Kernspin- und der optischen Resonanz wird das Problem durch die Anwendung von Techniken des Spin- bzw. Photonenechos gelöst [64, 84, 85]. Diese Echo-Technik beruht auf der Tatsache, dass die inhomogene De-

phasierung ein reversibler Prozess ist und lässt sich auch im Bereich gefangener Atome anwenden. In [86] wurde mit ihrer Hilfe der Zerfall kohärenter Superpositionen von Vibrationszuständen in optischen Gittern untersucht. Entsprechende Messungen der Kohärenzzeit von Grundzustands-Superpositionen wurden sowohl in einer einzelnen Dipolfalle [87], als auch in einem optischen Gitter [88] durchgeführt; in beiden Fällen mittels Radiofrequenz Echo-Spektroskopie.

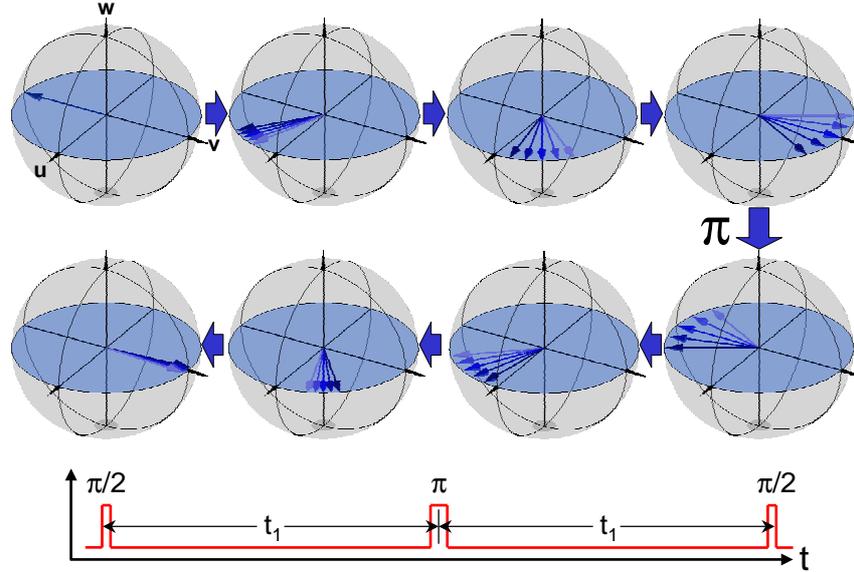


Abbildung 5.11: Spin Echo. Ein π -Puls zwischen den beiden $\pi/2$ -Pulsen führt zur Rephasierung der Blochvektoren des atomaren Ensembles.

Spin echo. A π -pulse between the two $\pi/2$ -pulses leads to a rephasing of the Bloch vectors of the atomic ensemble.

Die Idee der Echo-Technik besteht darin, die Dephasierung nach dem ersten $\pi/2$ -Puls bei $t_0 = 0$ umzukehren, indem zum Zeitpunkt t_1 ein zusätzlicher π -Puls eingestrahlt wird. Ab diesem Zeitpunkt kehrt sich die Richtung der Dephasierung für die Atome mit unterschiedlicher Gesamtenergie um, so dass sich ihre Blochvektoren zum Zeitpunkt $t = 2t_1$ wieder phasengleich überlagern. Dies ist in Abbildung 5.11 schematisch dargestellt. Analog zur Vorgehensweise bei der Ramsey-Spektroskopie wird die Länge des Blochvektors bestimmt, indem dieser durch einen zweiten $\pi/2$ -Puls in die uw -Ebene zurückgedreht und seine Projektion auf die w -Achse gemessen wird. Die zeitliche Entwicklung des Blochvektors eines einzelnen Atoms während der Pulssequenz ergibt sich aus dem im Abschnitt 4.1.1 entwickelten Matrixformalismus:

$$\mathbf{R}_{\text{echo}}(t) = \Theta_{\pi/2} \cdot \Phi_{\text{frei}}(t - t_1) \cdot \Theta_{\pi} \cdot \Phi_{\text{frei}}(t_1) \cdot \Theta_{\pi/2} \cdot \mathbf{R}_0, \quad (5.27)$$

wobei $\Theta_{\pi/2}$, Θ_{π} und Φ_{frei} die in den Gleichungen (4.16), (4.19) und (4.22) definierten Drehmatrizen und $\mathbf{R}_0 = (0, 0, 1)$ der Anfangszustand des Blochvektors sind. Für die w -Komponente ergibt die Auswertung dieses Ausdrucks

$$w_{\text{echo}}(t) = \cos[\delta(t - 2t_1)], \quad (5.28)$$

mit der Differenzfrequenz $\delta = \omega_{\text{At}} - \omega_{\text{RL}} = \delta_{\text{diff}} + \delta_{\text{hom}} - \delta_{\text{RL}}$ zwischen atomarer Resonanz und Raman-Laser-Frequenz (siehe Gl 5.21). Die Form des Echo-Signals des gesamten Ensembles erhält man durch Mittelung über die differentiellen AC-Stark-Verschiebungen:

$$\langle w_{\text{echo}}(t) \rangle = \int_{\delta_0}^{\infty} \tilde{p}(\delta_{\text{diff}}) \cdot w_{\text{echo}}[\delta(\delta_{\text{diff}}), t] d\delta_{\text{diff}}. \quad (5.29)$$

Die Integration ergibt analog zu den Berechnungen im letzten Abschnitt:

$$\langle w_{\text{echo}}(t) \rangle = \alpha(t - 2t_1) \cos[\delta_s(t - 2t_1) + \kappa(t - 2t_1)], \quad (5.30)$$

mit der Amplitude α und der Phasenverschiebung κ wie in Gleichung 5.24 definiert, sowie der Gesamtverstimmung $\delta_s = \delta_{\text{RL}} - \delta_0 - \delta_{\text{hom}}$ als Summe aus Raman-Laser-Verstimmung $\delta_{\text{RL}} = \omega_{\text{RL}} - \omega_{\text{HFS}}$, maximaler differentieller AC-Stark-Verschiebung δ_0 gemäß Gleichung 5.11 und homogener Resonanzverschiebung δ_{hom} . Das Echo-Signal zum Zeitpunkt $t = 2t_1$ entspricht also, bis auf eine Vorzeichenumkehr, dem Ramsey-Signal bei $t = 0$.

In Abbildung 5.12 ist ein typisches Echo-Signal zu sehen, aufgenommen in einer 320 μK tiefen Dipolfalle. Der π -Puls mit einer Dauer von 432 μs bei $t_1 = 8$ ms führt zu einem symmetrischen Spinecho bei $2t_1 = 16$ ms. Zum Vergleich zeigt die Abbildung ebenfalls ein Ramsey-Signal, welches unter den gleichen Bedingungen ohne zusätzlichen π -Puls aufgenommen wurde. Als Fitfunktion wurde für beide Signale Gleichung 5.26 verwendet, wobei bei dem Echo-Signal der zeitliche Offset $t_2 = 2t_1$ als freier Parameter im Fit berücksichtigt wurde. Für diesen ergab sich im Fit: $t_2 = (15,73 \pm 0,23)$ ms.

Wie man sieht, erreicht die maximale Amplitude des Echo-Signals nicht diejenige des Ramsey-Signals. Da die inhomogene Dephasierung durch den zusätzlichen π -Puls rückgängig gemacht wurde, ist diese Reduktion der Signalamplitude auf Dekohärenz bzw. homogene Dephasierung zurückzuführen. Zur genaueren Untersuchung wurden in der gleichen Falle mehrere Echo-Messungen mit verschiedenen Wartezeiten t_1 und damit unterschiedlichen Echo-Zeiten $t = 2t_1$ aufgenommen und die gemessene Signalamplitude mit derjenigen der Ramsey-Messung ($t = 0$) verglichen. Das Ergebnis der Messungen zeigt Abbildung 5.13.

Homogene Dephasierung versus Dekohärenz

Im Fall von Dekohärenz ergibt sich aus Gleichung 5.15c eine exponentielle Abnahme des Signalkontrastes mit der Zeitkonstante T_1 :

$$A_{\text{echo}}(t = 2t_1) = e^{-2t_1/T_1} A_{\text{ramsey}}(t = 0). \quad (5.31)$$

Einen entsprechenden Fit zeigt Abbildung 5.13 als durchgezogene Linie. Bei homogener Dephasierung beobachtet man eine Reduktion des Kontrastes dadurch, dass sich die akkumulierten Phasen während der freien Evolution vor- und nach dem π -Puls

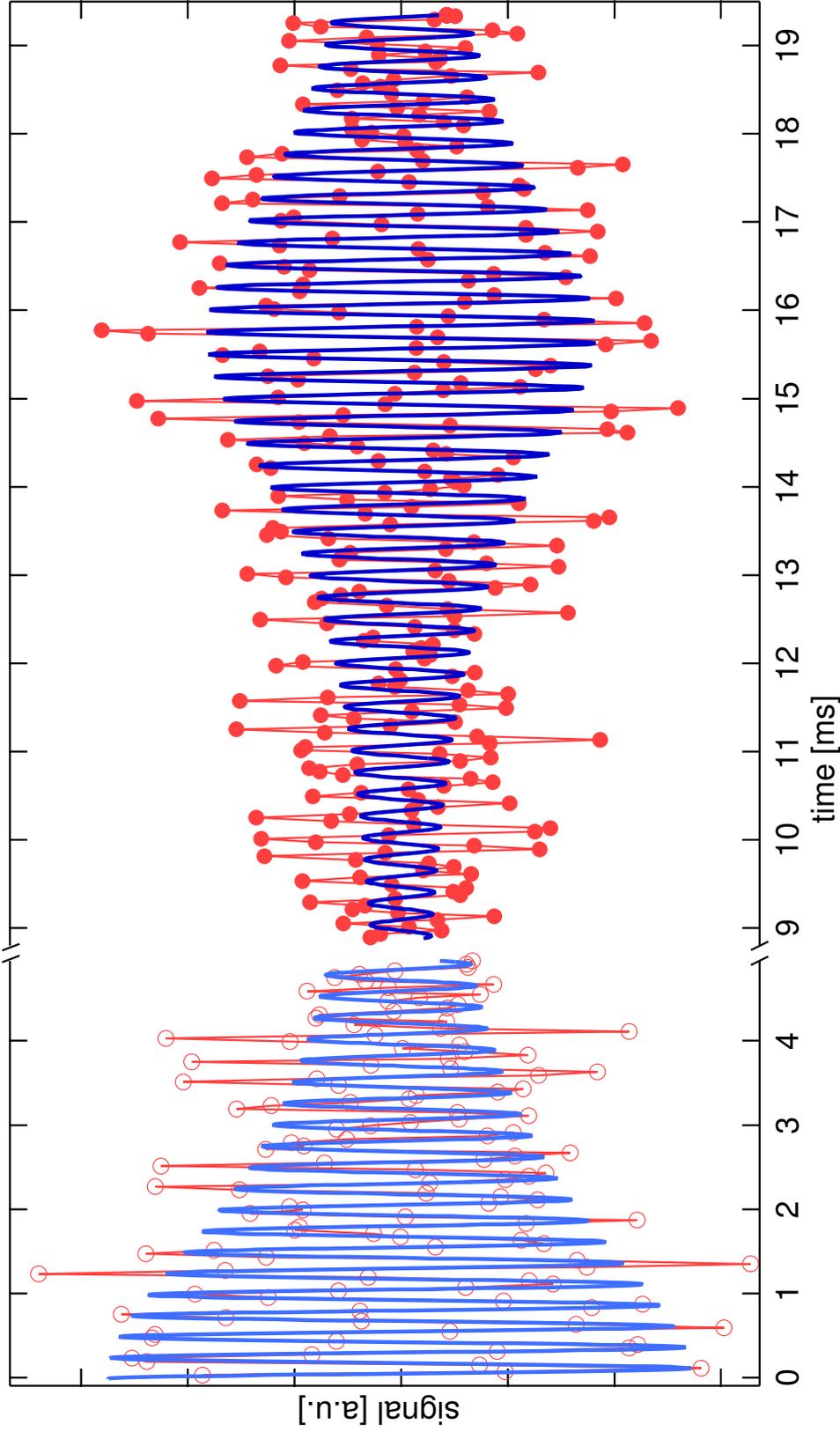


Abbildung 5.12: Gemessenes Echo-Signal in einer $320 \mu\text{K}$ tiefen Dipolfalle. Der π -Puls bei $t_1 = 8$ ms führt zu einer Rephasierung der Blochvektoren bei $t = 16$ ms (gefüllte Kreise). Zum Vergleich ein Ramsey-Signal ohne π -Puls bei ansonsten gleichen Parametern (offene Kreise). Die Fits für beide Signale (durchgezogene Linien) erfolgten nach Gl. 5.26. ($w_0^{\text{ef}} = 9,7 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{RIS,a}} = 815 \text{ nm}$, $P = 50 \text{ mW}$).
Echo signal measured in a dipole trap of depth $U_0/k_B = 320 \mu\text{K}$. The π -pulse at $t_1 = 8$ ms leads to a rephasing of the Bloch vectors at $t = 16$ ms (filled circles). For comparison, a Ramsey signal without π -pulse measured with identical parameters is shown (open circles). Both fits (solid lines) are according to eq. 5.26.

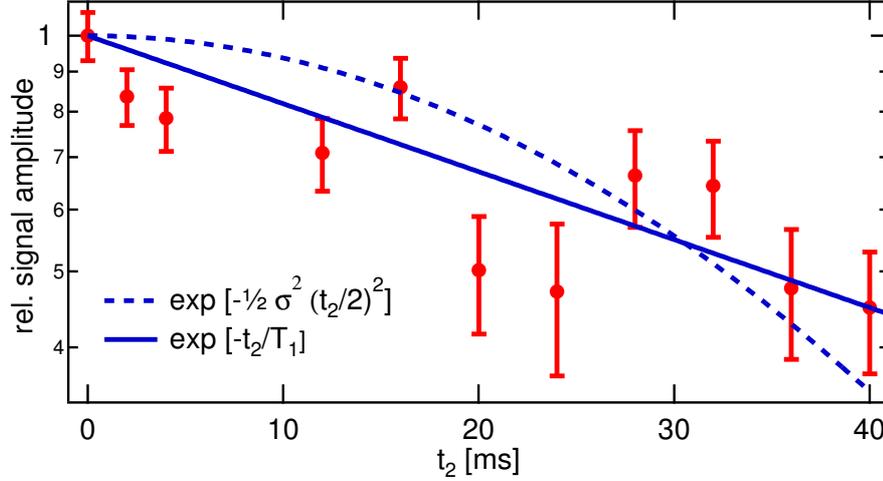


Abbildung 5.13: Amplituden der Echo-Signale bei Variation der Rephasierungszeit $t_2 = 2t_1$, bezogen auf die Amplitude des Ramsey-Signals ($t = 0$). Die Fits erfolgten nach Gl. 5.31 (durchgezogene Linie) bzw. Gl. 5.38 (gestrichelte Linie).

($w_0^{\text{ef}} = 9,7 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{TiSa}} = 815 \text{ nm}$, $P = 50 \text{ mW}$).

Amplitudes of the echo signals at variable rephasing time $t_2 = 2t_1$, relative to the amplitude of the Ramsey signal ($t = 0$). The solid line is a fit according to eq. 5.31, the dashed line according to eq. 5.38.

um eine Phasendifferenz $\Delta\phi(t_1)$ unterscheiden. Betrachtet man die w -Komponente eines Blochvektors zum Zeitpunkt $t = 2t_1$, also bei vollständiger Rephasierung, so ergibt die Multiplikation der entsprechenden Drehmatrizen (Gln. 4.16, 4.19 und 4.22):

$$\mathbf{R}_{\text{echo}}(2t_1) = \Theta_{\pi/2} \cdot \Phi_{\text{frei}}[\phi + \Delta\phi(t_1)] \cdot \Theta_{\pi} \cdot \Phi_{\text{frei}}(\phi) \cdot \Theta_{\pi/2} \cdot \mathbf{R}_0 \quad (5.32)$$

und damit

$$w_{\text{echo}}(2t_1) = \cos \Delta\phi(t_1), \quad (5.33)$$

wobei $\phi = \delta \cdot t_1$ die akkumulierte Phase vor dem π -Puls ist. Die Phasendifferenz kann beispielsweise durch Phasenfehler des Raman-Laser-Systems hervorgerufen werden: Der in Abschnitt 3.3.1 gemessene mittlere Phasenfehler des Raman-Laser-Systems von $\Delta\phi = 0,4 \text{ rad}$ würde zu einer (zeitunabhängigen) Reduktion des Signalkontrastes von 1 auf $\cos \Delta\phi = 0,92$ führen. Wahrscheinlichere Ursache für eine auftretende Phasendifferenz sind Schwankungen der Verschiebung der atomaren Resonanzfrequenz $\Delta\delta$, hervorgerufen beispielsweise durch Schwankungen der Falltiefe und damit verbundenen Fluktuationen der differentiellen dynamischen Stark-Verschiebung. Für eine solche Phasendifferenz gilt dann:

$$\Delta\phi = \Delta\delta t. \quad (5.34)$$

Ihre Auswirkung auf die Signalamplitude erhält man durch Berechnung des Ensemblemittels der Blochvektoren:

$$\langle w_{\text{echo}}(\Delta\delta, 2t_1) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} p(\Delta\delta) \cos(\Delta\delta t) d\Delta\delta. \quad (5.35)$$

Für den Fall einer gaußschen Wahrscheinlichkeitsverteilung p der Fluktuationen $\Delta\delta$

$$p(\Delta\delta) = \frac{1}{\sigma_t \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\Delta\delta)^2}{2\sigma_t^2} \right], \quad (5.36)$$

mit dem Mittelwert $\overline{\Delta\delta} = 0$ und der Varianz σ_t lässt sich Gleichung 5.35 analytisch lösen und man erhält

$$\langle w_{\text{echo}}(\Delta\delta, 2t_1) \rangle = \exp \left[-\frac{(t_1 \cdot \sigma_{t_1})^2}{2} \right]. \quad (5.37)$$

Unter der Voraussetzung (5.36) wird die Auswirkung der homogenen Dephasierung auf das Echo-Signal also durch folgenden funktionalen Zusammenhang beschrieben:

$$A_{\text{echo}}(t = 2t_1) = \exp \left[-\frac{\sigma_{t_1}^2}{2} \left(\frac{2t_1}{2} \right)^2 \right] A_{\text{ramsey}}(t = 0). \quad (5.38)$$

Einen entsprechenden Fit zeigt die gestrichelte Linie in Abbildung 5.13. Wie man sieht, passt die Annahme eines exponentiellen Verlaufs besser zu den gemessenen Daten. Auf eine genaue Analyse der möglichen Ursachen homogener Dephasierung wird daher verzichtet. Eine ausführliche Darstellung derselben findet sich in der Doktorarbeit von S. Kuhr [53].

Aus dem exponentiellen Fit nach Gl. 5.31 erhält man $T_1 = (50,0 \pm 5,0)$ ms. Dies entspricht dem Inversen der nach Gleichung 2.13 berechneten Streurrate des Dipolfallenlasers: $\Gamma_{\text{sc}}^{-1} = 48(5)$ ms ($w_0^{\text{ef}} = 9,7 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{TISA}} = 815$ nm, $P = 50$ mW) und lässt vermuten, dass spontane Streuung die Ursache der beobachteten Dekohärenz ist. Diese Beobachtung steht im Widerspruch zu einer Veröffentlichung der Gruppe von D. Heinzen [89]. Dort wird vorhergesagt, dass die durch Photonen-Streuung hervorgerufene Spin-Relaxationsrate bei großer Verstimmung des Fallenlasers aufgrund eines quantenmechanischen Interferenzeffektes³ unterdrückt sein sollte. Für die hier vorliegende Verstimmung von 20 nm gegenüber der D_1 -Linie ergäbe sich demgemäß eine Unterdrückung auf etwa 1/25 der spontanen Streurrate. Der Effekt wurde in [89] experimentell verifiziert, indem bei unterschiedlichen Verstimmungen des Fallenlasers die zeitliche Abnahme der Spin-Polarisation eines Ensembles gefangener ^{85}Rb -Atome gemessen wurde. Hierzu ist anzumerken, dass es sich dabei nicht um Messungen an kohärenten Superpositionen von Spin-Zuständen handelt. Echo-Messungen an Atomen in einer Dipolfalle wurden meines Wissens in zwei weiteren Gruppen gemacht: Die Untersuchungen der Gruppe von D. Meschede in Bonn

³Der vorhergesagte Effekt ergibt sich aus der Addition der Wahrscheinlichkeitsamplituden aller möglichen Streuprozesse und anschließender Quadrierung. Im Gegensatz dazu erhält man die Streurrate nach Gl. 2.13 aus der Summe der einzelnen Raten für die D_1 - und D_2 -Linie.

[53, 88] fanden an ^{133}Cs -Atomen in einem optischen Gitter statt. Bei einer effektiven Verstimmung des Fallenlasers von $\Delta_{\text{eff}} = 1,2 \times 10^7$ Linienbreiten und einer Streurrate von $\Gamma_{\text{sc}} = 11 \text{ s}^{-1}$ wurde die beobachtete Kohärenzzeit in diesen Experimenten ausschließlich durch homogene Dephasierung begrenzt. Echo-Messungen an ^{85}Rb in einer einzelnen Dipolfalle wurden in der Gruppe von N. Davidson am Weizmann Institut in Israel durchgeführt [87]. Bei einer Wellenlänge des Fallenlasers von 800 nm (entsprechend einer Verstimmung von 5 nm gegenüber der D_1 -Linie) beträgt die erwartete Unterdrückung der Spin-Relaxation gemäß [89] nur etwa $1/2 - 1/3$, so dass sich aus diesen Experimenten keine diesbezügliche Aussage gewinnen lässt.

Zusammenfassend ergibt die in diesem Abschnitt vorgestellte Echo-Messung eine Dekohärenzzeit von $T_1 = 50(5)$ ms. Vermutete Ursache für die Dekohärenz ist die spontane Streuung von Photonen des Fallenlasers. Eine genauere Untersuchung wäre durch Variation der Verstimmung desselben bei konstanter Falltiefe möglich. Um homogene Dephasierung auszuschließen, müssten Messungen an verschränkten Mehrteilchen-Zuständen vorgenommen werden, wie im Abschnitt „Homogene Dephasierung“ auf Seite 63 dargelegt.

5.3 Messungen an Atomen im Dipolfallenarray

Der Einsatz mikrostrukturierter optischer Elemente zur Erzeugung von Dipolfallenarrays (siehe auch Kap. 2.2.3) ist die Basis des in unserer Gruppe erarbeiteten Vorschlags zur Implementierung der Quanteninformationsverarbeitung mit kalten Atomen [37, 36]. Bei homogener Ausleuchtung besteht das Fallenarray aus identischen, individuell adressierbaren Dipolfallen. Die darin gefangenen neutralen Atome bilden die Träger der Quanteninformation. In der Praxis ist eine homogene Ausleuchtung des Mikrolinsenarrays meist nicht gegeben. Gewöhnlich hat der Laserstrahl vor dem Array ein gaußförmiges Intensitätsprofil, was zur Folge hat, dass die entstehenden Fallen unterschiedliche Tiefen und Fallenfrequenzen haben. Die Untersuchung der Auswirkungen dieser Inhomogenität mit Hilfe der Methode der Ramsey-Spektroskopie ist Gegenstand dieses Kapitels. Gleichzeitig demonstrieren die hier vorgestellten Experimente die Möglichkeit der parallelen spektroskopischen Messung, die die Verwendung mikrostrukturierter optischer Elemente eröffnet [35].

Für sämtliche Messungen wurde ein diffraktives Mikrolinsenarray (Typ Rochester Photonics ML0254, siehe Abb. 2.5, Seite 14) verwendet, dessen Fokalebene im Maßstab 80:36 verkleinert in die Glaszelle abgebildet wurde. Die Linsen des Arrays haben einen Abstand von $125\ \mu\text{m}$ und eine nominelle Brennweite von $625\ \mu\text{m}$. Die Linsen erzeugen am Ort der Atome ein Dipolfallenarray mit einem Fallenabstand $d = 56\ \mu\text{m}$ und einem gemessenen $1/e^2$ -Radius der Fallen von $w_0 = 1,7\ \mu\text{m}$ (siehe Kap. 2.2.3).

5.3.1 Charakterisierung und Zuordnung der Fallen

Entscheidend für die Auswertung aller folgenden Messungen ist die genaue Kenntnis der Fallentiefen der einzelnen Dipolfallen des Arrays. Sie lässt sich aus der Gesamtleistung des Laserstrahls der das Array ausleuchtet berechnen, wenn die relative Intensitätsverteilung auf die Foki bekannt ist. Um diese zu bestimmen, wurde eine zusätzliche CCD-Kamera in Strahlrichtung hinter der Glaszelle platziert. Sie liefert ein Abbild der Foki wie es in Abbildung 5.14 links zu sehen ist. Zur Auswertung werden aus dem Bild Intensitätsprofile entlang der Zeilen des Arrays berechnet, in denen die einzelnen Fallen als Intensitätsmaxima zu sehen sind. Gaußfits an die einzelnen Maxima liefern dann die gesuchte relative Intensitätsverteilung. Das Ergebnis der Gaußfits an die Intensitätsprofile entlang der Arrayzeilen ist im rechten Teil der Abbildung 5.14 gezeigt. Wie erwartet, führt das gaußförmige Intensitätsprofil des ausleuchtenden Laserstrahls zu einer ebensolchen Intensitätsverteilung in den Foki.

In Abbildung 5.15 ist rechts eine typische Fluoreszenzaufnahme der im Fallenarray gefangenen Atome zu sehen, wie sie die Andor CCD-Kamera liefert (siehe Kap. 2.4). Auf der linken Seite ist der entsprechende Ausschnitt der Intensitätsverteilung gezeigt. Für die räumliche Kalibrierung der beiden Bilder wird ein Referenzpunkt benötigt. Diesen erhält man, indem man mit beiden CCD-Kameras das Fluoreszenzlicht der in der MOT gefangenen Atome aufnimmt. Die Position der MOT ist in beiden Bildern der Abbildung 5.15 durch ein Kreuz markiert. Man erkennt ebenfalls, dass die Verteilung der Atome auf die Fallen des Arrays von der Lage der Fallen relativ zur Position der MOT bzw. der Melasse abhängt.

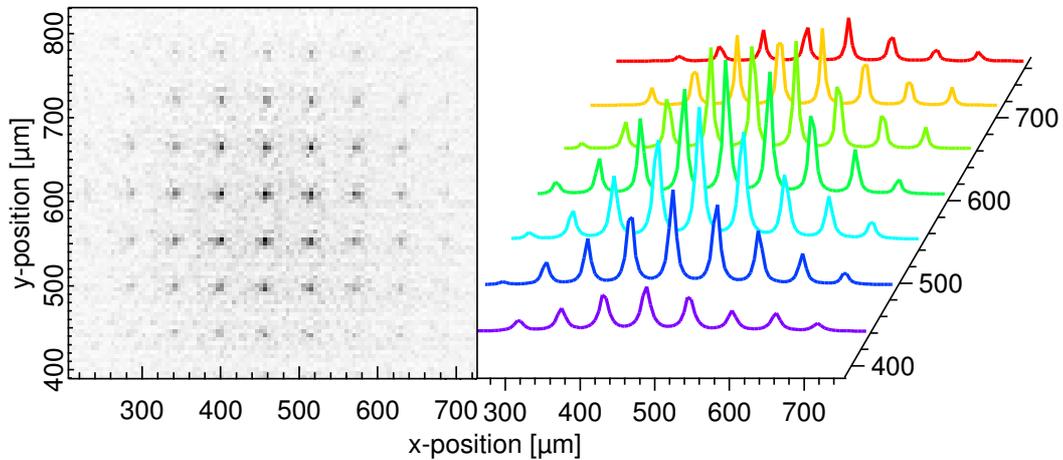


Abbildung 5.14: Links: Intensitätsverteilung in der Fokalebene des Arrays in der Glaszelle. Rechts: Ergebnis der Gaußfits an die zeilenweisen Schnitte durch die Intensitätsverteilung

Left: intensity distribution in the focal plane of the array inside the glass cell. Right: Result of the Gaussian fits to the line profiles of the intensity distribution.

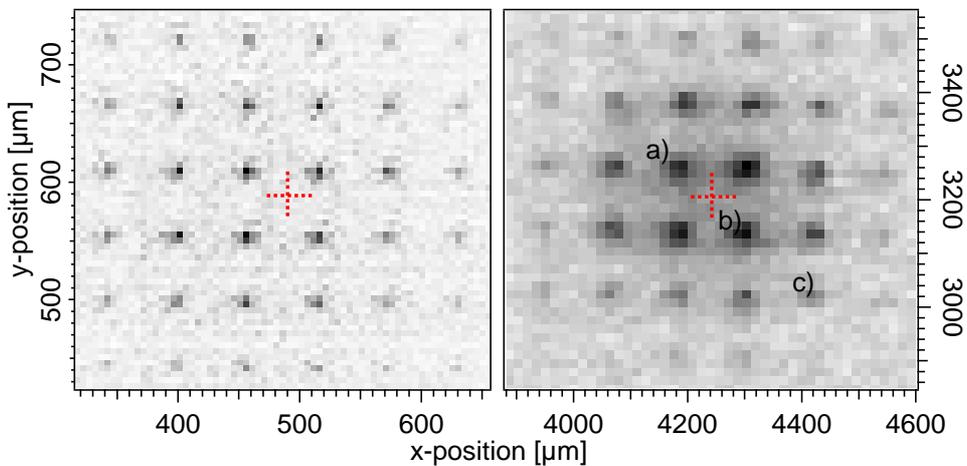


Abbildung 5.15: Links: Ausschnitt aus der Intensitätsverteilung (Abb. 5.14). Rechts: Zugehörige Fluoreszenzaufnahme der Atome im Dipolfallenarray. Ein Kreuz markiert in beiden Bildern die Position der MOT. Die Fallen von welchen die in Abbildungen 5.16 und 5.18 gezeigten Signale stammen, wurden mit a), b) und c) gekennzeichnet.

Left: Region of the intensity distribution (fig. 5.14). Right: Corresponding fluorescence signal of the atoms trapped in the dipole trap array. A cross marks the position of the MOT in both images. The signals shown in figures 5.16 and 5.18 are taken from the traps labelled a), b) and c)

5.3.2 Ramsey-Messungen

Die Verwendung des Arrays gestattet es, die atomaren Resonanzfrequenzen bei unterschiedlichen Fallentiefen simultan zu bestimmen. Hierzu wurde, genau wie bei den Messungen aus Kapitel 5.2.3, eine Ramsey-Messreihe bei konstanter Verstimmung der Differenzfrequenz der Raman-Laser ($\delta_{\text{RL}} = \omega_{\text{RL}} - \omega_{\text{HFS}}$) und variabler Zeitdauer zwischen den $\pi/2$ -Pulsen durchgeführt (im Folgenden Messreihe I). Für jeden Zeitschritt wurden dabei nacheinander drei Fluoreszenzbilder aufgenommen und gemittelt. Die Ramsey-Signale der Atome in den einzelnen Fallen erhält man, indem man das Fluoreszenzlicht das auf einen jeweils 3×3 -Pixel großen Bereich des CCD-Chips fällt aufsummiert. Um den Einfluss von Schwankungen der Teilchenzahl während der Messung zu berücksichtigen, wurde von den so erhaltenen Signalen ein Untergrundsignal abgezogen, welches aus der Mittelung der Messpunkte über zwei Oszillationsperioden berechnet wurde (vgl. Seite 60). Zudem wurde die gesamte Messung sieben mal unter gleichen Bedingungen wiederholt und die erhaltenen Signale summiert. Insgesamt ließen sich auf diese Weise die Signale aus 15 Fallen auswerten. Die Gesamtleistung des Fallenlasers vor dem Mikrolinsenarray betrug bei dieser Messreihe $P_{\text{TiSa}} = 130 \text{ mW}$, seine Wellenlänge $\lambda_{\text{TiSa}} = 800 \text{ nm}$, was einer effektiven Verstimmung von $\Delta_{\text{eff}}/2\pi = 4,74 \text{ THz}$ entspricht. Zusammen mit der Beugungseffizienz des Arrays von 40% (siehe Kap. 2.2.3) und der gemessenen Intensitätsverteilung errechnet sich daraus die Tiefe der schwächsten Falle (c) zu $U_c/k_B \approx 600 \mu\text{K}$, die der stärksten (a) zu $U_a/k_B \approx 1,4 \text{ mK}$.

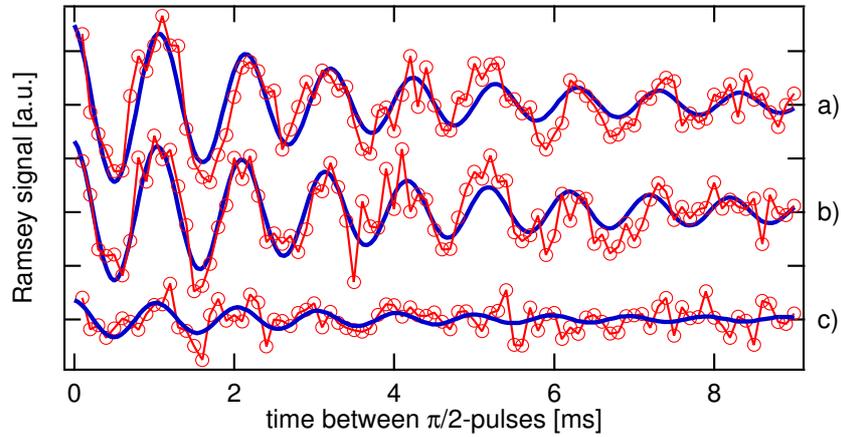


Abbildung 5.16: Messreihe I: Simultan gemessene Ramsey-Oszillationen der Atome in den drei in Abbildung 5.15 markierten Fallen. Jeder Messpunkt resultiert aus insgesamt 21 gemittelten Fluoreszenzaufnahmen der Atome im Array. Starke durchgezogene Linien sind Fits nach Gl. 5.26.

Measurement series I: Simultaneously measured Ramsey signals of the atoms in the three traps marked in figure 5.15. Each point is derived from 21 averaged fluorescence images. Thick solid lines are fits according to eq. 5.26.

Abbildung 5.16 zeigt die Signale von drei der fünfzehn Fallen, die in Abbildung 5.15 mit a), b) und c) markiert sind. Obwohl sich die Fallentiefen von a) und c) um mehr als einen Faktor zwei unterscheiden, was zu einer deutlich unterschiedlichen differentiellen dynamischen Stark-Verschiebung führt, ist die Frequenz der Ramsey-Oszillationen aller drei Signale nahezu gleich. Den zeitlichen Verlauf der Ramsey-Signale beschreibt Gleichung 5.26, entsprechende Fits sind in der Abbildung gezeigt. Aus diesen ergeben sich die Gesamtverstimmungen $\delta_s(U)$ und die inhomogenen Dephasierungszeiten $T_2^*(U)$. Aus der Gesamtverstimmung berechnet man zusammen mit der festen Verstimmung der Raman-Laser ($\delta_{\text{RL}}/2\pi = -996$ Hz) direkt die Verschiebung der atomaren Resonanz

$$\delta_{\text{At}}(U) = \delta_{\text{RL}} - \delta_s(U). \quad (5.39)$$

Aus der Dephasierungszeit lässt sich mit Gleichung 5.25 die Temperatur T der Atome bestimmen:

$$k_B \cdot T(U) = 1,67 \frac{2\hbar \Delta_{\text{eff}}}{T_2^* \omega_{\text{HFS}}} \quad (5.40)$$

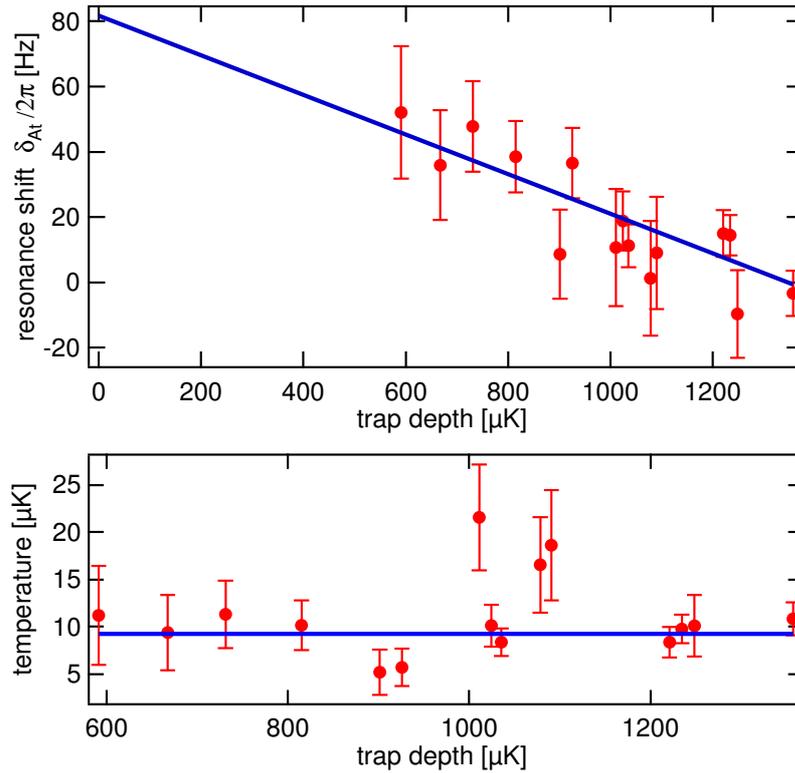


Abbildung 5.17: Ergebnisse der Messreihe I: Verschiebung der atomaren Resonanz (oben) und Temperatur berechnet aus der inhomogenen Dephasierungszeit (unten) in Abhängigkeit der Fallentiefe.

Results of measurement series I: shift of the atomic resonance frequency (top) and temperature calculated from the inhomogeneous dephasing time (bottom) as a function of the trap depth.

Diese Ergebnisse fasst Abbildung 5.17 zusammen. Genau wie bei der entsprechenden Messung in der Einzelfalle zeigt die Temperatur die sich aus der inhomogenen Dephasierungszeit ergibt keine signifikante Abhängigkeit von der Falltiefe. Ihr Mittelwert beträgt $T = 9,2(6) \mu\text{K}$. Überraschend ist die Veränderung der Resonanzverschiebung mit der Falltiefe, die in Abbildung 5.17 oben dargestellt ist. Die Messung zeigt zwar den linearen Verlauf, den man aufgrund der unterschiedlichen differentiellen AC-Stark-Verschiebungen erwartet, die Steigung ist jedoch etwa um einen Faktor 200 geringer als die theoretisch berechnete. Nach Gleichung 5.11 ergibt sich für die Steigung

$$\frac{\hbar\delta_{\text{diff}}}{U_0} = -\frac{\omega_{\text{At}}}{\Delta_{\text{eff}}} \approx -\frac{h}{k_B} 13,3 \text{ Hz}/\mu\text{K}, \quad (5.41)$$

im Gegensatz zum gemessenen Wert von $-0,061(13) \text{ Hz}/\mu\text{K}$. Die Extrapolation der Geraden zur Falltiefe 0 ergibt eine Resonanzverschiebung der freien Atome von $\delta_{\text{At}}(U=0) = (81 \pm 15) \text{ Hz}$, was zumindest teilweise durch den quadratischen Zeeman-Effekt erklärt wird. Die Messung wurde bei einem Offset-Magnetfeld von $B_x = 20(2) \mu\text{T}$ durchgeführt. Nach Gleichung 5.4 berechnet man daraus eine Verschiebung von $\delta_{\text{B}} = 50(5) \text{ Hz}$.

Um die Ergebnisse der Messreihe I zu untermauern wurden zwei weitere Messungen bei gleicher Verstimmung des Fallenlasers durchgeführt. Messreihe II erfolgte bei gleicher Gesamtleistung ($P_{\text{TisA}} = 130 \text{ mW}$), Messreihe III bei einer geringfügig höheren Leistung ($P_{\text{TisA}} = 180 \text{ mW}$). Zusätzlich wurde das Messprinzip verändert: Bei beiden Messreihen handelt es sich ebenfalls um Ramsey-Messungen, allerdings wurde die Zeit t_f zwischen den $\pi/2$ -Pulsen konstant gelassen und die Differenzfrequenz der Raman-Laser variiert. Die Signale der einzelnen Fallen wurden, wie bei Messreihe I, aus einem 3×3 -CCD-Pixel Bereich gewonnen, wobei bei Messreihe II jeweils insgesamt 30 CCD-Bilder, bei Messreihe III 6 Bilder gemittelt wurden. Das Subtrahieren eines zeitlich variablen Untergrundsignals erwies sich in beiden Fällen als unnötig.

Aus Gleichungen 5.26 und 5.39 folgt für die Signalamplitude in Abhängigkeit von der Raman-Laser Verstimmung δ_{RL} :

$$S_{\text{ramsey}}(t_f, \delta_{\text{RL}}) = A \cos(\delta t_f) + C \quad \text{mit} \quad \delta = \left[(\delta_{\text{RL}} - \delta_{\text{At}}) + \frac{\kappa(t_f)}{t_f} + \frac{\phi}{t_f} \right] \quad (5.42)$$

Man erwartet also ein oszillierendes Signal, dessen Oszillationsperiode von t_f abhängt. Um δ_{At} zu bestimmen, wurden die Messungen jeweils mit mehreren unterschiedlichen Parametern t_f durchgeführt. Für Messreihe II betragen diese $t_{f1} = 1,6 \text{ ms}$ und $t_{f2} = 2,0 \text{ ms}$. Bei Messreihe III wurden insgesamt drei Zeitdifferenzen realisiert: $t_{f1} = 1,6 \text{ ms}$, $t_{f2} = 2,0 \text{ ms}$ und $t_{f3} = 2,6 \text{ ms}$. Unabhängig von t_f haben die Signale ein Maximum für $\delta = 0$, also bei

$$\delta_{\text{RL}} = \delta_{\text{At}} - \frac{\kappa(t_f)}{t_f} - \frac{\phi}{t_f}. \quad (5.43)$$

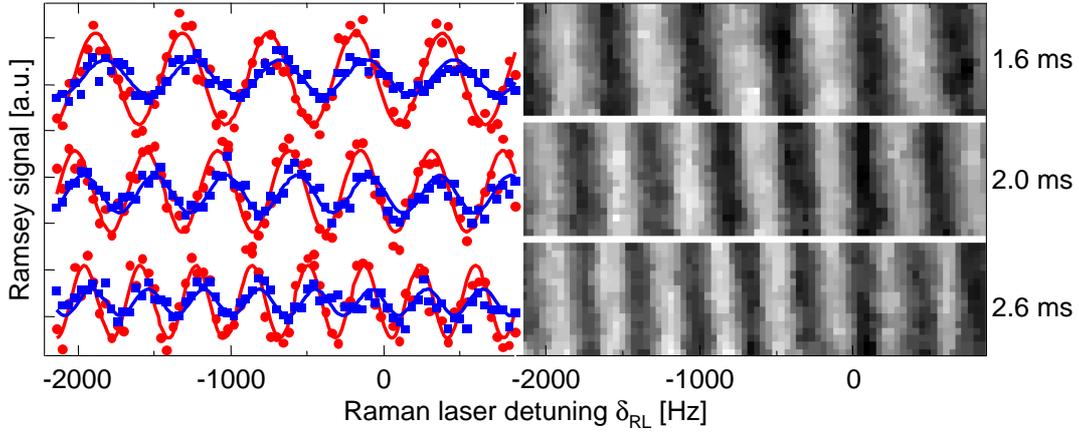


Abbildung 5.18: Messreihe III: Simultan gemessene Ramsey-Oszillationen für drei verschiedene Zeiten t_f zwischen den $\pi/2$ -Pulsen (Oben: 1,6 ms, Mitte: 2 ms, Unten: 2,6 ms). Jeder Messpunkt resultiert aus insgesamt 6 Aufnahmen.

Links: Signale der Fallen a) (Kreise) und c) (Quadrate) aus Abb. 5.15 mit Fits nach Gl. 5.42 (durchgezogene Linien).

Rechts: Graustufenplot der auf gleiche Amplitude normierten Signale aus allen Fallen. Die Fallentiefe nimmt innerhalb der Plots von Oben nach Unten zu.

Measurement series III: Simultaneously measured Ramsey oscillations for three different delay times between the $\pi/2$ -pulses (top: 1,6 ms, middle: 2 ms, bottom: 2,6 ms). Each point is derived from 6 averaged Images.

Left: Signals from traps a) (circles) and c) (squares) of figure 5.15 together with fits according to eq. 5.42 (solid lines).

Right: Gray scale plot of the signals from all traps, normalized to equal amplitude. The trap depth increases from top to bottom for each individual plot.

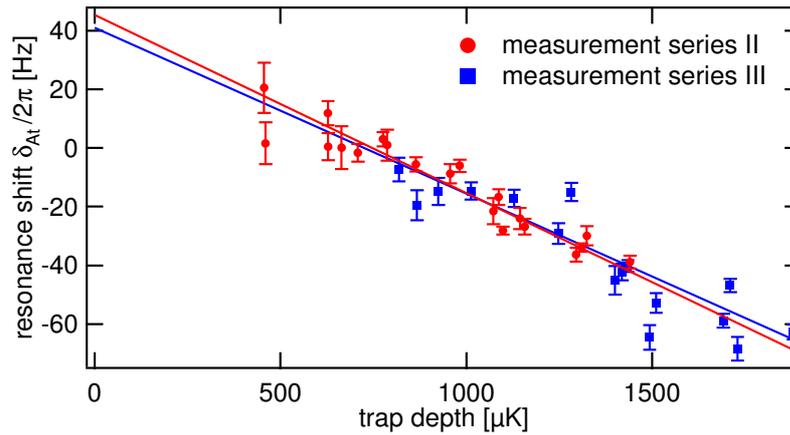


Abbildung 5.19: Ergebnisse der Messreihen II (Kreise) und III (Quadrate): Verschiebung der atomaren Resonanz in Abhängigkeit der Fallentiefe.

Results of measurement series II (circles) and III (squares): Shift of the atomic resonance frequency as a function of the trap depth.

Abbildung 5.18 zeigt das Messergebnis für Messreihe III. Sowohl in den Graustufenplots der gemessenen Signale auf der rechten Seite der Abbildung, als auch bei den einzeln dargestellten Signalen der Atome in den Fällen a) und c) auf der linken Seite erkennt man, dass die Maxima für die drei Zeiten bei $\delta_{\text{RL}} \approx -150$ Hz nahezu überlappen. Der noch vorhandene Versatz der Maxima resultiert aus den Phasenverschiebungen $\kappa(t_f)/t_f$ und ϕ/t_f , die mit steigender Zeit t_f abnehmen. In den Graustufenplots, in denen alle 16 Signale nach Falltiefe sortiert aufgetragen sind, stellt man außerdem für zunehmende Falltiefe (von Oben nach Unten) eine leichte Verschiebung der Streifenmuster zu größeren Frequenzen fest.

Zur Auswertung der beiden Messreihen wurde für alle Fallen die Position der koinzidierenden Maxima aus einem Fit nach Gleichung 5.42 bestimmt. Davon ausgehend, dass die Temperatur und somit die inhomogene Dephasierungszeit bei den Messreihen I bis III gleich ist, lassen sich die Phasenverschiebungen $\kappa(t_f)/t_f < 0$ mit Hilfe von Gleichung 5.24 aus den Ergebnissen der Messreihe I berechnen. Die so bestimmten Phasenverschiebungen wurden von den aus den Fits gewonnenen Verstimmungen subtrahiert und die Ergebnisse für die zwei bzw. drei Parameter t_f gemittelt. Hierbei bleibt die Phasenverschiebung ϕ/t_f unberücksichtigt. Da sie von der Dauer der $\pi/2$ -Pulse, sowie von der Verstimmung der Raman-Laser während der Pulse abhängt, kann nicht davon ausgegangen werden, dass sie für die drei Messreihen gleich ist. Diese Vernachlässigung führt jedoch lediglich zu einem Offset bei der Berechnung der atomaren Resonanzfrequenzen, der für alle Fallentiefen konstant ist. Das Ergebnis der Auswertung zeigt Abbildung 5.19. Im Vergleich mit den Ergebnissen der Messreihe I (Abb. 5.17) stellt man einen geringeren Frequenzoffset fest, der vermutlich ein Effekt der nicht berücksichtigten Phasenverschiebung ist. Davon abgesehen sind die Steigungen der Ausgleichsgeraden von Messreihe II ($-56,6 \pm 2,6$) mHz/ μK und Messreihe III ($-60,7 \pm 2,6$) mHz/ μK identisch zu demjenigen von Messreihe I ($-60,6 \pm 13,4$) mHz/ μK .

Wären die beobachteten Verschiebungen ausschließlich auf differentielle AC-Stark-Verschiebung zurückzuführen, so würde dies bedeuten, dass entweder die Fallentiefen um etwa einen Faktor 200 geringer sind als angenommen, oder die Verstimmung des Titan-Saphir-Lasers 200 mal größer. Es muss daher davon ausgegangen werden, dass die gemessene Verschiebung die Summe aus mehreren Effekten ist, die sich gegenseitig nahezu kompensieren. Zur Überprüfung dieser Hypothese wurden drei weitere Messreihen (IV – VI) nach dem selben Prinzip wie Messreihe II und III, d.h. mit variabler Raman-Laser Differenzfrequenz und konstanter Wartezeit (jeweils 1,6; 2,0; 2,6 ms) zwischen den $\pi/2$ -Pulsen, durchgeführt. Bei allen drei Messungen betrug die Wellenlänge des Fallenlasers $\lambda_{\text{Tisa}} = 820$ nm ($\Delta_{\text{eff}}/2\pi = 15,54$ THz) und das Offsetmagnetfeld $B_x = 170(2)$ μT . Für die erwartete quadratische Zeeman-Verschiebung bei diesem Magnetfeld ergibt sich aus Gleichung 5.4 ein Wert von $\delta_{\text{B}} = 3,76(5)$ kHz. Zusätzlich wurden die Messungen bei unterschiedlichem Strom durch die Dispenser durchgeführt, um dadurch die Anzahl der Atome in den Fallen zu variieren. Eine Quantifizierung dieses Parameters ist sehr schwierig, da die Laderaten und damit die Anzahl der in den Dipolfallen gefangenen Atome von verschiedenen Parametern abhängt, die sich im Experiment schwer kontrollieren lassen. Einer der kritischsten Parameter ist der räumliche Überlapp zwischen der Dipolfalle und der

MOT/Melasse. Da sich die Position der MOT mit steigender Teilchenzahl leicht verändert, kann ein simpler linearer Zusammenhang zwischen Teilchenzahl in der MOT und in den Dipolfallen nicht angenommen werden. Um die drei Messungen dennoch untereinander vergleichen zu können, wurde für jede Messreihe der Mittelwert der Fluoreszenzsignale aller Fallen - gemessen in Analog-Digital-Wandler Einheiten pro Kamerapixel (ADU/Pixel) - gebildet. Bei gleichen Parametern⁴ für die Belichtung, sowie für die Effizienzen des optischen Pumpens und des zustandsselektiven Nachweises ist diese Zahl proportional zur mittleren Anzahl von Atomen pro Dipolfalle. Die ermittelten Werte betragen 150 ADU/Pixel (Messreihe IV), 200 ADU/Pixel (Messreihe V), 120 ADU/Pixel (Messreihe VI).

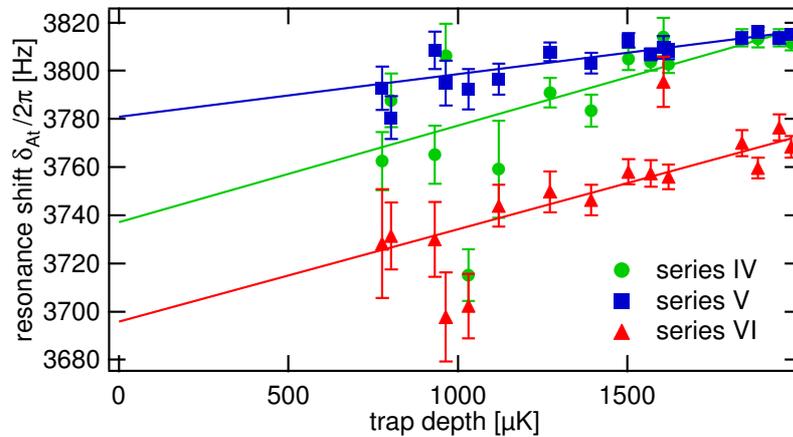


Abbildung 5.20: Ergebnisse der Messreihen IV (Dreiecke), V (Kreise) und VI (Quadrate): Verschiebung der atomaren Resonanz als Funktion der Falltiefe. *Results of measurement series IV (triangles), V (circles) and VI (squares): Shift of the atomic resonance frequency as a function of the trap depth.*

Abbildung 5.20 zeigt die Ergebnisse der Auswertungen der drei Messreihen. Wiederum stimmen die Y-Achsen Abschnitte der Ausgleichsgeraden gut mit dem berechneten Wert für den quadratischen Zeeman-Effekt von $\delta_{\text{B}} = 3,76(5)$ kHz überein. Im Vergleich zu den ersten drei Messungen (Abb. 5.17 und 5.19) fällt auf, dass sich die Steigungen umgekehrt haben. Zudem weist die Messung mit der größten Atomzahl (Messreihe V) eine kleinere Steigung auf als die beiden anderen Messreihen. Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse aller sechs Messungen gegenübergestellt und mögliche Erklärungen für die beobachteten Effekte diskutiert.

⁴ Die Messreihen IV und V wurden nacheinander am gleichen Tag durchgeführt, Messreihe VI am darauf folgenden Tag. Somit dürfte die Variation der Detektionsparameter minimal sein.

5.3.3 Fazit

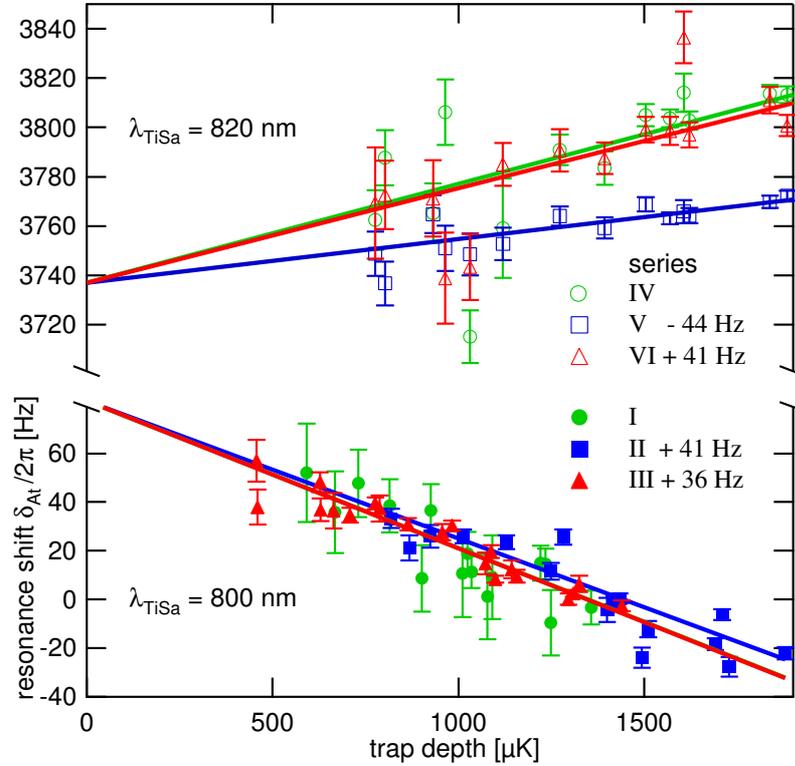


Abbildung 5.21: Ergebnisse der Messreihen I bis VI: Verschiebung der atomaren Resonanz in Abhängigkeit der Fallentiefe. Um die Steigungen besser vergleichen zu können, wurden Messreihen II und III, sowie V und VI jeweils um einen konstanten Offset verschoben, so dass die Y-Achsen Abschnitte ihrer Fitgeraden denjenigen von Messreihe I bzw. IV entsprechen.

Results of measurement series I to VI: Shift of the atomic resonance frequency as a function of the trap depth. To emphasize the different slopes, Series II and III as well as series V and VI are plotted with a constant offset, chosen such that the interpolated values for zero trap depth equal those of series I and IV respectively.

In Abbildung 5.21 sind die Resultate aller sechs Messreihen zusammengefasst. Um die Steigungen der Fitgeraden besser vergleichen zu können, wurden die Messreihen II und III jeweils um einen konstanten Offset verschoben, so dass die extrapolierten Werte der Frequenzverschiebungen für $U_0 = 0$ mit demjenigen der Messreihe I übereinstimmen. Entsprechendes gilt für Messreihen V, VI und IV. Die Ergebnisse der linearen Fits sowie die zugehörigen berechneten Werte für den quadratischen Zeeman-Effekt und die Steigungen aufgrund der differentiellen dynamischen Stark-Verschiebung entnimmt man der Tabelle 5.4. Für die Messreihen IV bis VI sind dort ebenfalls die Mittelwerte der Fluoreszenzsignale eingetragen. Die Messreihen I–III und IV–VI wurden im Abstand von mehr als einem Monat aufgenommen und

die Detektionsoptik in der Zwischenzeit neu justiert. Somit ist eine Vergleichbarkeit der Fluoreszenzsignale nicht gewährleistet, weshalb bei den Messreihen I bis III entsprechende Werte nicht angegeben sind.

meas. series	avg. signal [ADU/Pixel]	offset [Hz]		slope [mHz/ μ K]	
		measured	calculated	measured	calculated
I	–	82 ± 15	50 ± 5	$-60,6 \pm 13,4$	$-13\,350 \pm 30$
II	–	41 ± 4		$-56,6 \pm 2,6$	
III	–	45 ± 3		$-60,7 \pm 2,6$	
IV	150	$3\,737 \pm 8$	$3\,760 \pm 50$	$+40,2 \pm 4,4$	$-4\,095 \pm 5$
V	200	$3\,781 \pm 5$		$+17,8 \pm 2,9$	
VI	120	$3\,696 \pm 9$		$+38,3 \pm 5,6$	

Tabelle 5.4: Ergebnisse der linearen Fits für die in den Messreihen I–VI beobachteten Verschiebungen der atomaren Resonanzfrequenz. Die berechneten Werte für den Offset ergeben sich aus dem quadratischen Zeeman-Effekt (Gl. 5.4). Die berechneten Steigungen folgen aus der differentiellen AC-Stark-Verschiebung nach Gl. 5.11. Das mittlere Fluoreszenzsignal ist proportional zur mittleren Anzahl von Atomen in den Fallen.

Results of the linear fits to the shifts of the atomic resonance frequency derived from measurement series I–VI. The calculated offsets are due to the quadratic Zeeman effect (eq. 5.4). The calculated slopes result from the differential AC Stark shifts (eq. 5.11). The average fluorescence signal is proportional to the average number of atoms in the traps.

Die Tabelle verdeutlicht nochmals die relativ gute Übereinstimmung der Offsets mit den Werten die man aufgrund des quadratischen Zeeman-Effektes erwartet und die auffällige Diskrepanz zwischen gemessener Steigung und berechneter differentieller AC-Stark-Verschiebung. Man könnte vermuten, dass das gemessene Ramsey-Signal nicht von Atomen stammt die in den etwa 1 mK tiefen Dipolfallen gefangen sind, sondern von Atomen die ein 200 mal geringeres Potential spüren. Diese Hypothese ließ sich durch die Messreihen I bis III nicht mit Sicherheit ausschließen. Die Umkehrung des Vorzeichens der Steigung bei Vergrößerung der Verstimmung des Fallenlaser lässt sich jedoch in keinem Fall alleine über die AC-Stark-Verschiebung durch den Fallenlaser erklären. Es muss daher mindestens einen weiteren Mechanismus geben, der die atomare Resonanz mit steigender Fallentiefe zu positiven Frequenzen verschiebt. In jedem Fall verwundert, dass dieser Effekt die AC-Stark-Verschiebung nahezu exakt kompensiert, dass also die Beträge der beiden Verschiebungen nur um etwa 10^{-2} voneinander abweichen! Im Folgenden werden mögliche Ursachen dieser positiven Frequenzverschiebung analysiert.

Nahresonantes Licht

Bei der Analyse der differentiellen dynamischen Stark-Verschiebung auf Seite 60 wurde davon ausgegangen, dass das Lichtfeld welches zu der Verschiebung führt, rotverstimmt ist gegenüber dem angeregten Zustand ($5P_{1/2}$ bzw. $5P_{3/2}$). Dies ist eine

sinnvolle Annahme, da ein blauverstimmttes Lichtfeld für Atome im Grundzustand zu einem repulsiven Potential führt und ein einfacher Fokus somit keine Falle darstellt. Es ist jedoch möglich, dem rotverstimmtten Strahlungsfeld welches die Dipolfallen bildet, ein zusätzliches blauverstimmttes Lichtfeld zu überlagern. Gleichung 5.9 gilt dann ebenfalls für dieses zusätzliche Lichtfeld:

$$\Delta E'(\Delta') = \frac{\hbar\Gamma^2}{8I_0} \cdot \frac{I'(\mathbf{r})}{\Delta'}, \quad (5.44)$$

wobei die ortsabhängige Intensität $I'(\mathbf{r})$, die Verstimmung $\Delta' > 0$ und die Niveaushiftung $\Delta E'$ dieses Lichtfeldes mit einem Strich gekennzeichnet sind, um sie von den entsprechenden Größen des Dipolfallenstrahls zu unterscheiden. Die Auswertung von Gleichung 5.10 unter der Bedingung $\Delta' \gg \omega_{\text{HFS}}$ ergibt für die differentielle AC-Stark-Verschiebung des blauverstimmtten Lichtfeldes:

$$\hbar\delta'_0 = + \frac{\hbar\Gamma^2}{8} \cdot \frac{I'(\mathbf{r})}{I_0} \cdot \frac{\omega_{\text{HFS}}}{\Delta_{\text{eff}}'^2}, \quad (5.45)$$

analog zu Gleichung 5.11. Geht man zunächst davon aus, dass dieses Laserfeld nicht die Fokussierungsoptik der Dipolfallen – bestehend aus Mikrolinsenarray und Transferlinsen – passiert, so ist seine Intensitätsverteilung und damit die hervorgerufene Verschiebung der atomaren Resonanzfrequenzen unabhängig von der Tiefe der Dipolfallen. Es würde also zu einer näherungsweise homogenen Verschiebung in allen Fallen des Arrays kommen, die sich als konstanter Offset manifestiert. Dies widerspricht den Beobachtungen. Daher lässt sich folgern, dass ein solches Lichtfeld die gleiche Intensitätsverteilung besitzt wie der Dipolfallenstrahl und damit zu einer Absenkung der Fallentiefen führt. Damit die Atome weiterhin ein attraktives Potential verspüren, muss die Niveaushiftung durch den Fallenlaser (deutlich) größer sein als diejenige durch das blauverstimmtte Lichtfeld:

$$\begin{aligned} |\Delta E(I, \Delta_{\text{eff}})| &> |\Delta E'(I', \Delta_{\text{eff}}')| \\ \Rightarrow \frac{I}{|\Delta_{\text{eff}}|} &> \frac{I'}{\Delta_{\text{eff}}'}. \end{aligned} \quad (5.46)$$

Aus der Forderung, dass sich gleichzeitig die *differentiellen* AC-Stark-Verschiebungen der beiden Laserfelder nahezu kompensieren sollen, folgt:

$$\begin{aligned} |\hbar\delta_0| &\approx |\hbar\delta'_0| \\ \Rightarrow \frac{I}{\Delta_{\text{eff}}^2} &\approx \frac{I'}{\Delta_{\text{eff}}'^2} \end{aligned} \quad (5.47)$$

und damit insgesamt

$$|\Delta_{\text{eff}}| > \Delta_{\text{eff}}' \quad \text{und} \quad I > I'. \quad (5.48)$$

Im Vergleich zum Laserstrahl der die Dipolfalle erzeugt, hätte das blauverstimmtte Lichtfeld also eine geringere Intensität und Verstimmung. Betrachtet man die Gleichungen 5.47 und 2.14, so stellt man fest, dass die spontane Streurrate des zusätzlichen Lichtfeldes dann in der gleichen Größenordnung liegen würde wie diejenige

des Fallenlaserstrahls. Somit wäre dies eine mögliche Erklärung für die in Kapitel 5.2.5 gemessene Dekohärenzzeit und die nicht auftretende Unterdrückung der Spin-Relaxationsrate (siehe Seite 73), da der erwartete Unterdrückungseffekt eine hohe Verstimmung verglichen mit der Feinstruktur-Aufspaltung voraussetzt. Als mögliche Quelle nahresonanten Lichtes kommt nur der Titan-Saphir-Laser in Frage, der den Fallenstrahl erzeugt. Die Strahlengänge der MOT-Laser und des Lasers der zum optischen Pumpen und für den Zustandsselektiven Nachweis verwendet wird, sind während der Ramsey-Messung durch mechanische Verschlüsse blockiert. Das Licht der Raman-Laser kann aufgrund der Geometrie des experimentellen Aufbaus nicht durch das Mikrolinsenarray und die anschließende Fokussierungsoptik zu den Atomen gelangen. Obwohl nicht auszuschließen ist, dass der Titan-Saphir-Laser einen geringen Anteil nahresonanten Lichtes emittiert, gibt es keinen Grund, weshalb dieses auf die Messungen der Resonanzverschiebung der Atome in der Einzelfalle (Abb. 5.8) keinen Einfluss hat, sondern nur bei den entsprechenden Messungen im Dipolfallenarray auftritt. Darüber hinaus lässt sich die Änderung der Resonanzverschiebung bei Variation der Anzahl bzw. Dichte der gefangenen Atome, die innerhalb der Messreihen IV bis VI andeutungsweise beobachtet wurde, mit der Hypothese eines zusätzlichen Lichtfeldes nicht erklären. Nahresonantes Licht wird daher als Ursache für die Kompensation der differentiellen AC-Stark-Verschiebung ausgeschlossen.

Dichteabhängige Verschiebung

Ein weiterer Effekt der die atomare Resonanz verschiebt, ist die dichteabhängige Verschiebung. Ihre physikalische Ursache sind elastische Kollisionen zwischen den Atomen. Gemittelt über viele Stoßprozesse führen diese zu einer Verschiebung und Verbreiterung der atomaren Niveaus. Eine umfassende Darstellung dieses Themas findet sich in [90]. Die Größe der Frequenzverschiebung hängt im Allgemeinen sowohl von der Stoßenergie, und somit von der Temperatur, als auch von der Form des Wechselwirkungspotentials ab. Letzteres ist unterschiedlich für die verschiedenen Hyperfein- und Zeeman-Unterkomponenten der an der Kollision beteiligten Atome. Eine exakte Berechnung der dichteabhängigen Verschiebung ist nicht möglich, da die Verteilung der Atome auf die m_F -Zustände nur unzureichend bekannt ist. Zusätzlich verkompliziert wird die Analyse durch die Anwesenheit des Fallenlaserlichtes. Im Wellenlängenbereich der für dieses Experiment relevant ist (800 nm bis 820 nm) befinden sich zahlreiche molekulare Resonanzlinien (siehe [91]) und die Kopplung des Fallenlaserlichtes an diese Resonanzen kann zu einer erheblichen Modifikation der Atom-Atom-Wechselwirkung führen. Die theoretische Beschreibung dieses Phänomens, welches auch als „optische Feshbach-Resonanz“ bezeichnet wird, findet sich in [92] und [93], der erste experimentelle Nachweis erfolgte vor kurzem in einem Bose-Einstein-Kondensat von ^{87}Rb -Atomen [94].

Um dennoch abschätzen zu können, ob die dichteabhängige Verschiebung als mögliche Ursache der beobachteten Variation der atomaren Resonanzfrequenzen in Frage kommt, verwende ich die so genannte „Mean-Field-Theorie“ [90]. Hierbei werden die Auswirkungen interatomarer Wechselwirkungen auf ein einzelnes Atom durch

ein dichteabhängiges effektives Potential beschrieben, welches den Einfluss aller anderen Atome charakterisiert. Die Stoßprozesse werden in dieser Theorie durch die Streulänge a und die Dichte n parametrisiert. Für ^{85}Rb beträgt diese [95]: $a = -387(1) a_0$, wobei $a_0 = 0,529 \text{ \AA}$ der Bohrsche Radius ist. In diesem auf eine einzige Streulänge reduzierten Modell bleibt sowohl die Abhängigkeit der Verschiebung vom internen Zustand der Stoßpartner, als auch der Einfluss des Fallenlaserlichtes unberücksichtigt. Es kann daher nicht erwartet werden, dass sich mit Hilfe der Mean-Field-Theorie der beobachtete Effekt einer *differentiellen* Niveaushiftung erklären lässt. Aus den folgenden Berechnungen ergibt sich lediglich die Größenordnung der *absoluten* Niveaushiftung. Diese berechnet sich aus dem „Mean-Field-Potential“ [90]:

$$\delta_{\text{MF}} = U_{\text{MF}}/\hbar = -\frac{4\pi\hbar}{m} a \cdot n. \quad (5.49)$$

Die zu erwartende Dichte in den Fallen des Arrays ist sehr viel höher als diejenige bei den Messungen in Abschnitt 5.2, bedingt durch die deutlich geringeren Fokusgrößen im Vergleich zur Einzelfalle ($w_0^{\text{array}} = 1,67 \mu\text{m}$, $w_0^{\text{ef}} = 9,7 \mu\text{m}$). Im thermodynamischen Gleichgewicht gilt für die mittlere Dichte \bar{n} eines atomaren Ensembles in einem als harmonisch angenommenen Potential [96]:

$$\bar{n} = \frac{N}{8} \cdot \Omega_z \cdot \Omega_r^2 \cdot \left(\frac{m}{\pi k_B T} \right)^{3/2} = \frac{N}{\sqrt{2\pi^5}} \cdot \frac{\lambda_{\text{TiSa}}}{w_0^4} \cdot \left(\frac{U}{k_B T} \right)^{3/2}. \quad (5.50)$$

Hierbei ist N die Anzahl der Atome in der Falle, m ihre Masse und T ihre Temperatur. Mit Ω_z und Ω_r werden die axialen und radialen Vibrationsfrequenzen der Falle bezeichnet, die sich mit Hilfe von Gleichung 2.12 als Funktion der Wellenlänge λ_{TiSa} und der Fokusgröße w_0 des Fallenlaserstrahls ausdrücken lassen. Für $\lambda_{\text{TiSa}} = 800 \text{ nm}$ (820 nm), $U_0/k_B = 1 \text{ mK}$, $T/k_B = 10 \mu\text{K}$ und $w_0 = 1,67 \mu\text{m}$ ergibt sich aus Gleichung 5.50 ein Fallenvolumen $V = N/\bar{n} = 2,4 \times 10^{-13} \text{ cm}^3$ ($2,3 \times 10^{-13} \text{ cm}^3$). Eine Abschätzung mit Hilfe von Gleichungen 5.49 zeigt, dass bei diesen Parametern $N = 100$ (30) Atome pro Falle zu einer Niveaushiftung $\delta_{\text{MF}}/2\pi = +12,8 \text{ kHz}$ ($+3,9 \text{ kHz}$) führen, die somit in der gleichen Größenordnung liegt, wie die berechnete differentielle dynamische Stark-Verschiebung (siehe Tabelle 5.4). Obwohl aus dieser Abschätzung nicht geschlossen werden kann, dass die Verschiebung des Hyperfeinstruktur-Übergangs, also die Differenz der Niveaushiftungen des $|F = 2\rangle$ - und $|F = 3\rangle$ -Zustandes den berechneten Werten entsprechen, zeigt sie, dass bei entsprechend kleinen Fallenvolumina bereits eine geringe Anzahl von Atomen zu einer nennenswerten Beeinflussung der atomaren Niveaus führt.

An dieser Stelle muss angemerkt werden, dass sich auf der Basis einer theoretischen Arbeit der Gruppe von D. J. Heinzen [70] im Prinzip die *differentielle* Niveaushiftung ohne Berücksichtigung des Fallenlasers berechnen lässt. Geht man davon aus, dass ausschließlich die Zustände mit $m_F = 0$ besetzt sind, so führt diese Berechnung zu einem Ergebnis, welches betragsmäßig in der gleichen Größenordnung liegt wie obige Abschätzung. Das Vorzeichen der so berechneten differentiiellen Verschiebung ist jedoch negativ, d.h. der Effekt der AC-Stark-Verschiebung würde verstärkt und nicht kompensiert.

Um die Verringerung der Steigung der Fitgeraden bei Messreihe V im Vergleich zu Messreihen IV und VI (siehe Abbildungen 5.20 und 5.21) mit Hilfe der Theorie der stoßbedingten Verschiebung zu erklären, muss man annehmen, dass die Dichte der Atome bei Messreihe V trotz größerer Teilchenzahl geringer war als bei den anderen beiden Messungen. Gemäß Gleichung 5.50 setzt dies voraus, dass die Temperatur der Atome mit wachsender Teilchenzahl ansteigt. Dies ist durchaus möglich, da inelastische Stoßprozesse, deren Rate proportional zum Quadrat der Teilchenzahl ist, zur Aufheizung der Atome in der Dipolfalle führen [97, 98].

5.3.4 Zwei-Qubit-Gatter

Die Tatsache, dass elastische Vielteilchen-Wechselwirkungen zu einer erheblichen Veränderung der atomaren Resonanzfrequenz führen können, ist von entscheidender Bedeutung für die Verwirklichung der Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen Atomen. Zur Realisierung eines universellen Satzes von Quantengattern [14] wird neben der Möglichkeit der kohärenten Manipulation einzelner Qubits ein Zwei-Qubit-Gatter benötigt [28]. Ein solches Gatter basiert notwendigerweise auf der *Wechselwirkung* zweier Qubits. Zu den in der Einleitung aufgezählten Vorschlägen zur Umsetzung dieser Wechselwirkung zählen kontrollierte kalte Stöße [32, 33].

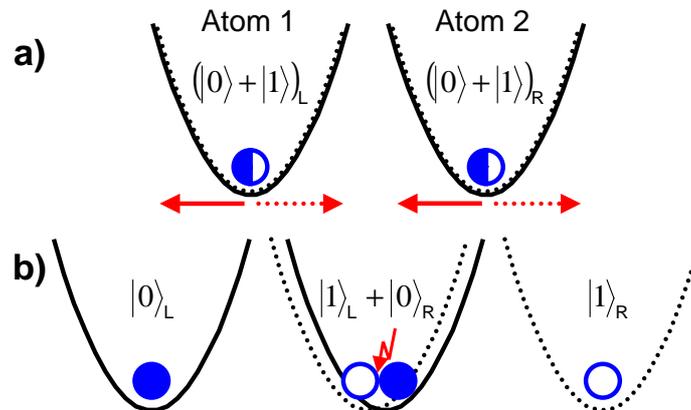


Abbildung 5.22: Realisierung des Zwei-Qubit-Gatter mit kontrollierten kalten Stößen. a) Die atomaren Qubits befinden sich zunächst in räumlich getrennten Fallen und werden zustandsselektiv verschoben (Pfeile). Das gestrichelte Potential ist bindend für den Zustand $|0\rangle$ (symbolisiert durch gefüllte Kreise), das durchgezogene für den Zustand $|1\rangle$ (offene Kreise). b) Die Stoßwechselwirkung führt zu einer Phasenverschiebung wenn sich Atom 1 im Zustand $|1\rangle$ und Atom 2 im Zustand $|0\rangle$ befindet.

Realisation of a two-qubit gate via controlled cold collisions. a) Initially, the atomic qubits rest in spatially separated traps, which are moved state selectively (arrows). The dashed line represents the potential for the state $|0\rangle$ (represented by filled circles), the solid line for state $|1\rangle$ (open circles). b) The collisional interaction leads to a phase shift if atom 1 is in state $|1\rangle$ and atom 2 in state $|0\rangle$.

Die experimentelle Realisierbarkeit dieses Vorschlags wurde bereits mit Hilfe von Einzelatomen in einem dreidimensionalen optischen Gitter gezeigt [34]. Um als Quantengatter verwendbar zu sein, muss die Wechselwirkung zustandsselektiv erfolgen. Im genannten Experiment wurden die Atome hierzu in ein zustandsselektives Dipolpotential umgeladen [99], welches anschließend verschoben wurde. Auf diese Weise wurde erreicht, dass die Wechselwirkung zwischen Atomen in benachbarten Gitterplätzen abhängig vom Zustand der atomaren Qubits erfolgte. Dieses Prinzip veranschaulicht Abbildung 5.22. Wählt man die Dauer der Wechselwirkung so, dass sich durch den Stoß eine Phasenverschiebung von π ergibt, so entspricht dies einem Phasengatter mit der Wahrheitstabelle

$$\begin{aligned}
 |0\rangle|0\rangle &\rightarrow |0\rangle|0\rangle \\
 |0\rangle|1\rangle &\rightarrow |0\rangle|1\rangle \\
 |1\rangle|0\rangle &\rightarrow -|1\rangle|0\rangle \\
 |1\rangle|1\rangle &\rightarrow |1\rangle|1\rangle,
 \end{aligned} \tag{5.51}$$

welches zusammen mit den Ein-Qubit Operationen einen universellen Satz von Quantengattern darstellt.

Notwendige Voraussetzung für die Implementierung des Phasengatters ist eine *kontrollierte* Stoßwechselwirkung. Das bedeutet zunächst, dass an der Kollision genau zwei Atome beteiligt sind. Weiterhin muss der Überlapp der atomaren Wellenfunktionen während der Wechselwirkung wohldefiniert sein, da nur dann die hervorgerufene Phasenverschiebung durch Veränderung der Wechselwirkungsdauer kontrolliert werden kann. Dazu ist es notwendig, dass sich die Atome im Grundzustand (bzw. in einem genau bestimmten Vibrationszustand) der Falle befinden. Im genannten Experiment wurden die beiden Voraussetzungen dadurch erfüllt, dass das Beladen des optischen Gitters mittels eines Mott-Isolator-Übergangs aus einem Bose-Einstein-Kondensat erfolgte [100].

Im Gegensatz dazu handelt es sich bei der dichteabhängigen Verschiebung, die im vorigen Abschnitt diskutiert wurde, um das Resultat vieler unkontrollierter Stöße in einem thermischen Ensemble von Atomen. Ungeachtet dessen, basiert sie auf dem selben physikalischen Effekt wie die Realisierung des Zwei-Qubit-Gatters mit kontrollierten kalten Stößen. Obwohl die Ergebnisse der Messungen, die in diesem Kapitel vorgestellt wurden, andere Deutungen zulassen, ist die Erklärung mit Hilfe der dichteabhängigen Verschiebung am wahrscheinlichsten. Im Rahmen dieser Interpretation folgt aus den Messergebnissen nicht nur, dass die Stoßwechselwirkung von Atomen im Dipolfallenarray zu deutlich messbaren Veränderungen der atomaren Resonanzfrequenzen führt, sondern auch, dass die Stärke der Wechselwirkung vom internen Zustand der Atome abhängt. Bezogen auf die experimentelle Umsetzung des Zwei-Qubit-Gatters bedeutet dies, dass die Notwendigkeit des *zustandsselektiven Verschiebens* entfällt. Zur Realisierung des Phasengatters (Gl. 5.51) genügt es, zwei benachbarte Fallen zusammenzuführen, so dass eine *zustandsselektive Wechselwirkung* stattfinden kann. Somit sind die hier gezeigten Messungen ein wichtiger Schritt auf dem Weg zur Verwirklichung eines Quantencomputers auf der Basis von kalten neutralen Atomen.

6 Ausblick

Nachdem in [37] die prinzipielle Eignung von kalten ^{85}Rb -Atomen in einem Array von Dipolfallen für die Quanteninformationsverarbeitung gezeigt werden konnte, wurden in dieser Arbeit erstmals Kohärenzuntersuchungen an diesem System durchgeführt. Neben ihrer Bedeutung als Ein-Qubit-Gatter konnten mit Hilfe von kohärenten Zwei-Photonen Raman-Übergängen die Dekohärenzzeit bestimmt, und die energetische Verschiebung der Qubit-Zustände in den Dipolfallen studiert werden. Einer der Vorteile der Verwendung mikrostrukturierter Elemente zur Erzeugung der Dipolfallen, der diese Art der Speicherung insbesondere gegenüber optischen Gittern auszeichnet, ist der relativ große räumliche Abstand der Fallen. Zusätzlich zur Möglichkeit, das gesamte Ensemble kollektiv anzusprechen, wie dies in der vorliegenden Arbeit geschehen ist, ermöglicht er ein individuelles Adressieren der Qubits. Im Fall eines einzelnen Laserstrahls kann dies dadurch realisiert werden, dass der Strahldurchmesser auf einen Wert kleiner als der Fallenabstand reduziert wird, und der Laser senkrecht zur Ebene des Arrays eingestrahlt wird.

Diese Methode wurde in [37] demonstriert und kann im Prinzip direkt auf die Raman-Laserstrahlen übertragen werden. Darüber hinaus liegt durch die Anordnung der Fallen in einem regelmäßigen zweidimensionalen Gitter auch eine Adressierung dergestalt nahe, dass zunächst eine Zeile ausgewählt wird, innerhalb derer man dann eine einzelne Falle anspricht. Die Auswahl von Zeile und Spalte kann durch die beiden Raman-Laserstrahlen erfolgen, wenn diese nicht kollinear sondern senkrecht zueinander, parallel zur Array-Ebene eingestrahlt werden. Bei dieser Geometrie ist der Raman-Übergang jedoch mit einem nicht zu vernachlässigenden Impulsübertrag verbunden und wird dadurch geschwindigkeitsselektiv. Das bedeutet, dass die Raman-Laser nur mit Atomen in einem bestimmten Vibrationsniveau der Falle interagieren. Einerseits macht das eine Kühlung der Atome in den Grundzustand erforderlich, andererseits eröffnet eine solche Geometrie die Möglichkeit, genau dies mittels Raman-Seitenbandkühlen [42, 43, 44] zu erreichen.

Die Auswahl der Array-Zeile kann ebenfalls durch ortsabhängige Verschiebung der Übergangsfrequenzen geschehen, ähnlich wie dies bei der Kernspin-Resonanztomographie geschieht. Wählt man zur Kodierung der Qubits nicht die beiden ($m_F = 0$)-Zustände der Hyperfeinstruktur-Niveaus, sondern zwei Zustände die dem linearen Zeeman-Effekt unterworfen sind, so lässt sich deren energetischer Abstand durch einen Magnetfeldgradienten räumlich variieren. Die Auswahl der Zeile geschieht in dem Fall durch entsprechende Wahl der Raman-Laser Differenzfrequenz. Das Ansprechen der einzelnen Falle innerhalb der Zeile kann weiterhin durch kopropagierende Raman-Laserstrahlen erfolgen. Die Untersuchung der verschiedenen Möglichkeiten der individuellen Adressierung ist Gegenstand der Experimente, die momentan an dem Aufbau durchgeführt werden.

In Abschnitt 2.4 wurde bereits die Detektion einzelner Atome erörtert, die ein wichtiger Schritt für die Quanteninformationsverarbeitung mit neutralen, kalten Atomen ist. Gelingt es, die Experimente die in Abschnitt 5.3 beschrieben wurden, mit einzelnen Atomen in den Fallen des Arrays zu wiederholen, so können gezielt Effekte die auf interatomarer Wechselwirkung beruhen von Einteilcheneffekten unterschieden werden. Auf diese Weise ließe sich die Erklärung der beobachteten Niveaushiftung erhärten oder gegebenenfalls modifizieren.

Neben der Notwendigkeit, einzelne Atome nachzuweisen, müssen auch Wege gefunden werden, die Fallen des Arrays gezielt mit jeweils einem Atom zu beladen. Bei einzelnen Dipolfallen mit Radien unter einem Mikrometer ist dies der Gruppe von P. Grangier bereits gelungen [40]. Dort konnte gezeigt werden, dass bei sehr geringen Laderaten jeweils genau ein Atom in der Falle gefangen wird und dass, sobald ein zweites Atom hinzukommt, beide Teilchen die Falle verlassen [41]. Aufgrund des guten optischen Zugangs, den der in dieser Arbeit beschriebene Aufbau gewährt, ist es möglich, Dipolfallenarrays mit entsprechend kleinen Fallenradien zu verwirklichen. Somit könnte der in [41] beschriebene Blockademechanismus zum Beladen des Arrays mit einzelnen Atomen genutzt werden. Man würde damit ein Array erhalten, bei dem im Mittel jede zweite Falle mit einem Atom besetzt ist. Um eine homogene Verteilung der Atome auf die Arrayplätze zu erreichen, d.h. in jeder Falle genau ein Atom zu fangen, muss zusätzlich noch ein Weg gefunden werden, die Atome gezielt von einem Gitterplatz zum nächsten zu verschieben.

Eine weitere denkbare Quelle einzelner Atome nutzt den Mott-Isolator-Übergang eines Bose-Einstein-Kondensates in einem optischen Gitter [100]. Dabei führt die Variation der Tunnelkopplung zwischen den einzelnen Gitterplätzen zu einem quantenmechanischen Phasenübergang: In der superfluiden Phase ist die Wellenfunktion des Kondensates gleichmäßig über alle Gitterplätze verteilt. Das Erhöhen der Tunnelbarrieren zwischen den Fallen überführt das atomare Ensemble in die Mott-Isolator-Phase, in der die einzelnen Plätze des optischen Gitters jeweils mit einer wohldefinierten Anzahl von Atomen gefüllt sind, die von der anfänglichen Dichte des Ensembles abhängt. Wenn es gelingt, die Atome von den Fallen des optischen Gitters in ein Array umzuladen, ergibt sich somit eine weitere Möglichkeit, ein Dipolfallenarray mit homogener Einteilchenbesetzung zu realisieren.

Für die erfolgreiche Umsetzung von Zwei-Qubit-Gattern mit Hilfe von kontrollierten kalten Stößen [32], über Dipol-Dipol-Wechselwirkung [29, 30] oder via Tunnelkopplung [31] ist ein geringer Fallenabstand von ungefähr einem Mikrometer oder darunter nötig. Will man zum Zwecke der individuellen Adressierbarkeit einen Abstand in der Größenordnung von einigen zehn Mikrometern beibehalten, so ist ein Verschieben der Fallen unerlässlich. Bereits in [35] wurde hierfür in unserer Gruppe die Idee entwickelt, mit einem Mikrolinsenarray zwei räumlich versetzte Fallenarrays zu erzeugen, indem man die Linsen mit zwei Laserstrahlen ausleuchtet, die unter einem Winkel zueinander stehen. Durch Variation dieses Winkels lässt sich so der Abstand benachbarter Fallen verändern. In [37] konnte erfolgreich demonstriert werden, dass sich ein solches Arraypaar mit variablem Fallenabstand auf diese Weise erzeugen und mit Atomen beladen lässt. Die Experimente hierzu waren jedoch statisch, d.h. die Atome wurden nicht mit den Fallen bewegt und der Beweis, dass ein Transport

in dieser Form möglich ist, muss noch erbracht werden. Es ist daher auch nicht bekannt, welche Auswirkungen das Verschieben auf die Kohärenzeigenschaften hat. Zur Zeit wird der bestehende Aufbau dahin gehend erweitert, dass eine dynamische Variation des Fallenabstandes möglich ist. In Verbindung mit den Methoden der kohärenten Manipulation und des zustandsselektiven Nachweises, die in dieser Arbeit vorgestellt wurden, eröffnen sich damit vielfältige Möglichkeiten, kontrollierte Wechselwirkungen von Atomen in benachbarten Fallen zu studieren. Wenn es gelingt, diese Wechselwirkung zur Verschränkung der Atome auszunutzen, so wäre das erste Zwei-Qubit-Gatter für neutrale Atome realisiert. Die erfolgreiche Implementierung von Algorithmen zur Quanten-Fehlerkorrektur [12] würde die Entwicklung des Quantencomputers auf der Basis von kalten, neutralen Atomen von Seiten der Grundlagenforschung abrunden.

A Anhang

A.1 ^{85}Rb Daten

Name	Symbol	Wert	Ref.
Masse	m	$1,411 \times 10^{-25} \text{ kg}$	
Kernspin	I	$5/2$	
nukl. Landé-Faktor	g_I	$-2,936\,400(6) \times 10^{-4}$	[101]
S-Wellen Streulänge	a	$-387(1) a_0$	[95]
$5S_{1/2}$ -Grundzustand			
elektr. Landé-Faktor	g_J	$2,002\,331\,13(20)$	[101]
HFS-Aufspaltung	ω_{HFS}	$2\pi \cdot 3\,035\,732\,439(5) \text{ Hz}$	[63]
quadr. Zeeman-Effekt	$\Delta\omega_{0 \rightarrow 0}$	$2\pi \cdot 129,40 \text{ mHz}/\mu\text{T}^2 \times B^2$	Gl.5.4

Tabelle A.1: Allgemeine Eigenschaften von ^{85}Rb .
General properties of ^{85}Rb .

D_1 -Linie			
Wellenlänge	λ_{air}	$794\,760(32) \text{ nm}$	[102]
Übergangsfrequenz	ν	$377\,107\,385,675(50) \text{ MHz}$	[103]
Linienbreite	Γ	$2\pi \times 5,41 \text{ MHz}$	[104]
D_2 -Linie			
Wellenlänge	λ_{air}	$780\,027(67) \text{ nm}$	[102]
Übergangsfrequenz	ν	$384\,230\,546,804(40) \text{ MHz}$	[105]
Linienbreite	Γ	$2\pi \times 5,98 \text{ MHz}$	[26]
Sättigungsintensität	I_0	$1,64 \text{ mW}/\text{cm}^2$	[26]
Doppler-Temperatur	$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}$	$143,41 \mu\text{K}$	[26]
Rückstoßenergie	$E_r/\hbar = \frac{h}{2m\lambda^2}$	$3,86 \text{ kHz}$	

Tabelle A.2: Parameter der D-Linien von ^{85}Rb .
Parameters of the ^{85}Rb D-lines.

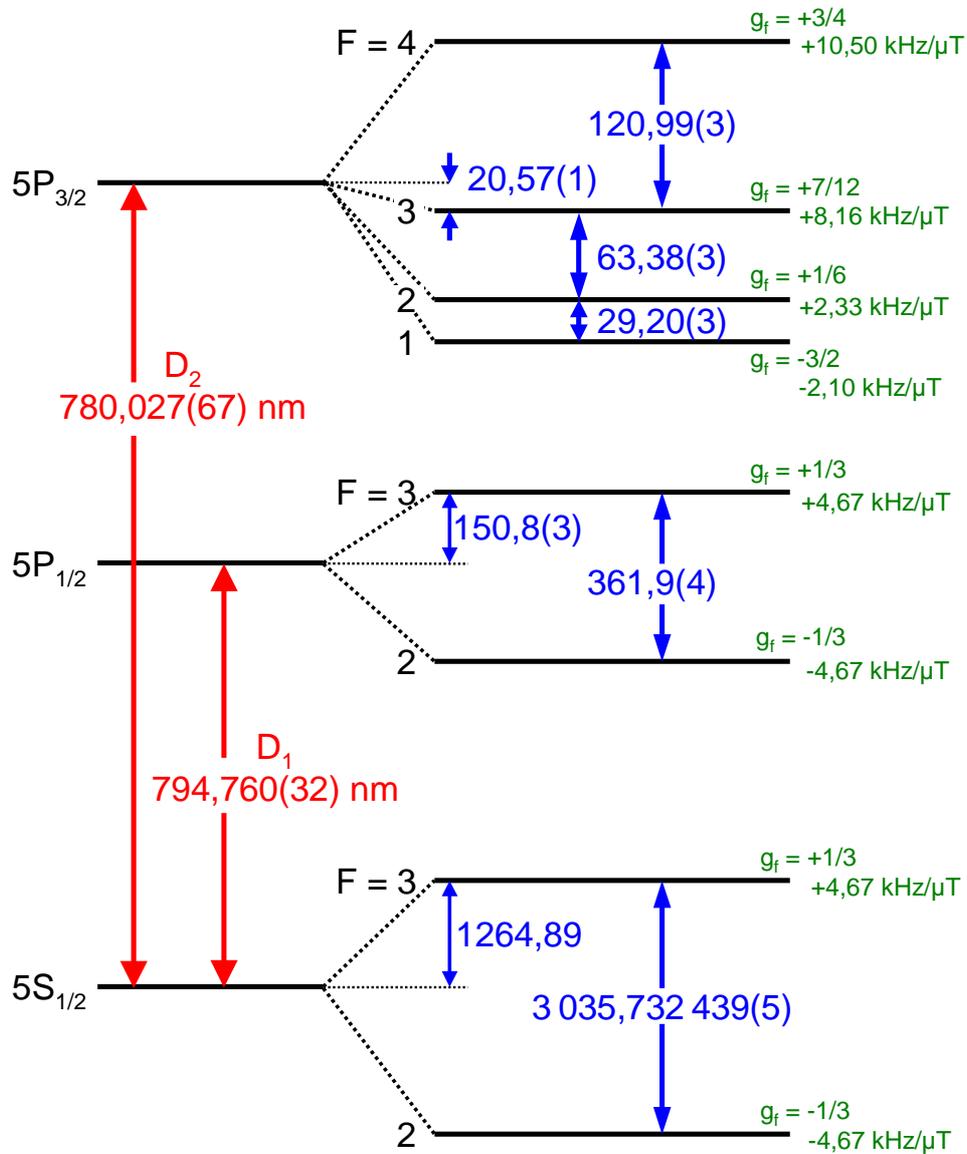


Abbildung A.1: Niveauschema der D-Linien von ^{85}Rb , nicht maßstabsgerecht. Wellenlängen der Übergänge in Luft aus [102], HFS-Aufspaltung in MHz nach [63, 103, 105]. Zeeman-Aufspaltung benachbarter m_F -Zustände berechnet nach Gl. 5.3.

Level scheme of the ^{85}Rb D-Lines, not to scale. Air wavelengths of the transitions according to [102], HFS splitting in MHz according to [63, 103, 105]. Zeeman splitting between adjacent magnetic sublevels according to eq. 5.3.

A.2 Energieverteilung und Dephasierung

Zur Berechnung der Kosinus-Fourier-Transformierten der Maxwell-Boltzmann-Verteilung betrachtet man eine Funktion der Form

$$f(x) = \sqrt{x} e^{-Kx}. \quad (\text{A.1})$$

Ihre Fourier-Sinus- bzw. Kosinus-Transformierten lauten [52]:

$$\int_0^{\infty} f(x) \cdot \sin(xt) dx = a \cdot \sin b, \quad \int_0^{\infty} f(x) \cdot \cos(xt) dx = a \cdot \cos b \quad (\text{A.2})$$

mit

$$a = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (K^2 + t^2)^{-3/4} \quad \text{und} \quad b = \frac{3}{2} \arctan\left(\frac{t}{K}\right). \quad (\text{A.3})$$

Daraus leitet man zusammen mit den Additionstheoremen der trigonometrischen Funktionen folgende Relation her:

$$\int_0^{\infty} f(x) \cdot \cos((x \pm x_0) t) dx = a \cdot \cos(x_0 t \pm b). \quad (\text{A.4})$$

Mit den Definitionen

$$x \equiv \delta_{\text{diff}} - \delta_0, \quad x_0 \equiv \delta_0 + \delta_{\text{hom}} - \delta_{\text{RL}}, \quad \tilde{p}'(x) = \frac{2K^{3/2}}{\sqrt{\pi}} \sqrt{x} e^{-Kx}, \quad (\text{A.5})$$

ergibt sich somit für die gesuchte Kosinus-Fourier-Transformierten der Maxwell-Boltzmann-Verteilung (Gl. 5.22):

$$\int_{\delta_0}^{\infty} \tilde{p}(\delta_{\text{diff}}) \cos[(\delta_{\text{diff}} + \delta_{\text{hom}} - \delta_{\text{RL}}) t] d\delta_{\text{diff}} \quad (\text{A.6})$$

$$= \int_0^{\infty} \tilde{p}'(x) \cos[(x + x_0) t] dx \quad (\text{A.7})$$

$$= \left(1 + \frac{t^2}{K^2}\right)^{-3/4} \cos\left[(\delta_0 + \delta_{\text{hom}} - \delta_{\text{RL}}) t + \frac{3}{2} \arctan\left(\frac{t}{K}\right)\right] \quad (\text{A.8})$$

$$= \alpha(t) \cos(\delta_{\text{sum}} t + \kappa(t)) \quad (\text{A.9})$$

mit

$$\alpha(t) = \left(1 + \frac{t^2}{K^2}\right)^{-3/4} \quad (\text{A.10})$$

$$\kappa(t) = -\frac{3}{2} \arctan\left(\frac{t}{K}\right) \quad (\text{A.11})$$

$$\delta_{\text{sum}} = \delta_{\text{RL}} - \delta_0 - \delta_{\text{hom}} \quad (\text{A.12})$$

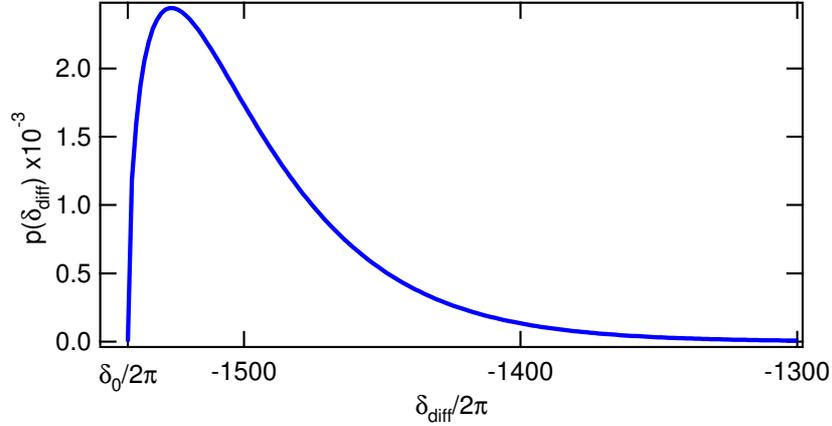


Abbildung A.2: Nach Gl. 5.19 berechnete Verteilung der differentiellen AC-Stark-Verschiebungen für ein atomares Ensemble bei $T = 13 \mu\text{K}$ in einer Falle mit $U_0 = 320 \mu\text{K}$, $\Delta_{\text{eff}} = -2,18 \times 10^6 \Gamma$.

Calculated distribution of the differential AC stark shifts for an atomic ensemble at $T = 13 \mu\text{K}$ in a trap of $U_0 = 320 \mu\text{K}$, $\Delta_{\text{eff}} = 2,18 \times 10^6 \Gamma$, according to eq. 5.19.

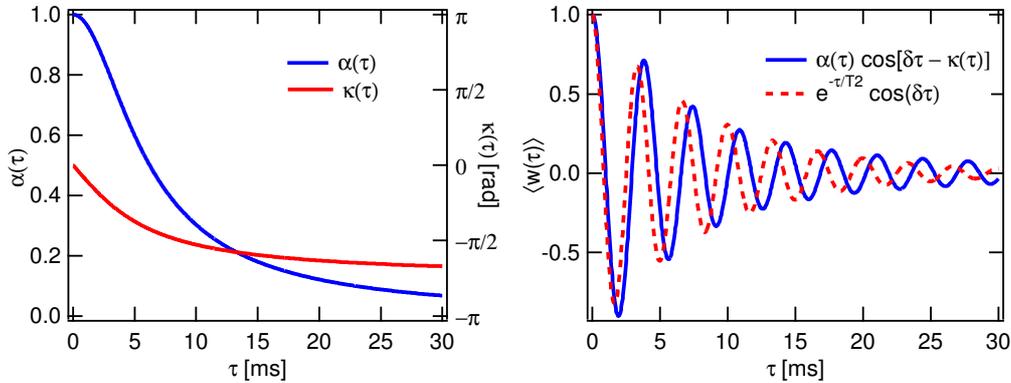


Abbildung A.3: Links: Aus der Verteilung (Abb. A.2) resultierende Dämpfung $\alpha(\tau)$ und Phasenverschiebung $\kappa(\tau)$. Rechts: Berechnetes Ramsey-Signal für $\delta_{\text{sum}}/2\pi = 300 \text{ Hz}$ nach Gl. 5.26 (durchgezogene Linie) und ein Signal mit exponentieller Dämpfung (gestrichelte Linie) zum Vergleich.

Left: Damping $\alpha(\tau)$ and phase shift $\kappa(\tau)$ resulting from the distribution shown in fig. A.2. Right: Calculated Ramsey signal for $\delta_{\text{sum}}/2\pi = 300 \text{ Hz}$ according to eq. 5.26 (solid line) compared to a signal with exponential damping (dashed line).

Literaturverzeichnis

- [1] R. P. FEYNMAN: *Simulating Physics with Computers*. Int. J. Theor. Phys. **21**, 467 (1982). 1
- [2] D. DEUTSCH: *Quantum-Theory, the Church-Turing Principle and the Universal Quantum Computer*. Proc. R. Soc. Lond. A **400**, 97 (1985). 1
- [3] D. DEUTSCH und R. JOSZA: *Rapid solutions of problems by quantum computation*. Proc. R. Soc. Lond. A **439**, 553 (1992). 1
- [4] L. K. GROVER: *A fast quantum mechanical algorithm for database search*. In: *Proceedings of the 28th Annual ACM Symposium on Theory of Computation*, Seite 212 (1996). 1
- [5] L. K. GROVER: *Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack*. Phys. Rev. Lett. **79**, 325 (1997). 1
- [6] P. W. SHOR: *Polynomial time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer*. SIAM J. Comput., (quant-ph/9508027) **26**, 1484 (1997). 2
- [7] J. PRESKILL: *Lecture Notes for Physics 229: Quantum Information and Computation*. <http://www.theory.caltech.edu/~preskill/ph229> (1998). 2
- [8] J. GRUSKA: *Quantum Computing*. McGraw-Hill, London (1999). 2
- [9] M. A. NIELSEN und I. L. CHUANG: *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge University Press (2000). 2
- [10] J. STOLZE und D. SUTER: *Quantum Computing*. Wiley-VCH, Berlin (2004). 2
- [11] C. MACCHIAVELLO, G. M. PALMA und A. ZEILINGER (Herausgeber): *Quantum Computation and Quantum Information Theory*. World Scientific, Singapore (2000). 2
- [12] D. BOUWMEESTER, A. ECKERT und A. ZEILINGER (Herausgeber): *The Physics of Quantum Information*. Springer Verlag (2001). 2, 93
- [13] G. LEUCHS und TH. BETH (Herausgeber): *Quantum Information Processing with Atoms in Optical Micro-Structures*. Wiley-VCH, Weinheim (2003). 2
- [14] D. P. DIVINCENZO: *The Physical Implementation of Quantum Computation*. Fortschr. Phys. **48**, 771 (2000). 2, 43, 68, 88
- [15] I. L. CHUANG, N. A. GERSHENFELD und M. KUBINEC: *Experimental Implementation of Fast Quantum Searching*. Phys. Rev. Lett. **80**, 3408 (1998). 2, 44

- [16] J. A. JONES, M. MOSCA und R. H. HANSEN: *Implementation of a quantum search algorithm on a quantum computer*. Nature (London) **393**, 344 (1998). 2
- [17] S. GULDE, M. RIEBE, G. P. T. LANCASTER, C. BECHER, J. ESCHNER, H. HÄFFNER, F. SCHMIDT-KALER, I. L. CHUANG und R. BLATT: *Implementation of the Deutsch–Jozsa algorithm on an ion-trap quantum computer*. Nature (London) **421**, 48 (2003). 2
- [18] J. CHIAVERINI, D. LEIBFRIED, T. SCHAEZT, M. D. BARRETT, R. B. BLAKESTAD, J. BRITTON, W. M. ITANO, J. D. JOST, E. KNILL, C. LANGER, R. OZERI und D. J. WINELAND: *Realization of quantum error correction*. Nature (London) **432**, 602 (2004). 2
- [19] W. H. ZUREK: *Decoherence and the transition from quantum to classical*. Physics Today **44**, 36 (1991). 2, 68
- [20] W. H. ZUREK: *Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical*. Rev. Mod. Phys. **75**, 715 (2003). 2, 68
- [21] L. M. K. VANDERSYPEN, M. STEFFEN, G. BREYTA, C. S. YANNONI, M. H. SHERWOOD und I. L. CHUANG: *Experimental realization of Shor’s quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance*. Nature (London) **414**, 883 (2001). 2
- [22] E. SCHRÖDINGER. Naturwissenschaften **23**, 807, 823, 844 (1935). 3, 68
- [23] A. EINSTEIN, B. PODOLSKY und N. ROSEN: *Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete?* Phys. Rev. **47**, 777 (1935). 3
- [24] K. ECKERT, J. MOMPART, X. X. YI, J. SCHLIEMANN, D. BRUSS, G. BIRKL und M. LEWENSTEIN: *Quantum computing in optical microtraps based on the motional states of neutral atoms*. Phys. Rev. A **66**, 042317 (2002). 3
- [25] J. MOMPART, K. ECKERT, W. ERTMER, G. BIRKL und M. LEWENSTEIN: *Quantum Computing with Spatially Delocalized Qubits*. Phys. Rev. Lett. **90**, 147901 (2003). 3
- [26] H. J. METCALF und P. VAN DER STRATEN: *Laser Cooling and Trapping*. Springer Verlag, New York (1999). 3, 5, 6, 21, 39, 48, 96
- [27] W. DEMTRÖDER: *Laser Spectroscopy*. Springer Verlag, New York (1996). 3, 11, 31, 32
- [28] A. BARENCO, C. H. BENNET, R. CLEVE, D. P. DIVINCENZO, N. MARGOLUS, P. SHOR, T. SLEATOR, J. A. SMOLIN und H. WEINFURTER: *Elementary gates for quantum computation*. Phys. Rev. A **52**, 3457 (1995). 3, 88
- [29] G. K. BRENNEN, C. M. CAVES, P. S. JESSEN und I. H. DEUTSCH: *Quantum Logic Gates in Optical Lattices*. Phys. Rev. Lett. **82**, 1060 (1999). 3, 92
- [30] D. JAKSCH, J. I. CIRAC, P. ZOLLER, S. L. ROLSTON, R. CÔTÉ und M. D. LUKIN: *Fast Quantum Gates for Neutral Atoms*. Phys. Rev. Lett. **85**, 2208 (2000). 4, 92
- [31] J. K. PACHOS und P. L. KNIGHT: *Quantum Computation with a One-Dimensional Optical Lattice*. Phys. Rev. Lett. **91**, 107902 (2003). 4, 92

- [32] T. CALARCOAND, E. A. HINDSAND, D. JAKSCHAND, J. SCHMIEDMAYERAND, J. I. CIRAC und P. ZOLLER: *Quantum gates with neutral atoms: Controlling collisional interactions in time-dependent traps*. Phys. Rev. A **61**, 022304 (2000). 4, 8, 88, 92
- [33] D. JAKSCH: *Optical lattices, ultracold atoms and quantum information processing*. Cont. Phys. **45**, 367 (2004). 4, 8, 88
- [34] O. MANDEL, M. GREINER, A. WIDERA, T. ROM, T. W. HÄNSCH und I. BLOCH: *Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms*. Nature (London) **425**, 937 (2003). 4, 89
- [35] G. BIRKL, F. B. J. BUCHKREMER, R. DUMKE und W. ERTMER: *Atom optics with microfabricated optical elements*. Opt. Comm. **191**, 67 (2001). 4, 9, 75, 92
- [36] F. B. J. BUCHKREMER, R. DUMKE, M. VOLK, T. MÜTHER, G. BIRKL und W. ERTMER: *Quantum Information Processing with Microfabricated Optical Elements*. Las. Phys. **12**, 736 (2002). 4, 75
- [37] R. DUMKE, M. VOLK, T. MÜTHER, F. B. J. BUCHKREMER, G. BIRKL und W. ERTMER: *Micro-optical Realization of Arrays of Selectively Addressable Dipole Traps: A Scalable Configuration for Quantum Computation with Atomic Qubits*. Phys. Rev. Lett. **89**, 097903 (2002). 4, 9, 75, 91, 92
- [38] C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC und G. GRYNBERG: *Atom-Photon Interactions: Basic Processes and Applications*. Wiley, New York (1992). 6
- [39] R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER und Y. B. OVCHINNIKOV: *Optical dipole traps for neutral atoms*. Adv. At. Mol. Opt. Phys. **45**, 95 (2000). 6, 7, 8, 16
- [40] N. SCHLOSSER, G. REYMOND, I. PROTSENKO und P. GRANGIER: *Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap*. Nature (London) **411**, 1024 (2001). 8, 25, 92
- [41] N. SCHLOSSER, G. REYMOND und P. GRANGIER: *Collisional Blockade in Microscopic Optical Dipole Traps*. Phys. Rev. Lett. **89**, 023005 (2002). 8, 92
- [42] S. E. HAMANN, D. L. HAYCOCK, G. KLOSE, P. H. PAX, I. H. DEUTSCH und P. S. JESSEN: *Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice*. Phys. Rev. Lett. **80**, 4149 (1998). 9, 91
- [43] H. PERRIN, A. KUHN, I. BOUCHOULE und C. SALOMON: *Sideband cooling of neutral atoms in a far-detuned optical lattice*. Europhys. Lett. **42**, 395 (1998). 9, 91
- [44] V. VULETIC, C. CHIN, A. J. KERMAN und S. CHU: *Degenerate Raman Sideband Cooling of Trapped Cesium Atoms at Very High Atomic Densities*. Phys. Rev. Lett. **81**, 5768 (1998). 9, 91
- [45] N. UBBELOHDE: *Speicherung und kohärente Manipulation von Rubidium in optischen Dipolfallen*. Diplomarbeit, Universität Hannover (2004). 12, 39, 45
- [46] A. E. SIEGMANN: *Lasers*. University Science Books, Mill Valley (1986). 12
- [47] W. ALT: *An objective lens for efficient fluorescence detection of single atoms*. Optik **113**, 142 (2002). 13

- [48] W. KETTERLE, D. S. DURFEE und D. M. STAMPER-KURN: *Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates*. In: *Proceedings of the 1998 Enrico Fermi summer school on Bose-Einstein condensation in Varenna*. cond-mat/9904034 (1999). 17
- [49] M. S. ROBBINS und B. J. HADWEN: *The Noise Performance of Electron Multiplying Charge-Coupled Devices*. IEEE Trans. Electron. Dev. **50**, 1127 (2003). 19
- [50] L. MORTARA und A. FOWLER: *Evaluations of Charge-Coupled Device Performance for Astronomical Use*. In: *SOLID STATE IMAGERS FOR ASTRONOMY, SPIE*, Band 290, Seite 28 (1981). 20
- [51] PRINCETON INSTRUMENTS: *CCD camera encyclopedia*. http://www.princetoninstruments.com/library_enc_gain.shtml (2005). 20
- [52] I. N. BRONSTEIN, K. A. SEMENDJAJEW, G. MUSIOL und H. MÜHLIG: *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch (1993). 23, 98
- [53] S. KUHR: *A controlled quantum system of individual neutral atoms*. Doktorarbeit, Universität Bonn (2003). 25, 63, 73, 74
- [54] M. KASEVICH und S. CHU: *Measurement of the Gravitational Acceleration of an Atom with a Light-Pulse Atom Interferometer*. Appl. Phys. B **54**, 321 (1992). 27
- [55] I. DOTSENKO, W. ALT, S. KUHR, D. SCHRADER, M. MÜLLER, Y. MIROSHNYCHENKO, V. GOMER, A. RAUSCHENBEUTEL und D. MESCHEDÉ: *Application of electro-optically generated light fields for Raman spectroscopy of trapped cesium atoms*. Appl. Phys. B **78**, 711 (2004). 27
- [56] F. B. J. BUCHKREMER, R. DUMKE, CH. BUGGLE, G. BIRKL und W. ERTMER: *Low-cost setup for generation of 3 GHz frequency difference phase-locked laser light*. Rev. Sci. Instrum. **71**, 3306 (2000). 27
- [57] P. HORROWITZ und W. HILL: *The Art of Electronics*. Cambridge University Press (2001). 29
- [58] S. DRENKELFORTH: *Aufbau und Charakterisierung eines phasenstabilisierten Raman-Laser-Systems für ^{87}Rb* . Diplomarbeit, Universität Hannover (2003). 29, 31, 34
- [59] T. MÜTHER: *Evaporative Kühlung in optischen Dipolpotentialen*. Doktorarbeit, Universität Hannover (To be published). 29
- [60] S. NUSSMANN: *Realisierung, Charakterisierung und Anwendung eines phasenstabilisierten Diodenlasersystems*. Diplomarbeit, Universität Freiburg (2000). 34
- [61] M. ERHARD und H. HELM: *Buffer-gas effects on dark resonances: Theory and experiment*. Phys. Rev. A **63**, 043813 (2001). 35, 37
- [62] R. WYNANDS und A. NAGEL: *Precision spectroscopy with coherent dark states*. Appl. Phys. B **68**, 1 (1999). 35, 37

- [63] S. PENSELIN, T. MORAN, V. W. COHEN und G. WINKLER: *Hyperfine Structure of the Electronic Ground States of ^{85}Rb and ^{87}Rb* . Phys. Rev. **127**, 524 (1962). 37, 56, 57, 96, 97
- [64] L. ALLEN und J. H. EBERLY: *Optical Resonance and Two-Level Atoms*. Wiley, New York (1975). 39, 68
- [65] B. YOUNG, M. KASEVICH und S. CHU: *Precision Atom Interferometry with Light Pulses*. In: P.R. BERGMANN (Herausgeber): *Atom Interferometry*, Seite 363. Academic Press (1997). 39, 42, 45, 47
- [66] F. BLOCH: *Nuclear Induction*. Phys. Rev. **70**, 460 (1946). 40, 64
- [67] N. A. GERSHENFELD und I. L. CHUANG: *Bulk Spin-Resonance Quantum Computation*. Science **275**, 350 (1997). 44
- [68] J. A. JONES, R. H. HANSEN und M. MOSCA†: *Quantum Logic Gates and Nuclear Magnetic Resonance Pulse Sequences*. J. Magn. Reson. **135**, 353 (1998). 44
- [69] D. S. WEISS, B. C. YOUNG und S. CHU: *Precision measurement of \hbar/m_{Cs} based on photon recoil using laser-cooled atoms and atomic interferometry*. Appl. Phys. B **59**, 217 (1994). 46, 47
- [70] S. J. J. M. F. KOKKELMANS, B. J. VERHAAR, K. GIBBLE und D. J. HEINZEN: *Predictions for laser-cooled Rb clocks*. Phys. Rev. A **56**, R4389 (1997). 47, 87
- [71] CGPM: *13th General Conference on Weights and Measures* (1967). 47
- [72] D. A. STECK: *Rubidium 87 D Line Data*. <http://steck.us/alkalidata> (2003). 48
- [73] C. GEHRTSEN und H. VOGEL: *Physik*. Springer Verlag, 17 Auflage (1993). 50
- [74] N. F. RAMSEY: *A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields*. Phys. Rev. **78**, 695 (1950). 58
- [75] R. P. FEYNMAN, F. L. VERNON und R. W. HELLWORTH: *Geometrical representation of the Schrödinger equation for solving the maser problem*. J. Appl. Phys. **28**, 49 (1957). 62
- [76] L.-M. DUAN und G.-C. GUO: *Preserving coherence in quantum computation by pairing quantum bits*. Phys. Rev. Lett. **79**, 1953 (1997). 63
- [77] D. A. LIDAR, I. L. CHUANG und K. B. WHALEY: *Decoherence-free subspaces for quantum computation*. Phys. Rev. Lett. **81**, 2594 (1998). 63
- [78] D. KIELPINSKI, V. MEYER, M. A. ROWE, C. A. SACKETT, W. M. ITANO, C. MONROE und D. J. WINELAND: *A Decoherence-Free Quantum Memory Using Trapped Ions*. Science **219**, 1013 (2001). 64
- [79] L. VIOLA, E. M. FORTUNATO, M. A. PRAVIA, E. KNILL, R. LAFLAMME und D. G. CORY: *Experimental realization of noiseless subsystems for quantum information processing*. Science **293**, 2059 (2001). 64
- [80] J. A. WHEELER und W. H. ZUREK: *Quantum Theory of Measurement*. Princeton Univ. Press, Princeton, NJ (1983). 68

- [81] C. MONROE, D. M. MEEKHOF, B. E. KING und D. J. WINELAND: A „Schrödinger cat“ superposition state of an atom. *Science* **272**, 1131 (1996). 68
- [82] M. BRUNE, E. HAGLEY, J. DREYER, X. MAÎTRE, A. MAALI, C. WUNDERLICH, J. M. RAIMOND und S. HAROCHE: *Observing the progressive decoherence of the „meter“ in a quantum measurement.* *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4887 (1996). 68
- [83] S. HAROCHE: *Entanglement, decoherence and the quantum/classical boundary.* *Physics Today* **51**, 36 (1998). 68
- [84] E. HAHN: *Spin Echoes.* *Phys. Rev.* **80**, 580 (1950). 68
- [85] N. A. KURNIT, I. D. ABELLA und S. R. HARTMANN: *Observation of a photon echo.* *Phys. Rev. Lett.* **13**, 567 (1964). 68
- [86] F. B. J. BUCHKREMER, R. DUMKE, H. LEVSEN, G. BIRKL und W. ERTMER: *Wave packet echoes in the motion of trapped atoms.* *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3121 (2000). 69
- [87] M. F. ANDERSEN, A. KAPLAN und D. DAVIDSON: *Echo Spectroscopy and Quantum Stability of Trapped Atoms.* *Phys. Rev. Lett.* **90**, 023001 (2003). 69, 74
- [88] S. KUHR, W. ALT, D. SCHRADER, I. DOTSENKO, Y. MIROSHNYCHENKO, W. ROSENFELD, M. KHUDAVERDYAN, V. GOMER, A. RAUSCHENBEUTEL und D. MESCHEDÉ: *Coherence Properties and Quantum State Transportation in an Optical Conveyor Belt.* *Phys. Rev. Lett.* **91**, 213002 (2003). 69, 74
- [89] R. A. CLINE, J. D. MILLER, M. R. MATTHEWS und D. J. HEINZEN: *Spin relaxation of optically trapped atoms by light scattering.* *Opt. Lett.* **19**, 207 (1994). 73, 74
- [90] J. WEINER, V. S. BAGNATO, S. ZILIO und P. S. JULIENNE: *Experiments and theory in cold and ultracold collisions.* *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1 (1999). 86, 87
- [91] J. D. MILLER, R. A. CLINE und D. J. HEINZEN: *Potential spectrum of ultracold Rb atoms.* *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2204 (1993). 86
- [92] P. O. FEDICHEV, Y. KAGAN, G. V. SHLYAPNIKOV und J. T. M. WALRAVEN: *Influence of Nearly Resonant Light on the Scattering Length in Low-Temperature Atomic Gases.* *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2913 (1996). 86
- [93] J. L. BOHN und P. S. JULIENNE: *Prospects for influencing scattering lengths with far-off-resonant light.* *Phys. Rev. A* **56**, 1486 (1997). 86
- [94] M. THEIS, G. THALHAMMER, K. WINKLER, M. HELLWIG, G. RUFF, R. GRIMM und J. H. DENSCHLAG: *Tuning the Scattering Length with an Optically Induced Feshbach Resonance.* *Phys. Rev. Lett.* **93**, 123001 (2004). 86
- [95] E. G. M. VAN KEMPEN, S. J. J. M. F. KOKKELMANS, D. J. HEINZEN und B. J. VERHAAR: *Isotope Determination of Ultracold Rubidium Interactions from Three High-Precision Experiments.* *Phys. Rev. Lett.* **88**, 093201 (2002). 87, 96

- [96] P. SPODEN: *Stoßwechselwirkungen in einem kalten Gas metastabiler Neontome*. Doktorarbeit, Universität Hannover (2004). 87
- [97] S. J. M. KUPPENS, K. L. CORWIN, K. W. MILLER, T. E. CHUPP und C. E. WIEMAN: *Loading an optical dipole trap*. Phys. Rev. A **62**, 013406 (2000). 88
- [98] S. DÜRR, K. W. MILLER und C. E. WIEMAN: *Improved loading of an optical dipole trap by suppression of radiative escape*. Phys. Rev. A **63**, 011401(R) (2000). 88
- [99] O. MANDEL, M. GREINER, A. WIDERA, T. ROM, T. W. HÄNSCH und I. BLOCH: *Coherent transport of neutral atoms spin-dependent optical lattice potentials*. Phys. Rev. Lett. **91**, 010407 (2003). 89
- [100] M. GREINER, O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. W. HÄNSCH und I. BLOCH: *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*. Nature (London) **415**, 39 (2002). 89, 92
- [101] E. ARIMONDO, M. INGUSCIO und P. VIOLINO: *Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms*. Rev. Mod. Phys. **49**, 31 (1977). 96
- [102] A. RADZIG und B. SMIRNOV: *Reference Data on Atoms, Molecules and Ions*. Springer Verlag, Berlin (1985). 96, 97
- [103] A. BANERJEE, D. DAS und V. NATARAJAN: *Absolute frequency measurements of the D1 lines in ^{39}K , ^{85}Rb , and ^{87}Rb with ~ 0.1 ppb uncertainty*. Europhys. Lett. **65**, 172 (2004). 96, 97
- [104] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS und TECHNOLOGY: *NIST Atomic Spectra Database*. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html> (2005). 96
- [105] A. BANERJEE, D. DAS und V. NATARAJAN: *Precise frequency measurements of atomic transitions by use of a Rb-stabilized resonator*. Opt. Lett. **28**, 1579 (2003). 96, 97
- [106] M. VOLK, T. MÜTHER, F. SCHARNBERG, A. LENGWENUS, R. DUMKE, W. ERTMER und G. BIRKL: *Atom Optics and Quantum Information Processing with Atoms in Optical Micro-Structures*. In: P. HANNAFORD, A. SIDOROV, H. BACHOR und K. BALDWIN (Herausgeber): *Laser Spectroscopy*, Seite 248. World Scientific, Singapore (2003).
- [107] R. DUMKE, M. VOLK, T. MÜTHER, F. B. J. BUCHKREMER, W. ERTMER und G. BIRKL: *Quantum Information Processing with Atoms in Optical Micro-Structures*. In: G. LEUCHS und TH. BETH (Herausgeber): *Quantum Information Processing*, Seite 246. Wiley-VCH, Weinheim (2003).
- [108] R. DUMKE, T. MÜTHER, M. VOLK, W. ERTMER und G. BIRKL: *Interferometer-Type Structures for Guided Atoms*. Phys. Rev. Lett. **89**, 220402 (2002).

Danksagung

Zunächst bedanke ich mich bei Prof. Dr. Wolfgang Ertmer dafür, dass ich von den hervorragenden Bedingungen in seiner Arbeitsgruppe profitieren durfte.

Spezieller Dank gebührt Dr. Gerhard Birkl, mittlerweile Professor an der TU Darmstadt, für die exzellente Betreuung dieser Arbeit, für interessante und lehrreiche Diskussionen, für viel Motivation und für die freundliche Atmosphäre.

Drei Physiker hatten besonderen Anteil am Gelingen dieser Arbeit: Tobias Mütter hat im Rahmen seiner Doktorarbeit mit mir zusammen nicht nur den Grundstein für dieses Experiment gelegt, sondern war auch an seinem gesamten Aufbau beteiligt. Niels Ubbelohde danke ich für die fruchtbare Zeit seiner Diplomarbeit, in der wir zusammen die ersten Versuche mit dem Raman-Lasersystem durchgeführt haben. André Lengwenus arbeitet seit fast einem Jahr als Doktorand mit am Experiment und hat mich in dieser Zeit tatkräftig unterstützt.

Von Dr. Felix Buchkremer konnte ich gerade während meiner Einarbeitungszeit sehr viel lernen, nicht nur über Laserkühlung.

Das sehr gute Arbeitsklima verdankt die Gruppe *Atomoptik* natürlich allen ihren Mitarbeitern, insbesondere den Doktoranden und Diplomanden. Im Speziellen mit Dr. Peter Spoden und Falk Scharnberg verbindet mich ein mehr als nur kollegiales Verhältnis.

Bei den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt bedanke ich mich für die effiziente Zusammenarbeit, genauso wie bei dem Team der „Chefetage“ für die Hilfe in organisatorischen Fragen.

Finanziell wurde diese Arbeit ermöglicht durch Mittel der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des SFB407, sowie des Schwerpunktprogramms „Quanten-Informationsverarbeitung“, und durch die Projekte „ACQUIRE“ und „ACQP“ der Europäischen Kommission.

Prof. Dr. Holger Frahm danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferates.

Für das Korrektur lesen dieser Arbeit danke ich Dr. Norbert Herschbach. Seine konstruktive Kritik hat ihre Qualität mit Sicherheit verbessert.

Nicht zuletzt geht mein Dank an meine Mutter, meine Freunde und ganz besonders natürlich an Annelene für ... alles was sie mir bedeuten.