

Aufbau und Charakterisierung eines Atom-Springbrunnens für ein Resonator-QED-Experiment mit Flüstergaleriemoden-Mikroresonatoren

Diplomarbeit von Christian Hauswald

vorgelegt bei

Prof. Dr. Arno Rauschenbeutel

Institut für Physik der
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

13.07.2010



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Inhaltsverzeichnis

Motivation und Einleitung	1
1 Grundlagen der Laserkühlung	3
1.1 Grundlagen der Licht-Atom-Wechselwirkung	3
1.1.1 Strahlungsdruck und Dipolkraft	3
1.2 Dopplerkühlung und optische Melasse	6
1.3 Kühlen unter die Dopplertemperatur	8
1.4 Die magneto-optische Falle	10
1.5 Der atomare Springbrunnen	13
2 Das Resonator-QED-Experiment	17
2.1 Optische Mikroresonatoren	17
2.1.1 Der Flaschenresonator	20
2.2 Theoretische Beschreibung des Atom-Resonator-Systems	21
2.2.1 Das Jaynes-Cummings-Modell und „dressed states“	22
2.2.2 Der Bereich der starken Kopplung	24
2.3 Experimentelle Realisierung	26
2.3.1 Vergleich des atomaren Springbrunnens als Quelle kalter Atome mit Alternativen	26
2.3.2 Übersicht über das Resonator-QED-Experiment	28
3 Aufbau der Vakuumapparatur	31
3.1 Grundlagen der Vakuumphysik	31
3.2 Strömungsvorgänge in Vakuumsystemen	32
3.2.1 Die Strömungsarten	34
3.2.2 Strömungsleitwerte für verschiedene Verbindungsstücke	34
3.3 Das Vakuumsystem	36
3.3.1 Grundlagen zur Erzeugung eines Ultrahochvakuums	36
3.3.2 Inspektion und Reinigung der Komponenten	37
3.3.3 Aufbau der MOT-Kammer	37
3.3.4 Aufbau der Hauptkammer	39
3.3.5 Auspumpen der Vakuumapparatur	42
3.3.6 Ausheizen der Apparatur	43
3.3.7 Lecksuche	44
3.3.8 Fluten der Kammern	45
3.4 Analyse der Strömungsvorgänge im Vakuumsystem	46

4	Charakterisierung der magneto-optischen Falle	51
4.1	Das Lasersystem	51
4.1.1	Aufbau des Kühllasers	52
4.1.2	Aufbau des Rückpumpasers	55
4.1.3	Der Aufbau des Abfragelasers	56
4.2	Erzeugung des Magnetfeldes	57
4.3	Das Abbildungssystem	59
4.4	Charakterisierung der magneto-optischen Falle	60
4.4.1	Bestimmung der Größe der MOT	61
4.4.2	Bestimmung der Atomzahl in der MOT	62
4.4.3	Abhängigkeit der Atomzahl von verschiedenen MOT-Parametern	64
5	Realisierung und Charakterisierung des atomaren Springbrunnens	67
5.1	Erzeugung des atomaren Springbrunnens	67
5.2	Detektion der Atome in der oberen Kammer	69
5.3	Bestimmung der Temperatur der Atome in der Wolke	73
5.4	Abhängigkeit der Temperatur von den Kühlparametern	74
5.5	Abhängigkeit der Temperatur von der Startgeschwindigkeit	76
5.6	Langzeitstabilität des atomaren Springbrunnens	77
5.7	Systematische und statistische Unsicherheiten des atomaren Springbrunnens	80
5.8	Abschätzung der Atomzahl in der oberen Kammer	82
	Zusammenfassung und Ausblick	85
	A Ableitung der Funktion zur Kurvenanpassung	87
	B Bilder aus dem Labor	89
	Literaturverzeichnis	91

Motivation und Einleitung

Die Entwicklung der überaus erfolgreichen Theorie der Quantenelektrodynamik (kurz QED) begann in den 1920er Jahren mit einer der ersten quantisierten Beschreibungen des Strahlungsfeldes durch P. A. M. Dirac [1] und Beiträgen von E. Fermi, W. Heisenberg *et. al.*. Diese Theorie, welche in den 1940er Jahren durch R. P. Feynman, J. S. Schwinger und S. Tomonaga auf der Basis der relativistischen Quantenmechanik vollendet wurde [2, 3], legte den Grundstein zum heutigen, tiefgreifenden Verständnis der Wechselwirkung zwischen elektromagnetischen Feldern und Materie [4]. So beschreibt die QED zahlreiche, fundamentale Aspekte der Natur, wie z. B. die spontane Emission eines Atoms im Vakuum, welche das Resultat der Wechselwirkung zwischen einem Atom im angeregten Zustand und Vakuumfluktuationen des elektromagnetischen Feldes ist.

E. Jaynes und F. Cummings wendeten 1963 die QED auf den Spezialfall der Wechselwirkung einer einzelnen Mode des elektrischen Feldes mit einem 2-Niveau-System an und lieferten somit erstmals eine vollständig quantenmechanische Beschreibung dieses Systems [5]. Um die dabei auftretenden, nicht-klassischen Effekte näher untersuchen zu können, wird versucht dieses System möglichst genau im Labor nachzubilden. Eine Gelegenheit dazu bietet die Resonator-Quantenelektrodynamik (kurz Resonator-QED), welche elektromagnetische Felder in Systemen mit Randbedingung und die Eigenschaften von Atomen in diesen Feldern studiert [6].

Dazu zählt unter anderem die Kopplung eines Atoms an das Lichtfeld eines optischen Mikroresonators hoher Güte. Ein optischer Mikroresonator bietet dabei die Möglichkeit, Licht in einem sehr kleinen, räumlichen Volumen über einen langen Zeitraum zu speichern [7]. Eine besondere Klasse von optischen Mikroresonatoren sind die Flüstergaleriemoden-Mikroresonatoren (WGM-Mikroresonatoren). Sie zeichnen sich durch eine zylindersymmetrische Struktur aus, welche den Einschluss des Lichts nach dem Prinzip einer Flüstergalerie ermöglicht. Der Begriff „Flüstergalerie“ basiert auf einem Effekt, der unter anderem in der St. Paul’s Cathedral in London auftritt: Die zylindersymmetrische Bauweise der Kuppel ermöglicht eine Totalreflexion des Schalls an deren Wänden, so dass selbst Geräusche in Flüsterlautstärke an bestimmten Punkten der Kuppel, weit entfernt vom Ausgangspunkt deutlich wahrgenommen werden können.

WGM-Mikroresonatoren basieren auf dem gleichen Prinzip, haben also die Möglichkeit Lichtwellen durch Totalreflexion im Resonators sehr effizient zu speichern. Aufgrund dieser Totalreflexion reicht ein Teil des geführten Feldes stets in den Bereich außerhalb des Resonators hinein. Dieses evaneszente Feld bietet aufgrund seiner Stärke eine attraktive Möglichkeit, die Wechselwirkung zwischen Licht und Atomen auf fundamentaler Basis zu studieren [8]. In der Nähe der Resonanzfrequenz eines solchen Resonators ist die Modendichte des elektromagnetischen Feldes deutlich erhöht, so dass eine starke Kopplung zwischen Atomen und dem Lichtfeld möglich wird [9]. Diese starke Kopplung zeichnet sich dadurch aus, dass dissipative Effekte wie die spontane Emission verglichen mit der

Wechselwirkung zwischen Atom und Resonatormode klein sind.

Eine Möglichkeit, die starke Kopplung des elektrischen Feldes mit Atomen zu realisieren, besteht darin, Atome, welche mit Laserlicht bis in die Nähe des absoluten Nullpunkts gekühlt wurden, mit Hilfe einer bewegten optischen Melasse auf eine Parabelbahn zu beschleunigen, an deren Umkehrpunkt die Atome mit dem evaneszenten Feld des Mikroresonators wechselwirken. Die Bewegung der Atome auf einer solchen Parabelbahn wird auch als atomarer Springbrunnen bezeichnet. Dabei ermöglicht der kurzzeitige „Stillstand“ der Atome am Umkehrpunkt eine lange Wechselwirkungszeit mit der Mode des Resonators.

Anwendung finden Atom-Springbrunnen vor allem in so genannten Cäsium-Fontänen-Uhren, welche zur Frequenzmessung mit extrem hoher Präzision verwendet werden [10] und damit der Definition der Sekunde als Basiseinheit der Zeit im SI-System dienen. Da die Atome auf ihrer Flugbahn nur von der Gravitation beeinflusst werden und somit als nahezu störungsfrei betrachtet werden können, eignet sich der atomare Springbrunnen hervorragend für Anwendungen in der beschriebenen Resonator-QED und wurde dort bereits erfolgreich eingesetzt [11].

Diese Arbeit beschreibt den Aufbau und die Charakterisierung eines Systems zur Umsetzung eines atomaren Springbrunnens mit Rubidium-Atomen, der im weiteren Verlauf des Experiments zur Kopplung dieser Atome an das evaneszente Feld eines WGM-Mikroresonators eingesetzt werden soll. Dazu werden in Kapitel 1 die grundlegenden Aspekte der Licht-Atom-Wechselwirkung und Laserkühlung sowie das theoretische Prinzip des atomaren Springbrunnens erläutert.

Kapitel 2 beschreibt den theoretischen Hintergrund des Resonator-QED-Experiments und gibt Einblicke in die Eigenschaften optischer Mikroresonatoren, insbesondere des im Experiment verwendeten Flaschenresonators. Außerdem werden die Gründe diskutiert, welche zur Verwendung des atomaren Springbrunnens als Quelle kalter Atome in diesem Experiment geführt haben.

In Kapitel 3 werden der Aufbau der benötigten Ultrahochvakuum-Apparatur detailliert beschrieben und die Strömungsvorgänge in diesem System analysiert.

Kapitel 4 schildert den Aufbau des Lasersystems und die Erzeugung und Charakterisierung der magneto-optischen Falle, welche die Basis des hier beschriebenen, atomaren Springbrunnens bildet.

Letzterer wird schließlich in Kapitel 5 realisiert und bezüglich der wichtigsten Parameter für das geplante Resonator-QED-Experiment analysiert. Insbesondere wird die Temperatur der Atome bestimmt, deren Abhängigkeit von den verschiedenen Kühlparametern studiert und die Langzeitstabilität des atomaren Springbrunnens untersucht.

Im Anschluss werden die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit zusammenfassend dargestellt und ein Ausblick auf die zukünftige Entwicklung des Resonator-QED-Experiments und dessen mögliche Anwendungen gegeben.

1 Grundlagen der Laserkühlung

Die Laserkühlung hat sich in den letzten zwei Jahrzehnten zu einer der wichtigsten Methoden der modernen Atomphysik entwickelt, da sie es ermöglicht, Atome bis in die Nähe des absoluten Nullpunkts zu kühlen und damit genauer als je zuvor zu untersuchen. Dieser wichtige Erfolg führte 1997 zum Physik-Nobelpreis für S. Chu, C. Cohen-Tannoudji und W. D. Phillips für ihre Beiträge zur Kühlung von Atomen mit Laserlicht.

Ausgehend von den Grundlagen der Licht-Atom-Wechselwirkung werden in diesem Kapitel die auftretenden Kräfte analysiert und der dissipative Charakter der Spontankraft sowie die Dipolkraft des Lichtfeldes näher untersucht. Die experimentelle Anwendung der Spontankraft während des Dopplerkühlens in der optischen Melasse wird erläutert und Möglichkeiten zur weiteren Reduzierung der Temperatur der Atome unter das *Dopplerlimit* mit Hilfe des Polarisationsgradienten-Kühlens aufgezeigt. Des Weiteren wird auf das für diese Arbeit wichtige Prinzip der bewegten Melasse eingegangen, welches die Erzeugung eines atomaren Springbrunnens ermöglicht und somit ein interessantes Werkzeug bietet, kalte Atome in das evaneszente Feld eines Mikroresonators zu transportieren.

1.1 Grundlagen der Licht-Atom-Wechselwirkung

Der Schwerpunkt soll hier auf der Wechselwirkung eines Atoms in Form eines Zwei-Niveau-Systems mit einem kohärenten, resonanten Lichtfeld liegen. Dass es sich dabei nur um eine Näherung handelt, welche im Experiment später so nicht mehr vorausgesetzt werden kann, zeigt sich vor allem in Abschnitt 1.2, da die dort erreichten Temperaturen nicht mehr mit der Theorie zu vereinbaren sind. Die Mehrniveau-Struktur des im Experiment verwendeten Elements ^{85}Rb kommt dabei zum Tragen. Sie wird in Abschnitt 1.3 näher beschrieben. Die vollständig quantisierte Licht-Atom-Wechselwirkung im Jaynes-Cummings-Model wird in Abschnitt 2.2.1 besprochen.

1.1.1 Strahlungsdruck und Dipolkraft

J. C. Maxwell erkannte schon im 19. Jahrhundert, dass Licht Impuls und Energie trägt [12]. Klassisch betrachtet bewirkt Strahlung einer Intensität I , die auf eine Fläche A trifft, dort eine Kraft $F_{\text{rad}} = IA/c$. Man spricht vom sogenannten Strahlungsdruck $F_{\text{rad}}/A = I/c$. A. Einstein erweiterte Anfang des 20. Jahrhunderts diese Vorstellung um die Lichtquantenhypothese, welche Teil seiner Arbeiten zum photoelektrischen Effekt war [13]. Diese postuliert die Quantisierung der übertragenen Energie des Lichts in Form von Photonen, welche einen Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ und eine Energie von $E = \hbar\omega$ besitzen. Dabei bezeichnet $\vec{k} = 2\pi/\lambda$ den Wellenvektor, wobei λ die Wellenlänge des Lichts ist, $\hbar = h/2\pi$ das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum und $\omega = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda$ die Frequenz des Lichts.

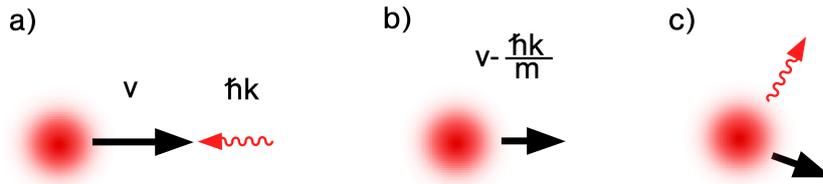


Abbildung 1.1: a) Ein Atom absorbiert ein entgegenkommendes Photon mit Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{k}$. b) Die Geschwindigkeit des Atoms hat sich entsprechend dem Impulsübertrag verringert. c) Da die spontane Emission isotrop in den gesamten Raum erfolgt, wirkt im Mittel auf das Atom eine Kraft, die es abbremst.

Absorbiert ein Atom ein Photon mit Impuls $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, verändert dies die Geschwindigkeit des Atoms um einen kleinen Betrag. Ist die Bewegung des Atoms vor der Absorption der Bewegungsrichtung des Photons entgegengerichtet, so hat das Atom nach der Absorption eine geringere Geschwindigkeit. Der Grund für dieses Abbremsen liegt in der gerichteten Bewegungsänderung durch die Absorption des Photons und der darauffolgenden, ungerichteten spontanen Emission, welche isotrop in alle Raumrichtungen erfolgt, wie in Abbildung 1.1 verdeutlicht wird. Die Spontankraft hat also die Möglichkeit, einem System Energie zu entziehen, man spricht daher auch von einer dissipativen Kraft. Der Betrag dieser Kraft setzt sich aus dem Photonenimpuls $\hbar k$ und der Photonenstreurate Γ_p zusammen:

$$\vec{F}_{\text{spon}} = \hbar\vec{k}\Gamma_p. \quad (1.1)$$

Die Photonenstreurate ist abhängig von der natürlichen Linienbreite Γ des atomaren Übergangs, also von der inversen Lebensdauer τ des angeregten Zustands sowie von der Wahrscheinlichkeit, das Atom im angeregten Zustand anzutreffen:

$$\vec{F}_{\text{spon}} = \hbar\vec{k}\frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2}. \quad (1.2)$$

Hierbei ist $\delta = \omega - \omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v}$ die Verstimmung gegenüber der Resonanz, ω_0 die atomare Übergangsfrequenz, $\vec{k} \cdot \vec{v}$ die Dopplerverschiebung aufgrund der Geschwindigkeit des Atoms \vec{v} , $s_0 = I/I_{\text{sat}}$ der resonante Sättigungsparameter, I die Gesamtintensität am Ort des Atoms und $I_{\text{sat}} = \pi\hbar c/3\lambda^3\tau$ die Sättigungsintensität des atomaren Übergangs. Diese beträgt bei dem im Experiment verwendeten Kühlübergang $D_2(5^2S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F'=4))$ von ^{85}Rb bei isotroper Polarisation [14]:

$$I_{\text{sat}} = 3,895 \text{ mW/cm}^2. \quad (1.3)$$

Im Bereich sehr hoher Intensitäten konvergiert die Spontankraft (Gleichung 1.2) gegen ein Maximum:

$$\vec{F}_{\text{max}} = \frac{\hbar\vec{k}\Gamma}{2}. \quad (1.4)$$

Der Grund hierfür ist die Photonenstreurate Γ_p , welche für ein Zwei-Niveau-System gegen $\Gamma/2$ strebt, da aus Einsteins Ratenmodell für das Zwei-Niveau-System folgt, dass die Population im angeregten Zustand nie größer als $1/2$ werden kann [15].

Für ein Atom der Masse m ist diese obere Schranke für die Spontankraft gleichbedeutend mit einer maximalen Beschleunigung

$$\vec{a}_{\max} = \frac{\vec{F}_{\max}}{m} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{m \cdot 2} = \frac{\vec{v}_r}{2\tau}. \quad (1.5)$$

Man bezeichnet \vec{v}_r als *Rückstoßgeschwindigkeit* des Atoms, da sie der Geschwindigkeit entspricht, welche das Atom durch Emission oder Absorption eines einzelnen Photons erhält (siehe Abschnitt 1.3). Für ein ^{85}Rb -Atom ist $a_{\max} \approx 1,1 \times 10^5 \text{ m/s}^2$, das ist etwa 10^4 -mal stärker als die Gravitationsbeschleunigung g . Dies zeigt die enormen Möglichkeiten, mit Lasern die Bewegung von Atomen zu manipulieren. Details zur Umsetzung dieser sogenannten *Dopplerkühlung* werden im Abschnitt 1.2 dargestellt.

Neben der Spontankraft ergibt sich aus der Herleitung der Wechselwirkung eines Lichtfeldes mit einem Atom eine weitere Kraft, die Dipolkraft \vec{F}_{dipol} , welche jedoch einen fundamental anderen Charakter hat. Sie beruht auf der Tatsache, dass ein Lichtfeld im Atom ein elektrisches Dipolmoment induziert und mit diesem wechselwirkt. Es ergibt sich (hier in z -Richtung wirkend) [15]:

$$\vec{F}_{\text{dipol}} = -\frac{\hbar \delta}{2} \frac{\Omega}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \frac{\partial \Omega}{\partial z}, \quad (1.6)$$

wobei δ wieder die Verstimmung gegenüber dem atomaren Übergang ist. Ω bezeichnet die Rabi-Frequenz des Zwei-Niveau-Systems, welche in Abschnitt 2.2.1 näher besprochen wird und ein Maß für die Kopplung zwischen Lichtfeld und Atom ist. Vergleicht man diese Kraft mit der zuvor betrachteten Spontankraft \vec{F}_{spon} , so erkennt man, dass $F_{\text{dipol}} = 0$ für $\delta = 0$ ist. Die Dipolkraft verschwindet also, wenn das Lichtfeld exakt resonant mit dem atomaren Übergang ist. Für den Fall einer großen Verstimmung $\delta \gg \Gamma$ und $|\delta| \gg \Omega$, ist die Dipolkraft gleich der Ableitung der AC-Stark-Verschiebung [15]:

$$\vec{F}_{\text{dipol}} \approx -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\hbar \Omega^2}{4\delta} \right). \quad (1.7)$$

Diese Verschiebung wirkt auf ein Atom im Grundzustand wie ein Potential U_{dipol} . Dabei ist $\vec{F}_{\text{dipol}} = -\nabla U_{\text{dipol}}$, wobei das Potential entweder negativ bei einem rot-verstimmtem ($\omega < \omega_0 \Rightarrow \delta < 0$) oder positiv bei einem blau-verstimmtem Lichtfeld ($\omega > \omega_0 \Rightarrow \delta > 0$) ist. Somit ergibt sich

$$U_{\text{dipol}} \approx \frac{\hbar \Omega^2}{4\delta} = \frac{\hbar \Gamma^2}{8\delta} \frac{I}{I_{\text{sat}}}, \quad (1.8)$$

was bedeutet, dass Atome in der Nähe eines intensiven, stark rot-verstimmten Lasers eine Kraft proportional zur Intensität in Richtung des Intensitätsmaximums, also dem Fokus des Lasers erfahren. Dies ermöglicht die Erzeugung einer *optischen Dipolfalle* [16]. Analog erfahren Atome in der Nähe eines blau-verstimmten Lasers eine Kraft, welche sie aus dem Fokus her austreibt. Dabei sollte noch darauf hingewiesen werden, dass die Dipolkraft im Gegensatz zur Spontankraft für hohe Intensitäten nicht sättigt, da sie direkt proportional zur Intensität ist.

1.2 Dopplerkühlung und optische Melasse

Mit Hilfe der in Abschnitt 1.1.1 berechneten Kraft \vec{F}_{spon} ist es möglich, einen thermischen Atomstrahl durch einen gegenläufigen Laser abzubremsen. Dieser Laser kann die Geschwindigkeit jedoch nur in einer Dimension verändern, nämlich in Richtung von \vec{k} . Da in einem Gas viele verschiedene Geschwindigkeitskomponenten in alle Raumrichtungen auftreten, bedarf es einer Anordnung, welche die Reduzierung der Geschwindigkeit der Atome in jeder Dimension erlaubt, um diese mit Hilfe von Laserlicht kühlen zu können. Hierzu werden drei orthogonale Paare von gegenläufigen Laserstrahlen verwendet, welche von einem einzigen Laser erzeugt werden und gegenüber dem atomaren Übergang leicht rotverstimmt sind. Diese symmetrische Konfiguration hat keine Auswirkung auf ein ruhendes Atom, da sich die Kräfte der gegenläufigen Strahlen aufheben. Ist ein Atom jedoch in Bewegung, so sorgt der Doppler-Effekt dafür, dass ein Kräfteungleichgewicht entsteht, da die entgegenkommenden Photonen blau-verschoben erscheinen, also stets näher an der atomaren Resonanz sind (siehe Abb. 1.2). Dies ist der Grund für die oben erwähnte Rotverstimmung aller Strahlen.

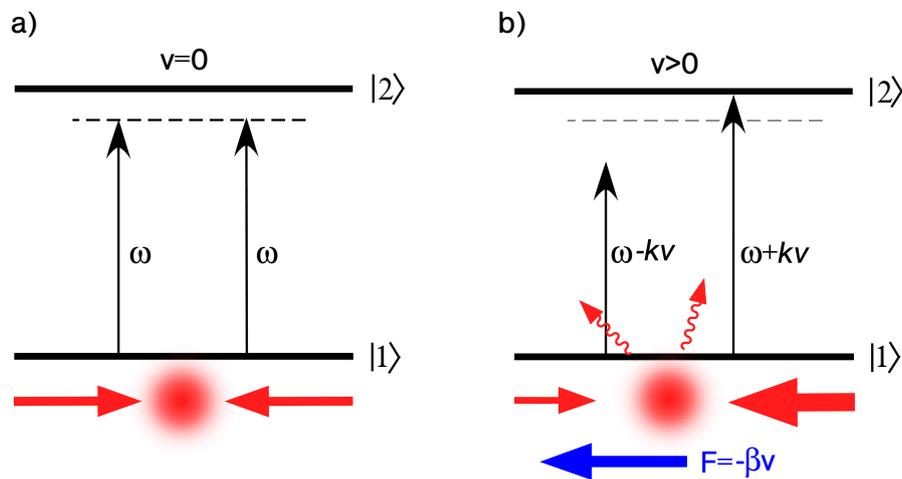


Abbildung 1.2: a) Ein Atom in Ruhe verspürt keine Kraft, da beide Laser gegenüber dem atomaren Übergang rotverstimmt sind. b) Ein sich bewegendes Atom hingegen ist aufgrund der Dopplerverschiebung stärker resonant mit dem entgegenkommenden Laserstrahl und erfährt somit eine rücktreibende Kraft durch erhöhte Streuung an Photonen dieses Strahls.

Die Atome wechselwirken also stärker mit den jeweils entgegenkommenden Laserstrahlen. Die Kraft \vec{F}_{OM} , die sie dabei erfahren, setzt sich allgemein aus den beiden Kräften zweier gegenläufiger Strahlen zusammen und lautet für den eindimensionalen Fall [17]:

$$\vec{F}_{\text{OM}} = \vec{F}_+ + \vec{F}_- \quad (1.9)$$

wobei nach Gleichung 1.2

$$\vec{F}_{\pm} = \pm \frac{\hbar k \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(2(\delta \mp |\vec{k} \cdot \vec{v}|)/\Gamma\right)^2} \quad (1.10)$$

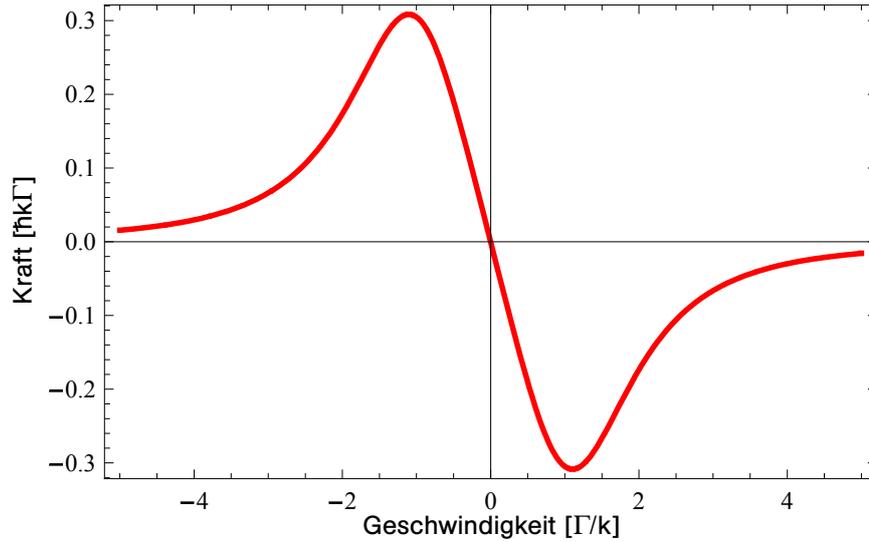


Abbildung 1.3: Die auf die Atome wirkende Spontankraft als Funktion ihrer Geschwindigkeit für eine eindimensionale optische Melasse. Zur Berechnung wurden $s_0 = 2$ und $\delta = -\Gamma$ verwendet.

ist. Die Summe der beiden Kräfte ist [17]

$$\vec{F}_{\text{OM}} \approx \frac{8\hbar k^2 \delta s_0 \vec{v}}{\Gamma(1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2)^2} \equiv -\beta \vec{v}, \quad (1.11)$$

wobei Terme der Ordnung $(kv/\Gamma)^4$ und höher vernachlässigt wurden. Es handelt sich also um eine Art Reibungskraft mit dem Koeffizienten β , welche für $\delta < 0$ und kleine Geschwindigkeiten $|\vec{v}| < v_{\text{c,1D}}$ proportional zu \vec{v} ist und die Atome abbremst. Üblicherweise wird $v_{\text{c,1D}} = \Gamma/k$ als *Einfanggeschwindigkeit* der eindimensionalen optischen Melasse bezeichnet, da $F(|v|)$ dort ein Maximum hat (siehe Abbildung 1.3). Obwohl die Spontankraft die Atome immer weiter abbremst, wird die unphysikalische Situation $v = 0$ ($\hat{=} T = 0$) für das Ensemble nicht erreicht, da bisher ein wichtiger Effekt vernachlässigt wurde. Die spontane Emission entspricht einem Heizeffekt, da der Rückstoß $\hbar k$ durch jedes spontan emittierte Photon in eine beliebige Richtung zeigt und die Atome damit eine Art Brownsche Bewegung ausführen.

Die Analogie dieses Kühlvorgangs zum Verhalten von Teilchen in einer viskosen Flüssigkeit führte zu dem Begriff *optische Melasse* (OM). Insgesamt strebt das Ensemble in der OM somit gegen einen Gleichgewichtszustand, welcher einer Temperatur von

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} \quad (1.12)$$

entspricht. Die Temperatur wird über die quadratisch gemittelte Geschwindigkeit der Atome definiert [17]:

$$\frac{m\tilde{v}^2}{2} = \frac{3}{2}k_B T \quad \text{mit} \quad \tilde{v} := \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3\pi}{8}}\bar{v}. \quad (1.13)$$

Man spricht dabei von der sogenannten *Dopplertemperatur* T_D bzw. dem *Dopplerlimit*, da es sich dabei um eine theoretische Grenze für das hier beschriebene Kühlverfahren

handelt. Die Dopplertemperatur von ^{85}Rb beträgt $T_D = 145,6 \mu\text{K}$, was einer mittleren Geschwindigkeit $\bar{v} \approx 0,2 \text{ m/s}$ entspricht [14]. Hinweise zur Methode der Temperaturmessung im Experiment und ihre Ergebnisse werden in Abschnitt 5.3 erläutert. Es ist jedoch zu beachten, dass dies keine Temperatur im streng thermodynamischen Sinn ist, da ein Ensemble von Atomen nicht im Wärmeaustausch mit der Umgebung steht. Diese Definition einer Temperatur von Atomen gilt nur dann, wenn sich das Ensemble mit einer wohldefinierten Geschwindigkeitsverteilung wie z. B. der Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschreiben lässt.

Vorgeschlagen wurde diese Methode zur Kühlung von atomaren Gasen bereits 1975 von T. W. Hänsch und A. L. Schawlow [18]. Die experimentelle Realisierung konnte erstmals von S. Chu *et. al.* im Jahr 1985 durchgeführt werden, indem neutrale Natriumatome auf eine Temperatur von $240 \mu\text{K}$ gekühlt und beobachtet wurden [16, 19]. Kurze Zeit später wurden in einer OM jedoch Temperaturen deutlich unterhalb des Dopplerlimits T_D gemessen [20]. Dieser Effekt beruht auf einem anderen Mechanismus als der Dopplerkühlung und wird im folgenden Abschnitt 1.3 besprochen.

Abschließend ist es wichtig zu erwähnen, dass die optische Melasse keine Falle für die Atome bildet, da keine rücktreibende, ortsabhängige Kraft auf die Atome wirkt. Die Atome können somit aus der Region der OM herausdiffundieren. Um dem System diese ortsabhängige Kraft hinzuzufügen, verwendet man zusätzlich ein inhomogenes Magnetfeld und erhält die magneto-optische Falle (MOT), die in Abschnitt 1.4 beschrieben wird.

1.3 Kühlen unter die Dopplertemperatur

Wie in Abschnitt 1.2 bereits erwähnt wurde, können in einer optischen Melasse Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits auftreten [20]. Dieser Effekt lässt sich nur dann erklären, wenn man vom einfachen Bild des Atoms als Zwei-Niveau-System abrückt und die Mehrniveau-Struktur der Atome berücksichtigt. Die erste theoretische Beschreibung dieser Sub-Doppler-Kühlung, welche die zuvor experimentell gemessenen Temperaturen erklären konnte, stammt von J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji [21].

Der Kühleffekt beruht auf einem geschwindigkeitsabhängigen Ungleichgewicht der Spontankraft, ausgelöst durch eine räumlich veränderliche Polarisation innerhalb des Überlapps zweier gegenläufiger Laserstrahlen. Man spricht daher auch von *Polarisationsgradientenkühlung* (PGC). Im Resonator-QED-Experiment verwenden wir die so genannte $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration des PGC. Dabei sind die gegenläufigen Laserstrahlen zirkular senkrecht zueinander polarisiert. Haben die beiden Strahlen die gleiche Intensität, so ergibt sich eine lineare Polarisation im Überlagerungsbereich, wobei sich die Polarisationsachse mit der Periode $\lambda/2$ um die Ausbreitungsrichtung dreht (siehe Abbildung 1.4).

Der Einfachheit halber soll hier von einem Atom mit Gesamtdrehimpuls $F = 1$ im Grundzustand und $F = 2$ im angeregten Zustand ausgegangen werden. Das Prinzip ist jedoch auch auf ein ^{85}Rb -Atom mit dem im Experiment verwendeten Kühlübergang D_2 ($5^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 4)$) übertragbar [17]. In der stehenden Welle, welche durch die beiden gegenläufigen Laserstrahlen erzeugt wird, ist für ruhende Atome die Besetzung des Grundzustandes symmetrisch über die magnetischen Unterniveaus verteilt, so dass die Netto-Spontankraft für diesen Fall Null ist. Bewegen sich die Atome jedoch nun

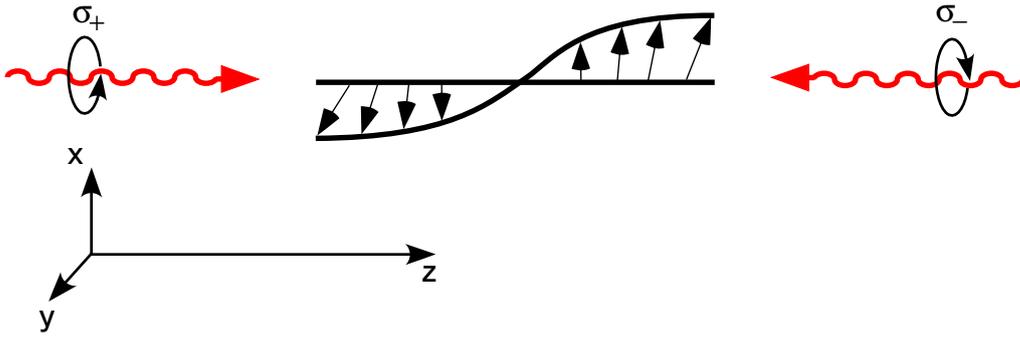


Abbildung 1.4: $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration des Polarisationsgradientenkühlens: Zwei gegenläufige Wellen, σ^+ und σ^- polarisiert, erzeugen im Überlagerungsbereich eine lineare Polarisation des elektrischen Feldes, deren Polarisationsrichtung um die z-Achse rotiert.

entlang der z-Achse, verändert sich die Polarisation des elektrischen Feldes. Dies beeinflusst die Besetzungsverteilung der Grundzustands-Niveaus durch optische Pumpprozesse. Diese Anpassung verläuft jedoch nicht adiabatisch, da die Pumpprozesse zu langsam sind. Aus diesem Grund bleibt die aktuelle Besetzungskonfiguration gegenüber der Konfiguration eines ruhenden Atoms stets zurück. Dies sorgt dafür, dass für Atome, welche sich entgegen dem σ^+ -Strahl bewegen, die Population im $m_F = +1$ Niveau höher ist als im $m_F = -1$ Niveau des Grundzustandes. Dadurch streuen diese mit höherer Wahrscheinlichkeit ein Photon des entgegenkommenden Strahls und erfahren eine Dämpfung ihrer Bewegung durch die Spontankraft. Schon sehr kleine Populationsdifferenzen im Grundzustand können dabei zu sehr großen Dämpfungskräften führen.

Zusammenfassend entsteht die Kühlung der Atome somit durch unterschiedliche Streuraten an den gegenläufigen Laserstrahlen. Diese Differenz in der Streurrate ergibt sich jedoch nicht durch die Dopplerverschiebung, wie es in der optischen Melasse der Fall ist, sondern resultiert aus Populationsdifferenzen der magnetischen Unterniveaus im Grundzustand.

Nach Anwendung des PGC sind Temperaturen der Atome von $T \approx 10 \mu\text{K}$ zu erwarten, was einer mittleren quadratischen Geschwindigkeit von etwa $0,05 \text{ m/s}$ entspricht. Diese niedrigen Geschwindigkeiten sind eine wichtige Voraussetzung für unser Experiment, da die Geschwindigkeitsverteilung der Wolke letztendlich bestimmt, wie viele Atome die Möglichkeit haben, mit dem evaneszenten Feld des Mikroresonators wechselwirken zu können (siehe Abschnitt 2.3).

Das fundamentale Limit des hier beschriebenen Kühlverfahrens nennt man Rückstoßgrenze. Diese ist durch die Rückstoßenergie eines einzelnen Photons von $E_r = \hbar^2 k^2 / 2m$ definiert. Hieraus ergibt sich die Temperatur der Atome, welche man als *Rückstoßtemperatur* bezeichnet:

$$T_r = \frac{2E_r}{k_B} = \frac{\hbar^2 k^2}{mk_B}. \quad (1.14)$$

Für ^{85}Rb beträgt diese $T_r = 370,5 \text{ nK}$ unter Verwendung des erwähnten Kühlübergangs, was einer Rückstoßgeschwindigkeit $v_r = 6 \text{ mm/s}$ entspricht.

Neben der beschriebenen $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration gibt es eine weitere Möglichkeit Atome mit Hilfe von Polarisationsgradienten zu kühlen. In der so genannten *lin* \perp *lin*-Konfiguration sind die beiden gegenläufigen Strahlen linear senkrecht zueinander polarisiert. Dies führt dazu, dass die Atome im Bereich der OM einem sinusförmig modulierten, lichtinduzierten Potential ausgesetzt sind. Die Atome verlieren innerhalb dieses Potentials immer dann kinetische Energie, wenn sie sich gerade am Ort eines Potentialhügels befinden, dort ein Photon absorbieren und daraufhin ein Photon mit höherer Frequenz, also größerer Energie emittieren, um schließlich in einem Zustand zu landen, für den das Potential ein Tal darstellt.

Dieser Effekt wird auch als *Sisyphus-Kühlung* bezeichnet und wurde ebenfalls von C. Cohen-Tannoudji und J. Dalibard theoretisch beschrieben [21]. Die minimalen Temperaturen welche mit dieser Konfiguration erreicht werden können, sind für ^{85}Rb etwas niedriger als in der $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration. Eine Kombination der *lin* \perp *lin*-Konfiguration mit einer magneto-optischen-Falle ist jedoch nicht möglich, wie im folgenden Abschnitt 1.4 deutlich wird. Aus diesem Grund wird in unserem Experiment die $\sigma^+\sigma^-$ -Konfiguration angewandt.

Abschließend soll noch darauf hingewiesen werden, dass auch Möglichkeiten bestehen, unter die Rückstoßtemperatur zu kühlen. Dabei ist vor allem das Verdampfungskühlen zu nennen, welches es ermöglicht, Atome auf wenige Nanokelvin zu kühlen und damit z. B. Bose-Einstein-Kondensate zu erzeugen [22, 23].

1.4 Die magneto-optische Falle

Mit einer optischen Melasse können Atome wie beschrieben in einer Vakuumapparatur z. B. aus der thermischen Verteilung eines Hintergrundgases abgebremst und damit gekühlt werden. Um aus dieser Konfiguration jedoch eine echte Atomfalle zu konstruieren, bedarf es einer speziellen Wahl der Polarisation der sechs Laserstrahlen und eines inhomogenen Magnetfeldes mit konstantem Gradienten, wie im Folgenden näher erläutert wird. Erstmalig gelang die Umsetzung der magneto-optischen Falle (MOT) E. Raab *et. al.*, wobei 10^7 Na-Atome auf eine Temperatur von $\sim 600 \mu\text{K}$ gekühlt und für zwei Minuten gespeichert werden konnten [24].

Der grundlegende Aufbau der MOT unterscheidet sich nur geringfügig von dem einer OM. Ein schwaches Quadrupol-Magnetfeld mit einem Feldgradienten von etwa 10 G/cm im Zentrum erzeugt durch zwei stromdurchflossene Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration eine ortsabhängige Aufspaltung der Energieniveaus des Atoms durch den Zeeman-Effekt, was zu einer räumlich modulierten Spontankraft führt.

Als Beispiel stelle man sich ein Atom vor, dessen Grundzustand einen Gesamtspin von $F = 0$ und dessen angeregter Zustand einen Gesamtspin von $F = 1$ hat. In der Mitte zwischen den beiden Spulen ist das Magnetfeld $B = 0$ und steigt von dort in alle Richtungen linear an, was zu einem konstanten Gradienten führt. Dabei gilt aufgrund der Quellenfreiheit des Magnetfeldes

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = \frac{\partial B_y}{\partial y} = -\frac{1}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z}. \quad (1.15)$$

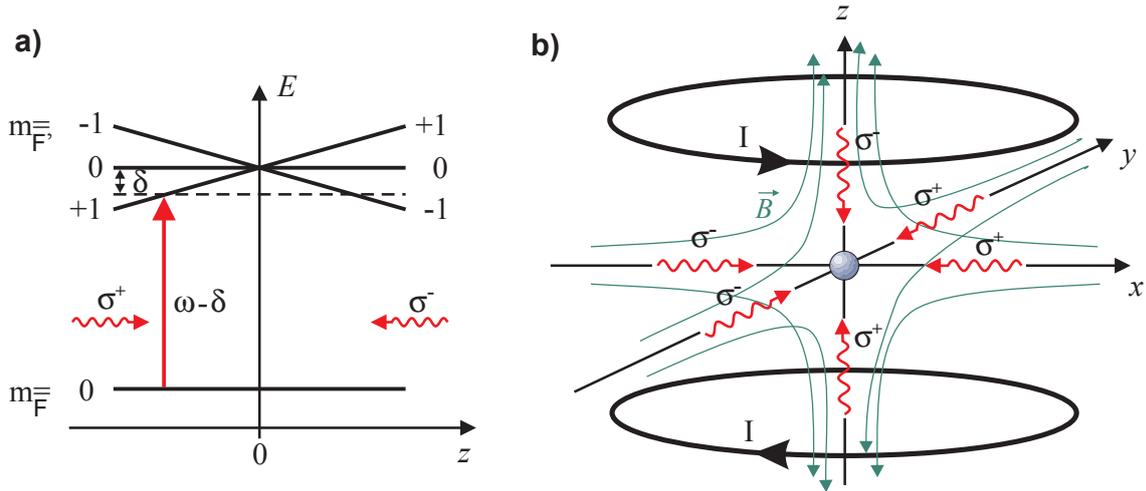


Abbildung 1.5: a) Der durch das Quadrupolfeld ausgelöste Zeeman-Effekt verschiebt die Energie der magnetischen Unterniveaus $m_F = +1$ und $m_F = -1$ derart, dass diese linear vom Ort abhängen und somit ein Atom, welches nicht im Zentrum ist, mit dem gegenläufigen Laserstrahl resonant werden lassen. b) Grundlegender Aufbau einer MOT mit den beiden stromdurchflossenen Spulen in Anti-Helmholtz-Konfiguration welche das Quadrupolfeld erzeugen, sowie den sechs senkrecht zueinander ausgerichteten, zirkular polarisierten Laserstrahlen, welche gegenüber dem atomaren Übergang um δ rot-verstimmt sind. σ^\pm wird dabei als Abkürzung für die Polarisation verwendet, die Zeeman-Übergänge mit $\Delta m_F = \pm 1$ anregt.

Dieser Gradient erzeugt durch den Zeeman-Effekt

$$\Delta E = g_F \mu_B m_F B \quad (1.16)$$

eine Verschiebung der Energieniveaus proportional zum Magnetfeld und damit eine lineare Abhängigkeit der Energie der magnetischen Unterniveaus m_F vom Ort. g_F bezeichnet man als Landé-Faktor, μ_B ist das Bohrsche Magneton und m_F die Magnetquantenzahl des entsprechenden Niveaus. Es entsteht ein Ungleichgewicht in der Spontankraft, bedingt durch die Auswahlregeln für Übergänge zwischen Hyperfein-Niveaus. Zirkular polarisiertes Licht, hier mit σ^\pm bezeichnet, kann nur Übergänge mit $\Delta m_F = \pm 1$ anregen. Für ein Atom, welches sich an einer Position mit $z > 0$ befindet, bedeutet dies, dass der $\Delta m_F = -1$ Übergang näher an der Resonanz mit der Laserfrequenz ist, da diese gegenüber dem Übergang $|F = 0, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$ um δ rot-verstimmt ist und damit auf diesem Übergang mehr Licht gestreut wird als auf dem $\Delta m_F = +1$ Übergang. Dies gilt analog für den Fall $z < 0$ sowie die x und y -Richtung. Die Situation ist vergleichbar zur OM, wobei dort eine rüctreibende Kraft im Impulsraum und bei der MOT zusätzlich eine rüctreibende Kraft im Ortsraum wirkt.

Die Gesamtkraft, welche auf die Atome in der MOT wirkt, ist $\vec{F} = \vec{F}_+ + \vec{F}_-$ mit [17]

$$\vec{F}_\pm = \pm \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta_\pm/\Gamma)^2} \quad (1.17)$$

und

$$\delta_\pm = \delta \mp \vec{k} \cdot \vec{v} \pm \mu B / \hbar. \quad (1.18)$$

Hierbei ist $\mu = (g_e m_e - g_g m_g)$ das effektive magnetische Moment des atomaren Übergangs $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$. Geht man von niedrigen Geschwindigkeiten und relativ schwachen Magnetfeldern aus, wie sie im betrachteten Experiment benutzt werden (siehe Abschnitt 4.2), dann ist $\delta \gg \vec{k} \cdot \vec{v}$, $\mu B/\hbar$ und \vec{F} nimmt folgende Form an:

$$\vec{F} = -\beta\vec{v} - \kappa\vec{r}, \quad (1.19)$$

wobei β die bereits besprochene Dämpfungskonstante und $\kappa = \beta(\mu/\hbar k)(\partial B_z/\partial z)$ ist. Die Bewegung der Atome in der Falle entspricht dem überdämpften Fall einer harmonischen Schwingung mit einer Dämpfungsrate von einigen hundert Kilohertz, welche es erlaubt, Atome schon beim erstmaligen Durchlaufen der Fallenregion einzufangen, sofern deren Geschwindigkeit kleiner ist als die Einfanggeschwindigkeit. Letztere ist für die magneto-optische-Falle gegeben durch

$$v_c = \sqrt{\omega_b \Gamma v_r \left(\frac{s_0}{s_0 + 1} \right)}, \quad (1.20)$$

wobei ω_b der halbe Strahldurchmesser der kollimierten Kühlstrahlen ist. Für eine typische Fallenkonstruktion ist $v_c \approx 20\text{-}40\text{ m/s}$, es wird also nur ein kleiner Teil der Geschwindigkeitsverteilung der thermischen Atome gefangen. Das Zentrum der Verteilung liegt bei mehreren hundert m/s, da die Atome aus dem Hintergrundgas gefangen werden, welches Raumtemperatur hat.

Die wichtigsten Parameter, welche eine magneto-optische Falle charakterisieren, sind die Atomzahl N , die Dichte n , die Speicherzeit τ eines Atoms in der Falle sowie die Temperatur T der gefangene Atome. Der Ladevorgang einer magneto-optischen Falle kann mit Hilfe eines Ratenmodells beschrieben werden [25]:

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau} - \epsilon \frac{N^2}{V}. \quad (1.21)$$

Dabei bezeichnet R die Laderate, V das Volumen der Falle und ϵ den Koeffizient für inelastische Stöße der Atome in der Falle untereinander. Sind Lade- und Verlustrate unabhängig von der Atomzahl N und die Dichte innerhalb der Falle niedrig, wie es für den Beginn des Ladevorgangs der Fall ist, kann der letzte Term vernachlässigt werden und (1.21) hat die Lösung [25]:

$$N(t) = [N(0) - R\tau] \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} + R\tau. \quad (1.22)$$

Die Laderate kann dabei direkt aus dem Fluoreszenzsignal beim Laden der Falle bestimmt werden (siehe Abschnitt 4.4). Die Lebenszeit τ eines Atoms in der Falle wird hauptsächlich durch die Stoßrate mit Atomen des Hintergrundgases bestimmt, ist also abhängig vom Druck in der Vakuumkammer.

Die Temperatur der Atome in der MOT ist vergleichbar mit der Temperatur in einer optischen Melasse. In beiden Fällen treten, bedingt durch die dreidimensionale Konfiguration, im Überlagerungsbereich der Lichtfelder Polarisationsgradienten auf und es kommt zu einer Kühlung der Atome knapp unter die Dopplertemperatur. Messungen der Temperatur der Atome sind z.B. mit der *time-of-flight* (TOF)-Methode möglich [20].

1.5 Der atomare Springbrunnen

In diesem Abschnitt sollen die theoretischen Grundlagen eines atomaren Springbrunnens erläutert werden. Ein Überblick über das gesamte Experiment sowie eine Bewertung des Springbrunnens als Quelle kalter Atome für das Resonator-QED-Experiment und ein Vergleich mit Alternativen finden sich in Abschnitt 2.3.1. In Kapitel 5 wird schließlich der hier verwendete atomare Springbrunnen analysiert und charakterisiert.

Die Laserkühlung und das darauffolgende Speichern von Atomen in MOT, Dipol- oder Magnetfallen mit langer Speicherzeit erlaubt die Eigenschaften von Atomen sehr genau zu untersuchen. Ein großes Problem ist dabei jedoch, dass die unterschiedlichen Fallenpotentiale die atomaren Energieniveaus stark beeinflussen und somit Messungen von z. B. atomaren Übergangsfrequenzen verfälschen [26]. Eine Korrektur ist nur mit dem Wissen des exakten Potentialverlaufs möglich, was jedoch im Experiment oft nicht gegeben ist.

Eine Idee zur Umgehung dieses Problems stammt von N. F. Ramsey und I. Zacharias [27]: Die Atome werden in einer MOT gefangen, gespeichert und daraufhin senkrecht nach oben beschleunigt (siehe Abbildung 1.6). Sie bewegen sich nun analog zum senkrechten Wurf auf einer Parabelbahn und werden allein durch die Gravitation beeinflusst. Auch diese hat Auswirkungen auf die Energieniveaus durch die so genannte Gravitations-Rotverschiebung, jedoch ist diese um viele Größenordnungen kleiner als die Störungen durch Fallenpotentiale [28]. Am Umkehrpunkt der Parabel ist ihre longitudinale Geschwindigkeit für einen kurzen Zeitraum $v \approx 0$, es handelt sich also um eine vergleichbare Situation wie in einer Falle, jedoch ohne Einfluss eines äußeren Potentials abgesehen vom Gravitationsfeld.

Die wichtigste Anwendung des atomaren Springbrunnens ist der Einsatz in modernen Cäsium-Fontänen-Uhren, welche die Übergangsfrequenz der Hyperfeinzustände im Grundzustand von Cäsium messen und daraus einen Zeitstandard ableiten. Die relative Unsicherheit der Zeitmessung dieser Atom-Springbrunnen-Uhren ist dabei besser als 10^{-15} , was einem Fehler von nur einer Sekunde in 40 Millionen Jahren entspricht [10]. Eine detailliertere Darstellung von Atomuhren auf Basis atomarer Springbrunnen bietet [29].

Das Prinzip der optischen Melasse wird zur Erzeugung eines atomaren Springbrunnens aus dem stationären Fall in ein bewegtes Bezugssystem übernommen. In diesem Bezugssystem werden die Atome weiterhin gekühlt und sehen alle Strahlen unter der gleichen, um δ rot-verstimmten Frequenz. Der Vorteil dieser Methode ist die große Flexibilität: Durch die Wahl der Verstimmung $\Delta\omega$ lässt sich die Anfangsgeschwindigkeit der Atomwolke und damit auch die maximale Höhe der Parabelbahn sehr genau einstellen.

Im Folgenden soll die neue z -Achse mit der (1,1,1)-Richtung der MOT-Strahlen übereinstimmen. Um einen Ausdruck für die Geschwindigkeit des Atoms \vec{v}_z in Abhängigkeit von $\Delta\omega$ herzuleiten, betrachtet man ein bewegtes Atom in der stehenden Welle aus zwei gegenläufigen Laserstrahlen in einer Dimension. Das elektrische Feld, welches das Atom dabei erfährt, ist gegeben durch:

$$E(z, t) = E_0 \cdot \exp[i(\omega t + \Delta\omega t - kz)] + E_0 \cdot \exp[i(\omega t - \Delta\omega t + kz)] \quad (1.23)$$

$$= 2E_0 \cdot \exp[i\omega t] \cos(\Delta\omega t - kz). \quad (1.24)$$

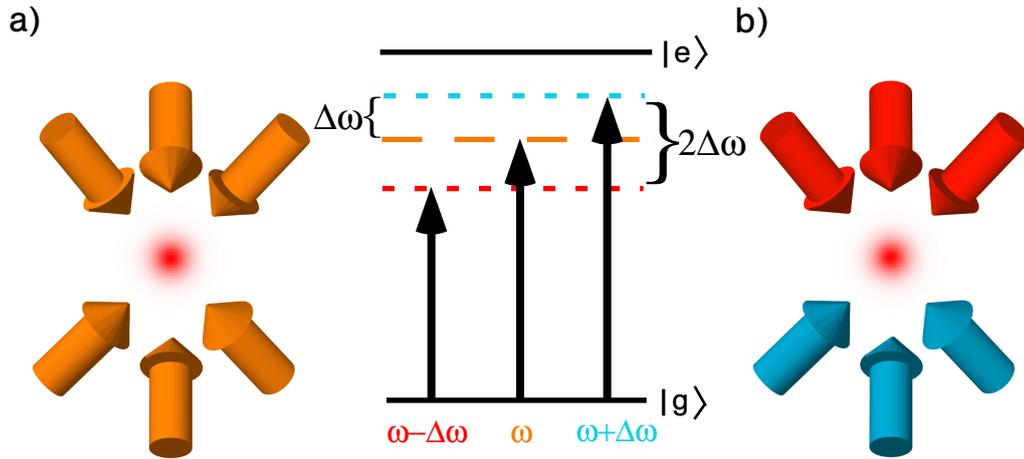


Abbildung 1.6: Prinzip der bewegten Melasse: a) Aufbau einer OM in (1,1,1)-Konfiguration. Alle sechs Laserstrahlen sind gegenüber dem Kühlübergang um δ rot-verstimmt und haben die Frequenz ω . b) Durch zusätzliche Verstimmung der oberen gegen die unteren Strahlen um $2\Delta\omega$ wird ein Bezugssystem erstellt, welches sich mit der Anfangsgeschwindigkeit \vec{v}_z senkrecht nach oben bewegt und in welchem die Atome weiterhin durch die optische Melasse gekühlt werden, ihre Temperatur sich also nicht erhöht.

Setzt man nun folgende Bedingung voraus:

$$\Delta\omega t - kz = 0 \quad \Rightarrow \quad v_z = \frac{z}{t} = \frac{\Delta\omega}{k}, \quad (1.25)$$

so verschwindet die Schwebung in (1.24) und das Atom sieht eine monochromatische Stehwelle, wenn es sich mit der Geschwindigkeit $v_z = \Delta\omega/k$ bewegt. Es muss außerdem beachtet werden, dass in der magneto-optischen Falle der Wellenvektor der Strahlen um ζ mit $\cos(\zeta) = 1/\sqrt{3}$ relativ zur (1,1,1)-Richtung verdreht ist. Die Startgeschwindigkeit ist damit gegeben durch:

$$\vec{v}_z = \frac{\Delta\omega}{k \cos \zeta} \hat{e}_z \quad \Rightarrow \quad |\vec{v}_z| = \frac{\Delta\omega}{k} \sqrt{3}. \quad (1.26)$$

Die Atome erreichen eine Höhe von

$$h_z = \frac{1}{2} \frac{|\vec{v}_z|^2}{g} = \frac{3}{2} \frac{(\Delta\omega)^2}{gk^2}, \quad (1.27)$$

wobei g die Gravitationsbeschleunigung ist. In dieser einfachen Rechnung wurde von ruhenden Atomen mit $v = 0$ in der MOT ausgegangen. Dies ist in der Realität so nicht gegeben, da die Geschwindigkeit der Atome in der MOT einer Boltzmann-Verteilung entspricht [17].

Eine Wolke aus kalten Atomen breitet sich auf ihrer Parabelbahn entsprechend ihrer ursprünglichen Temperatur ballistisch aus. Ein Modell um die Verteilung $f(\vec{r}, \vec{v})$ der Atome

in der expandierenden Wolke nach dem Start zu beschreiben, ist [30]

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{N}{8\pi^3} \left(\frac{1}{D^2}\right)^{3/2} \left(\frac{m}{k_B T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m\vec{v}^2}{k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\vec{r}^2}{2D^2}\right), \quad (1.28)$$

also eine gaußförmig Verteilung in Ort (x, y, z) und Geschwindigkeit (v_x, v_y, v_z) . Dabei ist N die Gesamtzahl der Atome in der Wolke, D der Durchmesser der Wolke in der MOT und T die Temperatur der Atome. Die Varianz $\sigma(t)$ der räumlichen Verteilung der expandierenden Wolke in Abhängigkeit der Zeit nach dem Start ergibt sich zu

$$\sigma(t) = \sqrt{D^2 + \frac{k_B T}{m} t^2} \quad (1.29)$$

(siehe Anhang A). Diese spielt später bei der Bestimmung der Temperatur der Atome im atomaren Springbrunnen eine Rolle (siehe Abschnitt 5.3). Ein genaueres Modell beschreibt die Verteilung der expandierenden Wolke als Quadrat einer Lorentz-Verteilung [31], das einfachere, gaußförmige Modell aus Gleichung (1.28) bietet in diesem Rahmen jedoch eine ausreichende Genauigkeit.

Die Flugzeit τ_F der Atome bis zum Umkehrpunkt h_z ist gegeben durch:

$$\tau_F = \sqrt{\frac{2h_z}{g}}. \quad (1.30)$$

Bis die Atome später den Resonator in einer Höhe von etwa 30 cm über der MOT erreicht haben, vergeht eine Zeit von circa 0,25 s. Während dieser Zeit expandiert die Wolke gemäß der Geschwindigkeitsverteilung der Atome von einer typischen Größe von 1 mm in der MOT auf ~ 8 mm bei einer voraussichtlichen Temperatur von $10 \mu\text{K}$. Ein entscheidender Parameter, welcher die Anzahl der Atome beschreibt, die den Resonator erreichen und damit mit dessen evaneszentem Feld wechselwirken können, ist somit die Temperatur der Atome zum Zeitpunkt des Starts. Diese kann mit dem oben beschriebenen Modell ermittelt werden, indem die Größe der expandierenden Wolke zu zwei verschiedenen Zeitpunkten nach dem Start gemessen wird (siehe Abschnitt 5.3).

Zuletzt soll darauf hingewiesen werden, dass ein Atomspringbrunnen prinzipiell gepulst [32] oder auch kontinuierlich [33] betrieben werden kann. Für das Resonator-QED-Experiment ist jedoch die gepulste Variante von Vorteil, da sie eine höhere Flexibilität gewährleistet. Die gepulste Variante erlaubt z. B. im späteren Experiment ein so genanntes „gating“ der Detektion, d. h. möglicher Ereignisse der starken Kopplung zwischen Atomen und Lichtfeld des Resonators werden nur dann detektiert, wenn die richtige Geschwindigkeitsklasse der Atome gerade am Umkehrpunkt der Parabelbahn, also im evaneszenten Feld des Resonators ist. Somit wird garantiert, dass nur solche Ereignisse detektiert werden, die eine lange Wechselwirkungszeit zwischen Atom und Resonatormode repräsentieren.

Die Qualität eines atomaren Springbrunnens hängt dabei von mehreren Faktoren ab, wie der transversalen Geschwindigkeit der Atome während ihrer Bewegung, welche durch ihre Temperatur bestimmt wird [34], der Intensitätsstabilität der Kühlstrahlen [11] und der Genauigkeit des geometrischen Aufbaus. Details zur experimentellen Umsetzung des Springbrunnens sind in Abschnitt 5.1 dargestellt, in den Abschnitten 5.4 bis 5.8 wird der atomare Springbrunnen bezüglich verschiedener, für das Experiment relevanter Faktoren charakterisiert.

2 Das Resonator-QED-Experiment

Die Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) verbindet die klassische Elektrodynamik mit der Quantenmechanik. Dabei wird das Lichtfeld im Rahmen einer Quantenfeldtheorie beschrieben, was zu einer Reihe von interessanten Effekten führt: So kann die fundamentale Wechselwirkung zwischen Atomen und dem Strahlungsfeld, insbesondere dem Vakuumzustand, besser gedeutet werden und somit die spontane Emission als stimulierte Emission verursacht durch Vakuumfluktuationen erklärt werden.

Die Resonator-Quantenelektrodynamik (kurz: Resonator-QED) beschreibt die Eigenschaften elektromagnetischer Felder in Systemen mit Randbedingungen, wie etwa optischen Resonatoren, und deren Wechselwirkung mit Atomen [35]. Es ist mit diesem System möglich, die quantenmechanischen Effekte dieser fundamentalen Wechselwirkung zwischen Licht und Materie im Experiment zu untersuchen und zu manipulieren. Wie sich herausstellt, kann das gekoppelte Atom-Resonator-System dazu verwendet werden verschränkte Zustände, wie etwa so genannte Schrödinger-Katzen-Zustände [36] zu präparieren oder auch nicht-klassische Zustände des Lichtfeldes, z. B. Fockzustände zu erzeugen [37]. Die Resonator-QED bietet damit zahlreiche Möglichkeiten, Vorhersagen der Quantenmechanik im Labor zu untersuchen.

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über das gesamte Experiment gegeben, an welchem diese Diplomarbeit entstanden ist. Der optische Mikroresonator wird in Abschnitt 2.1 beschrieben und daraufhin in Abschnitt 2.2 die Theorie hinter dem Experiment grundlegend dargestellt. In Abschnitt 2.3 wird schließlich die experimentelle Umsetzung beschrieben und Bezug auf die Gesichtspunkte genommen, welche zur Auswahl des atomaren Springbrunnens als Quelle kalter Atome geführt haben.

2.1 Optische Mikroresonatoren

Ein optischer Mikroresonator bietet die Möglichkeit, Licht in einem sehr kleinen Volumen durch fortwährende Reflexion über einen langen Zeitraum zu speichern. Außerdem ist er mit seinem diskreten Frequenzspektrum, welches durch die Geometrie des Resonators bestimmt wird, und den hohen Intensitäten, die im Resonator herrschen, ein hervorragendes Werkzeug zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Licht und einzelnen Atomen [7].

Ein idealer Resonator kann Licht für einen unbegrenzten Zeitraum speichern, in der Realität wird dies jedoch durch Absorption oder Streuung innerhalb des Resonators verhindert. Um diesen Effekten Rechnung zu tragen, führt man den sogenannten Gütefaktor Q ein, welcher proportional zur Lebensdauer τ der Photonen im Resonator ist:

$$Q = 2\pi \frac{\tau}{T_\nu}, \quad (2.1)$$

wobei T_ν die optische Periodendauer bezeichnet. Äquivalent kann der Gütefaktor als Quotient zwischen Resonanzfrequenz ν_0 und der Linienbreite der Resonanz $\Delta\nu$ definiert werden:

$$Q = \frac{\nu_0}{\Delta\nu}. \quad (2.2)$$

Je höher also die Güte eines Mikroresonators ist, desto schmaler ist die Linienbreite der Moden. Ein weiterer wichtiger Parameter ist das Modenvolumen V_m des Resonators, also das von der betrachteten Mode des Lichtes eingenommene Volumen:

$$V_m = \int n(\vec{r}) \frac{I(\vec{r})}{I_{\max}} d^3r. \quad (2.3)$$

Dabei bezeichnet $n(\vec{r})$ den Brechungsindex, $I(\vec{r})$ die Intensität des elektromagnetischen Feldes und I_{\max} die maximale Intensität. Aufgrund des kleinen Modenvolumens kombiniert mit sehr hohen Gütefaktoren Q (Abbildung 2.1) ist das Verhältnis Q/V_m bei optischen Mikroresonatoren sehr groß und ermöglicht somit eine Kopplung zwischen Licht und Atomen im Bereich starker Kopplung (siehe Abschnitt 2.2.2). Auch im Bereich schwacher Kopplung kommt es zu interessanten Effekten, wie einer Modifizierung der spontanen Emissionsrate, ausgelöst durch den so genannten Purcell-Effekt [38]: Dabei wird die Rate der spontanen Emission, welche proportional zur Modendichte ist, durch Einbringen des Atoms in ein System mit Randbedingungen verändert, da in diesem Fall die Modendichte nicht mehr kontinuierlich ist, sondern durch das System vorgegeben wird. Es ist somit mit einem Resonator zum Beispiel möglich, die Rate der spontane Emission eines Übergangs deutlich zu verstärken [39, 6]. Da außerdem die Intensität I des Lichtfeldes innerhalb des Resonators proportional zum Verhältnis Q/V_m ist, lassen sich in optischen Mikroresonatoren bei relativ kleiner Eingangsleistung extrem hohe Feldstärken innerhalb des Resonators erzeugen, welche sich für die unterschiedlichsten Anwendungen, z. B. die Untersuchung nichtlinearer Effekte [40], nutzen lassen.

Optische Mikroresonatoren existieren in einer Vielzahl unterschiedlicher Ausführungen, wobei sich drei prinzipiell verschiedene Funktionsmechanismen herauskristallisieren, welche in Abbildung 2.1 dargestellt sind. In Fabry-Pérot-Resonatoren wird das Licht zwischen zwei Spiegeln sehr hoher Reflektivität gespeichert, wobei das Modenvolumen durch den Abstand der Spiegel verändert werden kann. In photonischen Kristallen entsteht der Einschluss des Lichtfeldes durch die periodische, dielektrische Struktur, in der sich eine Bandstruktur ausbildet, mit Hilfe derer die Lichtausbreitung beeinflusst und das Licht eingeschlossen werden kann.

Den dritten Bereich nehmen die Flüstergaleriemoden-Mikroresonatoren (WGM-Mikroresonatoren) ein. Es handelt sich dabei um dielektrische, zylindersymmetrische Strukturen, in welchen Licht durch interne Totalreflexion, also nach dem gleichen Prinzip wie beim Führen von Licht in einer optischen Glasfaser, eingeschlossen ist. WGM-Mikroresonatoren erreichen die höchsten Gütefaktoren im optische Bereich (bis zu 8×10^9 [42]) und existieren in mehreren unterschiedlichen Ausführungen, z. B. Mikrosphäre, Mikrotorus und Flaschenresonator. Dabei eignen sich im Prinzip alle Typen sehr gut für Resonator-QED-Experimente, jedoch hat letzterer den Vorteil, über mehr als einen freien Spektralbereich und damit auf beliebige Frequenzen abstimmbare zu sein. Der Flaschenresonator wird in diesem Experiment eingesetzt und daher im folgenden Abschnitt genauer beleuchtet.

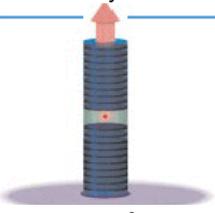
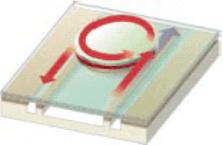
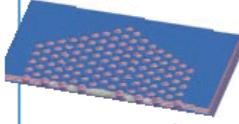
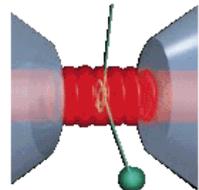
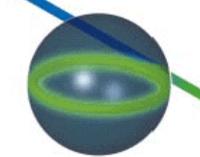
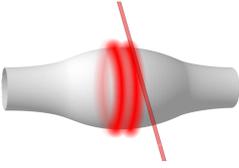
	Fabry-Pérot	Flüstergalerie		Photonischer Kristall
Hohe Güte	 $Q: 2 \times 10^3$ $V: 5 (\lambda/n)^3$	 $Q: 5 \times 10^5$ $V: 5 (\lambda/n)^3$	 $Q_{\text{III-V}}: 7 \times 10^3$ $Q_{\text{Poly}}: 1,3 \times 10^5$	 $Q: 2,5 \times 10^6$ $V: 1,4 (\lambda/n)^3$
Ultrahohe Güte	 $F: 4,8 \times 10^5$ $V: 1690 \mu\text{m}^3$	 $Q: 8 \times 10^9$ $V: 3000 \mu\text{m}^3$	 $Q: 4 \times 10^8$ $V: 180 \mu\text{m}^3$	 $Q: 3,6 \times 10^8$ $V: 1200 \mu\text{m}^3$

Abbildung 2.1: Übersicht über die wichtigsten Mikroresonatorkonzepte im Bereich hoher und ultrahoher ($Q > 10^8$) Güte. Oben von links nach rechts: Mikrosäule, Mikroscheibe, add-drop Filter und photonischer Kristall. Unten: Fabry-Pérot-Resonator, Mikrokugel, Mikrotorus und Flaschenresonator. Neben dem Gütefaktor Q ist das Modenvolumen V_m angegeben und n bezeichnet den Brechungsindex des Materials. Die Abbildung stammt ursprünglich aus [7] und wurde in [41] adaptiert.

Ein Effekt, welcher Flüstergalerie-Mikroresonatoren im Allgemeinen besonders attraktiv für Experimente zur Licht-Atom-Wechselwirkung macht ist, dass aufgrund der internen Totalreflexion das Lichtfeld zu einem kleinen Teil in das umgebende Medium eindringt. Dieser Teil wird evaneszentes Feld genannt und kann trotz seines exponentiellen Abfalls Eindringtiefen in das umgebende Medium in der Größenordnung der Wellenlänge des verwendeten Lichts erreichen. Dieses evaneszente Feld kann zum einen verwendet werden, um mit Hilfe von ultradünnen Glasfasern (*tapered optical fibers*) Licht in den Resonator zu koppeln [43], eignet sich aber auch hervorragend dazu, die Wechselwirkung zwischen Licht und einzelnen Atome zu untersuchen. Bei der Einkopplung von Licht in den Resonator wird der ultradünne Teil einer Glasfaser, welcher ebenfalls ein evaneszentes Feld besitzt, räumlich mit dem evaneszenten Feld des Resonators überlagert. Zusätzlich muss eine Phasen Anpassung zwischen den Lichtfeldern stattfinden, das heißt die \vec{k} -Vektoren müssen identisch sein. Mit dieser Methode lassen sich sehr hohe Koppeleffizienzen erreichen, im Fall des Flaschenresonators kann über 99 % des in der ultradünnen Glasfaser geführten Lichts in den Resonator eingekoppelt werden [44].

Besonders interessant ist nun der Fall, dass ein einzelnes Atom in das evaneszente Feld des Mikroresonators gebracht wird, da so ein gekoppeltes System aus Atom und im Resonator gespeichertem Lichtfeld entsteht, welches in Abschnitt 2.2 näher beschrieben wird.

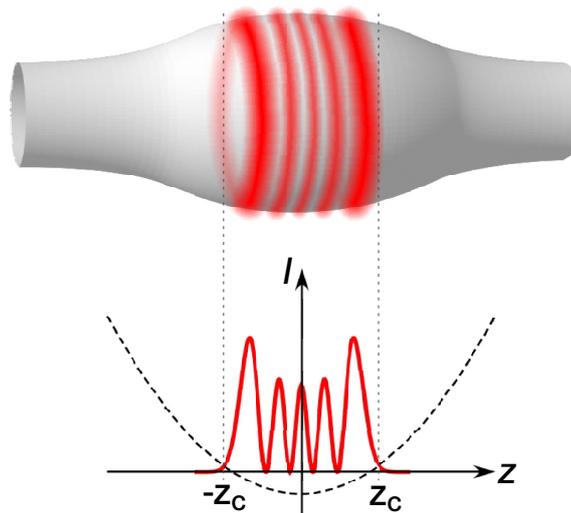


Abbildung 2.2: Prinzip des Flaschenresonators: Dargestellt sind die im Text beschriebenen Moden, in denen das Licht an den beiden Kaustiken $\pm z_c$ aufgrund der Drehimpulsbarriere reflektiert wird. Da diese wie ein harmonisches Potential auf das Licht wirkt, bilden sich Moden mit der gezeigten Intensitätsverteilung aus. Der Abstand der beiden Umkehrpunkte hängt von der axialen Quantenzahl q ab und beträgt 10 - 100 μm . Der Durchmesser des Resonators beträgt an der dicksten Stelle ($z = 0$) typischerweise 30 - 40 μm . Die Krümmung des Flaschenresonators ist in der Abbildung übertrieben dargestellt.

2.1.1 Der Flaschenresonator

Flaschenresonatoren verbinden alle genannten Vorteile von WGM-Mikroresonatoren mit einer vollen Durchstimbarkeit über mehr als einen axialen freien Spektralbereich und einer einfachen Modenstruktur [45, 46]. Sie eignen sich damit aufgrund des sehr hohen Q/V -Wertes ideal zur Kopplung von Licht mit einzelnen Atomen [47].

Hergestellt werden sie aus einer gewöhnlichen Glasfaser, welche zuerst verjüngt und schließlich mit Hilfe eines CO_2 -Lasers in eine bauchige Form gebracht wird. Durch dieses näherungsweise parabolische Dickenprofil entsteht entlang der z -Achse eine Drehimpulsbarriere, die auf das Licht wie ein harmonisches Potential wirkt (siehe Abbildung 2.2) und die durch die Form des Resonators angepasst werden kann. Im Flaschenresonator können mehrere unterschiedliche Moden angeregt werden. Wie auch in anderen WGM-Resonatoren gibt es Moden, welche sich im strahlenoptischen Bild nach genau einem Umlauf um die Resonatorachse schließen. Besonders interessant sind jene Moden, die sich nicht bereits nach einem Umlauf schließen, da diese für einen wesentlich längeren Umlaufweg des Lichts sorgen und damit den freien Spektralbereich des Resonators verkleinern. Das Licht umläuft also in diesen Moden die Resonatorachse und pendelt zusätzlich zwischen zwei Umkehrpunkten $\pm z_c$, gegeben durch die Drehimpulsbarriere, hin und her. Diese Umkehrpunkte werden Kaustiken genannt und zeichnen sich, verglichen mit anderen Punkten des Resonators, durch eine stark erhöhte Intensität aus, sowohl innerhalb des Resonators, als auch in Form des evaneszenten Feldes außerhalb des Mikroresonators. Dabei bietet der Flaschenresonator im Gegensatz zu torodialen Mikroresonatoren in der Ebene, die Möglichkeit zwei ultradünne Fasern gleichzeitig, jeweils eine pro Kaustik, zur Kopplung von Licht zu verwenden. In Abbildung 2.3 ist ein mit Erbium dotierter Flaschenresonator

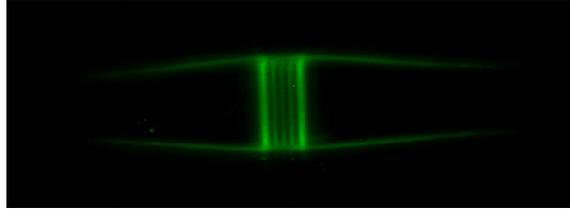


Abbildung 2.3: Mit Hilfe der Dotierung mit Erbium-Ionen sichtbar gemachte $q = 3$ Mode des Flaschenresonators. Die Ionen sorgen für die Fluoreszenz von grünem Licht in den Bereichen hoher Intensität innerhalb des Resonators. Dieser hat im Bild einen Durchmesser von $36 \mu\text{m}$.

abgebildet, in welchem die Modenstruktur anhand der Emission von grünem Fluoreszenzlicht sichtbar ist.

Eine wichtige Voraussetzung, um den Flaschenresonator für ein Resonator-QED-Experiment verwenden zu können, ist die Abstimmbarkeit der Resonanzfrequenz. Erst damit wird es möglich den Resonator genau auf die atomare Übergangsfrequenz von Rubidium abzustimmen und damit die resonante Kopplung zwischen einem Atom und einer Mode des Resonators zu ermöglichen. Es zeigt sich, dass der Flaschenresonator durch Anlegen einer mechanischen Spannung an den beiden Enden über mehr als einen freien Spektralbereich und somit auf jede beliebige Frequenz abstimmbare ist [44]. Die Abstimmbarkeit allein reicht jedoch nicht aus, da schon sehr kleine Änderungen der Temperatur des Resonators zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenz über mehr als eine Linienbreite führen. Es bedarf somit einer aktiven Frequenzstabilisierung des Resonators, welche mit Hilfe der *Pound-Drever-Hall-Technik* [48] realisiert werden kann [41, 49].

Somit erfüllt der Flaschenresonator alle wichtigen Voraussetzungen für die erfolgreiche Kopplung zwischen einzelnen Atomen und einzelnen Photonen im Resonator, welche im folgenden Abschnitt beschrieben wird. Insbesondere erlauben der sehr hohe Gütefaktor von $Q = 3,6 \times 10^8$ und das kleine Modenvolumen von nur $1000 - 1500 \mu\text{m}^3$ eine Wechselwirkung zwischen den Atomen und den Moden des Resonators im Bereich der starken Kopplung (siehe Abschnitt 2.2.2), was zu einer Reihe von interessanten Effekten führt, wie in den folgenden Abschnitten deutlich wird.

2.2 Theoretische Beschreibung des Atom-Resonator-Systems

Die Kopplung eines einzelnen Atoms an das Lichtfeld eines optischen Resonators wird durch das vollständig quantenmechanische Jaynes-Cummings-Modell theoretisch beschrieben [5]. Das Atom wird dabei als effektives Zwei-Niveau-System mit den beiden Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ betrachtet und das Lichtfeld im Rahmen einer Quantenfeldtheorie gedeutet und über die Fock-Zustände $|n\rangle$ charakterisiert, wobei n die Anzahl der Photonen in der jeweiligen Mode beschreibt. Das Modell lässt sich dabei nicht ohne weiteres auf ein freies Atom übertragen, da ein solches immer mit einer unendlichen Zahl von Moden wechselwirkt, das Jaynes-Cummings-Modell jedoch nur die Wechselwirkung mit einem Ein-Moden-Feld, also etwa einer ebenen Welle, beschreibt.

Da es sich um ein idealisiertes Modell handelt, werden außerdem Störeffekte wie z. B. Verluste im Resonator durch Streuung und auch dissipative Effekte wie die spontane Emission

in eine Mode ungleich der Resonatormode vernachlässigt. Will man diese Effekte in das Modell integrieren, muss ein Ansatz über den Dichtematrixformalismus gewählt werden, welcher schließlich zur Quanten-Mastergleichung als Lösung des Systems führt [50]. Um einen generellen Überblick des Verhaltens eines gekoppelten Systems aus Atom und Resonatormode zu gewinnen, ist das Jaynes-Cummings-Modell jedoch ausreichend und wird somit im folgenden Abschnitt eingeführt.

2.2.1 Das Jaynes-Cummings-Modell und „dressed states“

Das von E. Jaynes und F. Cummings 1963 entwickelte Modell beschreibt die Wechselwirkung eines Zwei-Niveau-Systems mit einer einzelnen Mode eines Resonators. Es wird durch den Hamiltonoperator \hat{H}_{JC} beschrieben, welcher sich aus den Komponenten für das Zwei-Niveau-Atom \hat{H}_A , dem Feldanteil \hat{H}_F (ohne Nullpunktenergie) sowie einem Wechselwirkungsanteil \hat{H}_{WW} zusammensetzt [51]:

$$\hat{H}_{JC} = \hat{H}_A + \hat{H}_F + \hat{H}_{WW}. \quad (2.4)$$

Die einzelnen Terme lauten dabei unter Annahme der Drehwellen-Näherung:

$$\hat{H}_A = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \hat{\sigma}_3, \quad (2.5)$$

$$\hat{H}_F = \hbar \omega_F \hat{a}^\dagger \hat{a}, \quad (2.6)$$

$$\hat{H}_{WW} = \hbar g \left(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_- + \hat{a} \hat{\sigma}_+ \right), \quad (2.7)$$

wobei $\hat{\sigma}_3 = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|$ der Besetzungszahloperator und $\hat{\sigma}_+ = |e\rangle\langle g|$ sowie $\hat{\sigma}_- = |g\rangle\langle e|$ die Auf- und Absteigeoperatoren des Zwei-Niveau-Atoms sind. \hat{a}^\dagger und \hat{a} sind die Auf- und Absteigeoperatoren des Lichtfeldes, ω_F die Frequenz des Lichtfeldes, ω_0 die atomare Übergangsfrequenz und g die Kopplungsstärke zwischen Atom und Resonatormode. Der Wechselwirkungsanteil \hat{H}_{WW} beschreibt dabei zwei Vorgänge: Den Wechsel des Atoms vom angeregten Zustand $|e\rangle$ in den Grundzustand $|g\rangle$ unter Emission eines Photons und die Absorption eines Photons beim Wechsel vom Grundzustand in den angeregten Zustand. Terme, welche die Energieerhaltung verletzen, also etwa den Wechsel von $|g\rangle$ nach $|e\rangle$ bei gleichzeitiger Emission eines Photons, wurden bereits vernachlässigt.

Nun kann man die neuen Eigenzustände des gekoppelten Systems untersuchen, die sogenannten „dressed states“, welche Eigenzustände von \hat{H}_{JC} sind. Dabei beschränken wir uns auf den Fall der resonanten Kopplung zwischen Atom und Resonatormode, was bedeutet dass $\omega_0 = \omega_F = \omega$ ist. Wie in Abbildung 2.4 zu sehen ist, sind in diesem Fall die Zustände im System ohne Wechselwirkung, die so genannten „bare states“ $|g, n+1\rangle$ und $|e, n\rangle$ entartet. Im gekoppelten System mit $g > 0$ wird diese Entartung aufgehoben und die neuen Eigenzustände $|n, \pm\rangle$ mit Eigenwerten E_n spalten auf:

$$E_n = (n+1)\hbar\omega \pm g\sqrt{n+1}\hbar. \quad (2.8)$$

Die Größe der Aufspaltung ist dabei abhängig von der Kopplungsstärke g sowie der Anzahl n von Photonen in der Mode und wird auch als Rabi-Aufspaltung bezeichnet. Die neuen

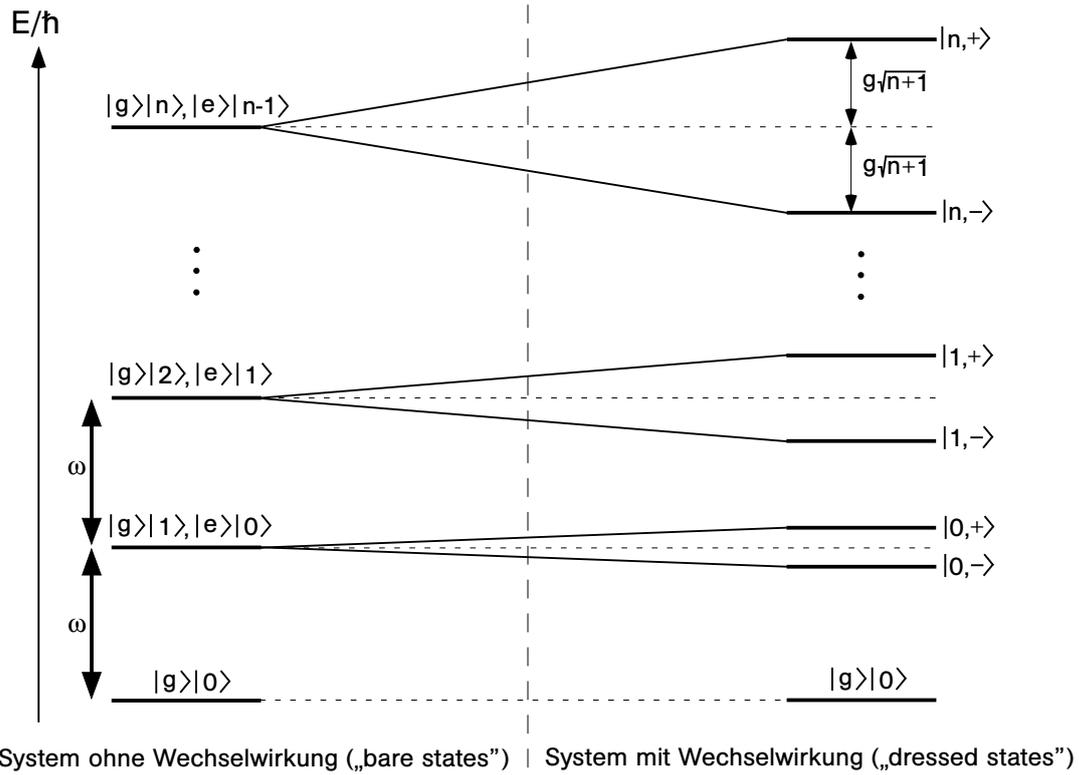


Abbildung 2.4: Zu sehen ist die Aufspaltung der Eigenzustände im gekoppelten Atom-Resonator-System bei resonanter Kopplung: $\omega_0 = \omega_F = \omega$. Die neuen Energieeigenwerte sind dabei abhängig von der Kopplungsstärke g . Im System ohne Wechselwirkung ($g = 0$) sind die Zustände $|g\rangle|n+1\rangle$ und $|e\rangle|n\rangle$ entartet.

Eigenzustände sind gegeben durch:

$$|n, +\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|g\rangle|n+1\rangle + |e\rangle|n\rangle), \quad (2.9)$$

$$|n, -\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|g\rangle|n+1\rangle - |e\rangle|n\rangle). \quad (2.10)$$

Betrachtet man nun die Dynamik des Jaynes-Cummings-Modells, so erhält man analog zum semi-klassischen Rabi-Modell ein periodisches Verhalten, wobei das Atom zwischen angeregtem und Grundzustand hin und her wechselt, indem es ein Photon in die Resonatormode emittiert und dieses anschließend wieder absorbiert. Der entscheidende Unterschied liegt nun jedoch in der Frequenz dieser zeitlichen Entwicklung, welche im vollständig quantenmechanischen Fall durch die quantisierte Rabi-Frequenz

$$\Omega_n = 2g\sqrt{n+1} \quad (2.11)$$

beschrieben wird. Liegt also eine elementare Anregung in Form eines angeregten Atoms vor, so kann sich auch ohne Photonen in der Mode eine Dynamik des Systems entwickeln, man spricht von Vakuum-Rabi-Oszillation. Will man diese Dynamik im Experiment beobachten, muss man in den Bereich der starken Kopplung vordringen. Dies stellt Bedingungen

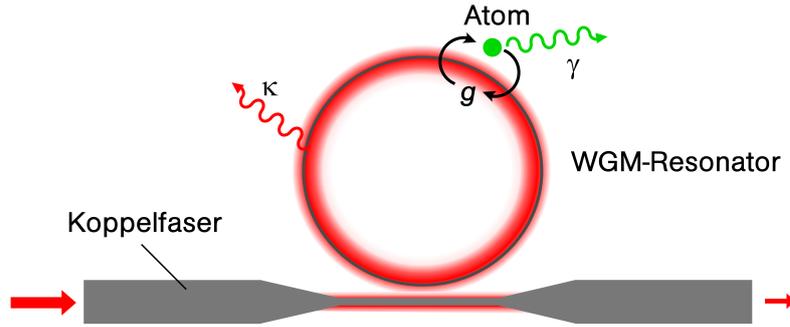


Abbildung 2.5: Dargestellt ist ein Atom gekoppelt an einen WGM-Resonator. g bezeichnet die Kopplungsstärke des Atoms als Zwei-Niveau-System an die Mode des Resonators (rot). Die beiden Verlustmechanismen des Systems sind die Rate κ , welche ein Maß für die Dissipation der in der Resonatormode gespeicherten Energie ist und die Rate γ der spontanen Emission des Atoms in eine Mode ungleich der Resonatormode.

an die Kopplungsstärke zwischen Atom und Resonator und wird im folgenden Abschnitt erläutert. Die Kopplungsstärke ist abhängig vom Dipolmoment des Atoms \vec{d} und dem Modenvolumen V_m des Resonators [35]:

$$g(\vec{r}) = \frac{\vec{d} \cdot \vec{E}_0(\vec{r})}{\hbar} = \sqrt{\frac{d^2 \omega_F}{2 \hbar \epsilon_0 V_m}} \psi(\vec{r}) \equiv g_0 \psi(\vec{r}), \quad (2.12)$$

wobei \vec{E}_0 das elektrische Feld eines Photons, $d = \langle e | \vec{d} | g \rangle$ der Erwartungswert des Dipoloperators, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, g_0 die maximale Kopplungskonstante und $\psi(\vec{r})$ die normierte, ortsabhängige Wellenfunktion der Mode ist. Dabei wurde letztere so gewählt, dass $V_m = \int d^3x |\psi(\vec{r})|^2$ ist.

2.2.2 Der Bereich der starken Kopplung

Das bereits besprochene gekoppelte Atom-Resonator-System kann neben der Kopplungsstärke g noch über zwei weitere Parameter charakterisiert werden, welche bisher vernachlässigt wurden, aber im Experiment von großer Bedeutung sind. Dabei handelt es sich um dissipative Effekte, welche in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt sind. Der erste Effekt beschreibt die Dissipation der in der Resonatormode gespeicherten Energie mit der Rate κ und ist ein Maß für die Speicherzeit der Photonen im Resonator, welche im Wesentlichen durch den Gütefaktor Q beschrieben wird (siehe Abschnitt 2.1). Diese Zerfallsrate wird im Falle des zuvor beschriebenen Flaschenresonators durch Absorption und Streuung der gespeicherten Photonen am Resonatormaterial bestimmt. Der zweite Verlustmechanismus ist die Rate γ der spontanen Emission, welche berücksichtigt, dass jedes Photon, welches nicht in die bevorzugte Resonatormode emittiert wird, verloren ist. Um nun im Experiment den Bereich der starken Kopplung erreichen zu können muss folgende Bedingung erfüllt sein:

$$g \gg (\kappa, \gamma) \quad (2.13)$$

Die Kopplungsstärke muss also verglichen mit den genannten Verlustmechanismen groß sein. Für einen Flaschenresonator mit einer Güte $Q = 3,6 \times 10^8$ bei einer Wellenlänge

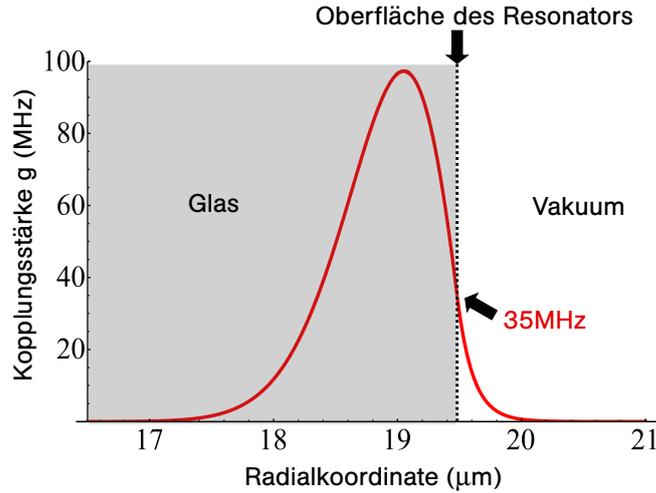


Abbildung 2.6: Dargestellt ist die räumliche Abhängigkeit der Kopplungsstärke g zwischen Atom und Resonator in radialer Richtung für eine Polarisation des Feldes parallel zur Oberfläche am Ort der Kaustiken $\pm z_c$ des Flaschenresonators. Der Ursprung der x-Achse liegt dabei auf der Symmetrieachse des Flaschenresonators. Da g proportional zum Feld pro Photon $\vec{E}_0(\vec{r})$ ist (Gleichung (2.12)), sorgt das evaneszente Feld des Flaschenresonators für eine Kopplungsstärke von bis zu $g \approx 35$ MHz mit einem ^{85}Rb -Atom auch außerhalb des Resonators, in unmittelbarer Nähe dessen Oberfläche.

von 780 nm ist $\kappa = \omega/2Q = 2\pi \times 0,53$ MHz [44]. Somit gilt das gekoppelte System aus Flaschenresonator und ^{85}Rb -Atom, wobei g aus Gleichung (2.12) folgt:

$$(g; \kappa; \gamma) = 2\pi \times (35; 0,53; 3) \text{ MHz.} \quad (2.14)$$

Die Bedingung für starke Kopplung ist somit sehr gut erfüllt. Dabei bezeichnet g die Kopplungsstärke des evaneszenten Feldes an der Oberfläche des Flaschenresonators mit einem ^{85}Rb -Atom (siehe Abbildung 2.6).

Im Allgemeinen kann sich ein gekoppeltes System aus Atom und Resonator in zwei unterschiedlichen Parameterbereichen befinden. Im Bereich schwacher Kopplung ist der angeregte Zustand an sehr viele Feldmoden gekoppelt und zerfällt exponentiell. Effekte der Resonator-QED wie die besprochene Vakuum-Rabi-Aufspaltung der Zustände und die daraus entstehende Dynamik in Form von Rabi-Oszillationen sind somit im Experiment nicht zu beobachten. Erst wenn der Bereich der starken Kopplung erreicht wird, werden die Energieniveaus des Systems hinreichend stark beeinflusst, so dass ein Effekt zu sehen ist.

Erstmals konnte dieser Bereich im Experiment mit einem Rydbergatom gekoppelt an einen supraleitenden Mikrowellen-Resonator ultrahoher Güte erreicht werden [52, 53], aber auch im optischen Wellenlängenbereich gelang es bereits eine starke Kopplung zwischen einzelnen Atomen und der Feldmode eines WGM-Resonators zu realisieren [9].

2.3 Experimentelle Realisierung

In diesem Abschnitt wird eine Übersicht über das Resonator-QED-Experiment gegeben. Zuerst werden jedoch Gründe diskutiert, welche zur Auswahl eines atomaren Springbrunnens geführt haben, um die kalten Rubidium-Atome in das evaneszente Feld des Flaschenresonators zu transportieren.

2.3.1 Vergleich des atomaren Springbrunnens als Quelle kalter Atome mit Alternativen

Wie in Abschnitt 2.2.2 erläutert wurde, müssen gewisse Voraussetzungen erfüllt sein, damit die Wechselwirkung zwischen einzelnen Atomen und einem Mikroresonator den Bereich der starken Kopplung erreicht. Es wurde gezeigt, dass sich der Flaschenresonator hervorragend für diesen Zweck eignet, da die zu erwartende Kopplung g verglichen mit den Raten γ und κ der dissipativen Effekte sehr groß ist. Dabei spielt im Experiment jedoch unabhängig vom Resonator eine weitere Größe eine wichtige Rolle: Die Wechselwirkungszeit T_{int} zwischen Atom und Resonator. So muss die Bedingung für starke Kopplung erweitert werden [35]:

$$g \gg (\kappa, \gamma, T_{\text{int}}^{-1}) \quad (2.15)$$

Für eine zu erwartenden Kopplungsstärke von 35 MHz (siehe Abbildung 2.6) ergibt sich eine minimale Wechselwirkungszeit in der Größenordnung von einigen hundert Nanosekunden, damit die Bedingung der starken Kopplung noch erfüllt ist. Da jedoch später im Experiment die starke Wechselwirkung zwischen Atom und Resonatormode in Echtzeit beobachtet werden soll, sind deutlich längere Zeiten von einigen Mikrosekunden wünschenswert.

Vorrangiges Ziel des experimentellen Designs ist somit eine möglichst lange Wechselwirkungszeit der ^{85}Rb -Atome mit der Resonatormode. Da das evaneszente Feld des Flaschenresonators, welches zur Kopplung verwendet wird, an den Kaustiken, also den Bereichen höchster Intensität, eine radiale Ausdehnung von nur einigen 100 nm hat, müssen die Atome eine deutlich geringere Geschwindigkeit als die thermische Geschwindigkeit bei Raumtemperatur haben und es ergeben sich im Prinzip zwei Möglichkeiten:

- Die Atome werden direkt am Resonator in einer Falle gefangen, wobei das Fallenpotential räumlich mit dem evaneszenten Feld überlappen muss. Diese Konfiguration verspricht theoretisch sehr lange Wechselwirkungszeiten, die experimentelle Umsetzbarkeit gestaltet sich jedoch sehr schwierig, wie im weiteren Verlauf beschrieben wird.
- Die zweite Möglichkeit besteht darin, die Atome an anderer Stelle zu fangen und schließlich in das evaneszente Feld zu transportieren, z. B. durch Ausnutzen der Gravitation, den Transport mit einer optischen Dipolfalle oder die Verwendung eines atomaren Springbrunnens. Dabei darf sich die Temperatur der Atome nicht wesentlich erhöhen.

Rubidium-Atome in unmittelbarer Nähe zum Resonator zu fangen, ist mit einigen Schwierigkeiten verbunden. Eine magneto-optische Falle am Ort des Resonators zu laden scheidet aus, da für hohe Laderaten, welche für eine große Repetitionsrate des Experiments notwendig sind, ein relativ hoher Rubidium-Hintergrunddruck ($\sim 10^{-8}$ mbar) benötigt

wird und damit auf lange Sicht die Gefahr einer Beschichtung des Resonators oder der Koppelfasern mit Rubidium besteht. Dies beeinflusst die optischen Verluste sowohl des Flaschenresonators als auch der ultradünnen Fasern und sollte vermieden werden. Eine weitere Möglichkeit wäre eine optische Dipolfalle in der Nähe des Resonators, jedoch muss diese ihrerseits mit bereits kalten Atomen geladen werden und bedarf eines zusätzlichen, stark verstimmtten Lasers mit hoher Ausgangsleistung, welcher durch die großen Intensitäten den Resonator aufheizen und somit dessen Frequenzstabilität negativ beeinflussen würde. Die Möglichkeit einer Atomfalle direkt am Resonator scheidet somit aufgrund der schweren technischen Umsetzbarkeit aus.

Betrachtet man nun die Möglichkeit die Atome räumlich getrennt vom Resonator in einer zweiten Vakuumkammer zu fangen, so stellt sich die Frage, wie diese in das evaneszente Feld des Flaschenresonators transportiert werden können und gleichzeitig Temperaturen der Atome vergleichbar mit denen in einer Atomfalle gewährleistet werden können. Um den Flaschenresonator und die Koppelfasern effektiv vor einer Beeinflussung durch Rubidium zu schützen, eignet sich ein Zwei-Kammer-Vakuumaufbau (siehe Abbildung 2.7). Dabei wird in der ersten Kammer ein hoher Rubidium-Hintergrunddruck verwendet um die Atomfalle effizient laden zu können. Durch Verwendung einer differentiellen Pumpstufe zwischen den Kammern ist es jedoch trotzdem möglich den Flaschenresonator sowie alle weiteren benötigten Komponenten in einer Umgebung deutlich niedrigeren Drucks einzusetzen. Eine genaue Analyse des Zwei-Kammern-Vakuumsystems und der differentiellen Pumpstufe wird in Abschnitt 3.4 durchgeführt. Auch in diesem Fall gibt es mehrere Wege, den Transport der Atome zu realisieren, wobei hier nur Möglichkeiten aufgezählt werden, die Temperaturen der Atome nahe der Dopplergrenze oder darunter ermöglichen. Eine reine $2D^+$ -MOT fällt aufgrund der zu hohen Startgeschwindigkeit $v_0 \approx 9 \text{ m/s}$ der Atome aus, die einer Temperatur von $\sim 4 \text{ mK}$ entspricht [54]. Würde man diese $2D^+$ -MOT vertikal nutzen, also die Atome senkrecht nach oben beschleunigen, so läge der Umkehrpunkt mit über 3 m deutlich zu hoch, um diese Methode im Labor realisieren zu können. Es sind jedoch folgende Varianten denkbar:

- Eine 3D-MOT zum Fangen der Atome und das darauffolgende Umladen in eine optische Dipolfalle, welche über eine Laufwelle die Atome in die zweite Kammer transportiert [55].
- Eine 3D-MOT in einer zweiten Kammer oberhalb des Resonators, welche nach dem Ladevorgang schlicht „fallengelassen“ wird, die kalten Atome fallen also bedingt durch die Gravitation in das evaneszente Feld des Mikroresonators [56].
- Eine 3D-MOT in einer zweiten Kammer unterhalb des Flaschenresonators und die Verwendung eines atomaren Springbrunnens zum Transport der Atome in die Resonator-Kammer [11].

Die erste Variante fällt aufgrund der oben genannten Nachteile einer Dipolfalle am Resonator aus. Jedoch wäre im Prinzip die Verwendung einer faser-optischen Dipolfalle denkbar [57], welche Atome entlang einer ultradünnen Faser bewegen kann. Dazu müssen jedoch noch einige technische Schwierigkeiten überwunden werden, so dass diese Art des Transports aktuell noch nicht in Frage kommt. Gegenüber dem Fallenlassen einer MOT in der zweiten Variante hat der atomare Springbrunnen Vorteile bezüglich der Flexibilität und Wechselwirkungszeit: Schafft man es, den Umkehrpunkt der Flugbahn der Atome im atomaren Springbrunnen sehr nahe an das evaneszente Feld zu legen, so kann eine maxi-

male Kopplungszeit erreicht werden. Verursacht durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome werden einige wenige durch Zufall genau im evaneszenten Feld ihren Umkehrpunkt haben und damit für eine kurze Zeit praktisch „anhalten“. Dieser Effekt kann beim schlichten Fallenlassen der Wolke nicht auftreten, da immer eine gewisse Mindestgeschwindigkeit vorliegt, welche von der zurückgelegten Strecke der Atome abhängt. In einem Aufbau aus zwei Vakuumkammern wäre diese so groß, dass die Atome eine zu hohe Geschwindigkeit haben, wenn sie das evaneszente Feld des Flaschenresonators erreichen.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass der atomare Springbrunnen, also die Verwendung einer bewegten, optischen Melasse zur Beförderung der kalten Atome aus der MOT in das evaneszente Feld des Flaschenresonators, eine geeignete Wahl für die Quelle kalter Atome zur Umsetzung des Resonator-QED Experiments darstellt. Die longitudinale Geschwindigkeit der Atome beim Start, und damit der Umkehrpunkt der Wolke, kann in einem atomaren Springbrunnen über einen großen Bereich sehr genau eingestellt werden [58], so dass die Möglichkeit besteht, den Umkehrpunkt so nah an die Position des Resonators zu legen, dass wie oben beschrieben sehr lange Kopplungszeiten zwischen Lichtfeld des Resonators und Rubidium-Atomen realisiert werden können.

2.3.2 Übersicht über das Resonator-QED-Experiment

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert wurde, eignet sich ein atomarer Springbrunnen hervorragend, um kalte Rubidium-Atome in das evaneszente Feld des Flaschenresonator zu transportieren und eine Wechselwirkung zwischen Atomen und Resonator im Bereich der starken Kopplung zu erreichen.

Dazu wird folgendermaßen vorgegangen: Durch Anlegen eines Stroms an einem der Dispensoren wird Rubidiumdampf in die MOT-Kammer eingelassen. Die ^{85}Rb -Atome werden daraufhin in der magneto-optischen Falle gespeichert und schließlich mit Hilfe einer bewegten optischen Melasse in Richtung des Resonators beschleunigt. Durch die Anwendung von Polarisationsgradienten-Kühlung kurz nach dem Beschleunigungsvorgang können dabei Temperaturen der Atome im Bereich von wenigen Mikrokelvin erreicht werden. In der oberen Kammer können die Atome schließlich mit einem resonanten Laser nachgewiesen werden. Das ganze Experiment wird im Ultrahochvakuum durchgeführt, um die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung zwischen den kalten Rubidium-Atomen und dem Hintergrundgas zu minimieren. In Abbildung 2.7 ist der Aufbau des Experiments in einer Übersicht dargestellt. Details zum Aufbau und Prinzip der Vakuumapparatur, welche aus zwei räumlich getrennten Kammern besteht sowie weitere relevante Aspekte bezüglich der Physik in Ultrahochvakuumssystemen werden in Kapitel 3 dargelegt.

In der oberen Kammer befindet sich der Flaschenresonator, welcher an den Enden jeweils an einem Piezokristall-Stapel befestigt ist. Diese werden zum Durchstimmen der Frequenz des Resonators und zur aktiven Frequenz-Stabilisierung des Resonators benötigt [49]. Des Weiteren sind in der oberen Kammer zwei Koppelfasern an Halterungen angebracht, welche mit Hilfe von vakuumtauglichen Verschiebetischen (Attocube Systems) an den Resonator herangeführt werden können, um Licht in den Resonator zu koppeln. Alle Komponenten werden fest mit einem etwa zwei Kilogramm schweren Kupferblock verbunden, wobei der gesamte Aufbau „kopfüber“ in der Kammer hängt (siehe Abbildung 2.7). Der Kupferblock ruht auf vier Vitonringen, welche für eine Schwingungsentkopplung zwischen Kammer und

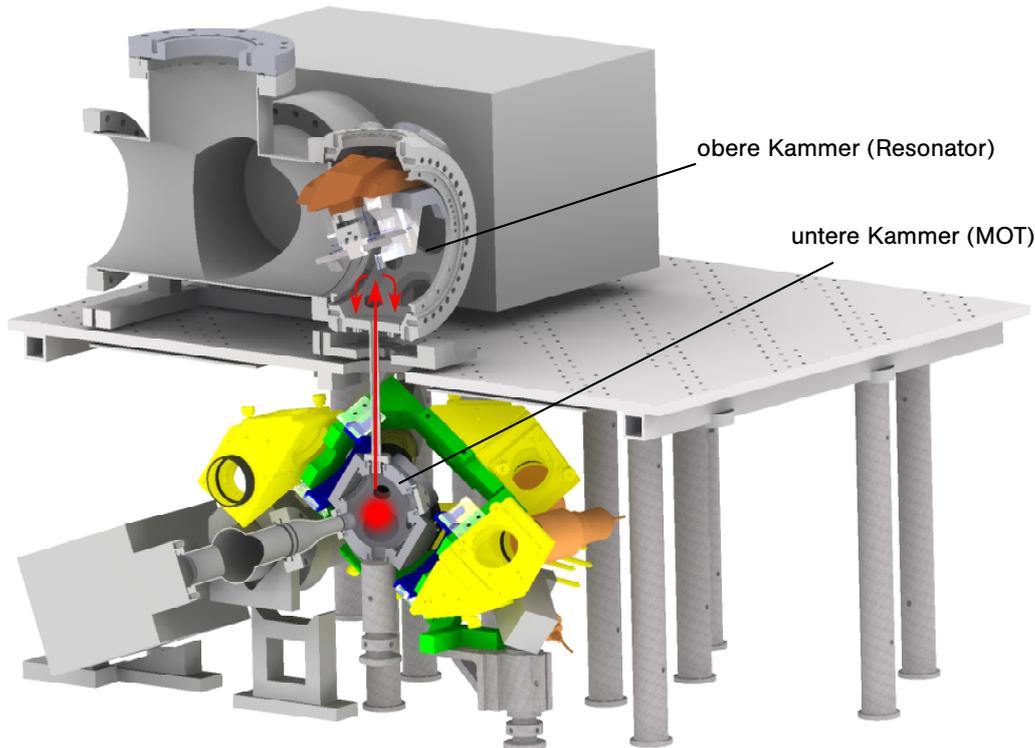


Abbildung 2.7: Dargestellt ist der Querschnitt durch die Vakuumapparatur, welche in Kapitel 3 im Detail besprochen wird. In der unteren Kammer wird die Rubidium-MOT erzeugt. Die Atome werden daraufhin mit Hilfe eines atomare Springbrunnens (Abschnitt 1.5) in die obere Kammer befördert, in welcher der Flaschenresonator samt Koppelfasern befestigt ist. Zu sehen sind außerdem die Faser-Kollimatoren (orange), die Optik zur Ausrichtung und Überlagerung der sechs MOT-Strahlen (gelb), die Spulen zur Erzeugung des Magnetfeldes (blau) und der Käfig, an welchem diese Komponenten befestigt sind (grün).

Resonator sorgen. Dies ist extrem wichtig für die spätere Frequenz-Stabilisierung des Resonators, da im Gegensatz zur Situation unter Normaldruck im Ultrahochvakuum keine Dämpfung von mechanischen Schwingungen des Resonators durch Luftreibung stattfindet. Der Aufbau soll somit bereits die Entstehung von Schwingungen des Resonators verhindern, wobei weitere Maßnahmen in der Konstruktion der Vakuumkammer dieses Vorhaben unterstützen (siehe Kapitel 3).

Um eine Wechselwirkung zwischen Rubidium-Atomen und dem Lichtfeld im Flaschenresonator im Bereich der starken Kopplung nachzuweisen, kann folgendes Prinzip angewendet werden: Der Resonator wird aktiv auf einen Referenzlaser, in diesem Experiment der Abfrage-Laser, stabilisiert, der seinerseits auf die Übergangsfrequenz der D_1 oder D_2 -Linie von Rubidium stabilisiert ist, das heißt, Licht dieser Frequenz wird bei kritischer Kopplung mit sehr hoher Effizienz von der Koppelfaser in den Resonator gekoppelt [44]. Am Ausgang der Koppelfaser befindet sich eine Lawinen-Photodiode, die die Transmission durch die Faser misst, welche in diesem Fall nahezu null ist.

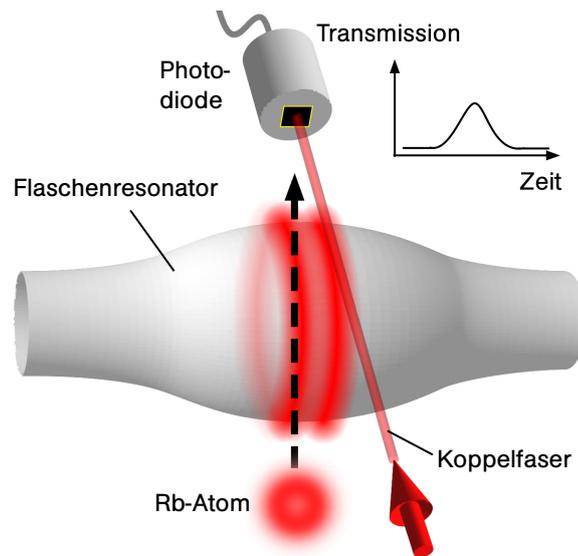


Abbildung 2.8: Prinzip des Resonator-QED-Experiments: Ein sich am Flaschenresonator in Höhe der Kaustiken vorbei bewegendes Rubidium-Atom koppelt stark an dessen Lichtfeld und spaltet damit dessen Resonanzfrequenz auf. Aus diesem Grund stimmen Resonanzfrequenz und Laserfrequenz nicht mehr überein und das Licht in der Koppelfaser wird transmittiert anstatt in den Resonator eingekoppelt zu werden. Die Photodiode kann nun diesen kurzzeitigen Anstieg der Transmission registrieren.

Bewegt sich nun ein ^{85}Rb -Atom durch das evaneszente Feld des Flaschenresonators, so kommt es zu einer Kopplung zwischen Lichtfeld und Atom wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben. Aus den ungekoppelten Eigenzuständen von Atom und Resonatormode entwickeln sich neue, gekoppelte Eigenzustände mit neuen Energieeigenwerten. Diese Aufspaltung der Zustände, auch Vakuum-Rabi-Aufspaltung genannt, sorgt dafür, dass die Resonanzfrequenz des Systems nicht mehr mit der Laserfrequenz übereinstimmt, das Licht also nicht mehr effizient von der Koppelfaser in den Resonator gekoppelt wird. Somit wird die Photodiode am Ende der Koppelfaser ein erhöhtes Transmissionssignal messen, solange das Atom stark an die Resonatormode gekoppelt ist. Hat das Atom das evaneszente Feld des Flaschenresonators wieder verlassen, so kehren beide Systeme in ihre ursprünglichen Eigenzustände zurück und das Signal der Photodiode fällt auf null, da die Resonanzfrequenz des Resonators wieder mit der Laserfrequenz übereinstimmt.

Der optische Aufbau zur Detektion der starken Kopplung zwischen Atom und Flaschenresonator wird detailliert in [41] erläutert. Der Aufbau des Lasersystems zum Kühlen und Fangen der Atome sowie die Eigenschaften der magneto-optischen Falle werden in Kapitel 4 beschrieben.

In Kapitel 5 wird daraufhin die Erzeugung des atomaren Springbrunnens geschildert und dieser bezüglich verschiedener, für das Experiment relevanter, Parameter wie Temperatur und Langzeitstabilität charakterisiert.

3 Aufbau der Vakuumanlage

Ein wichtiger Teil des Resonator-QED-Experiments besteht darin, kalte Rubidium-Atome in das evaneszente Feld eines optischen Mikroresonators zu transportieren, um diese dort mit dem Lichtfeld des Resonator in Wechselwirkung treten zu lassen. Während des gesamten Zeitraums vom Abbremsen der Atome aus dem Rubidium-Hintergrundgas über das Kühlen in der MOT bis zum Transport der Atome zum Resonator mit Hilfe des atomaren Springbrunnens ist es von größter Wichtigkeit, dass die Atome möglichst ungestört sind, also keine Stöße mit dem Hintergrundgas auftreten. Kollidiert ein thermisches Atom mit einem in der MOT gefangenen Atom, so wird letzteres aus der Falle herausgeschleudert, wodurch die Speicherzeit in der Falle verringert wird (siehe Abschnitt 4.4.2). Atome, welche im atomaren Springbrunnen auf eine Parabelbahn beschleunigt wurden, dürfen in dieser Zeit ebenfalls keine Stöße durch das Hintergrundgas erfahren, da sie sonst den Resonator nicht erreichen.

Aus diesen Gründen wird das Experiment im Ultrahochvakuum (UHV) durchgeführt. Dabei herrscht in der MOT-Kammer typischerweise ein Druck von 10^{-9} mbar und in der Hauptkammer ein Druck von 10^{-10} mbar. Dieser Druckunterschied wurde gewählt, um den optischen Mikroresonator, welcher sich später in der Hauptkammer befindet, vor einer Beschichtung durch eine zu hohe Rubidiumkonzentration zu schützen. Die Druckdifferenz entsteht durch die Verwendung eines sehr dünnen Verbindungsstücks zwischen den beiden Kammern und wird im weiteren Fortgang des Experiments durch eine zusätzliche differentielle Pumpstufe weiter vergrößert werden (siehe Abschnitt 3.4).

Um die Physik von Gasen bei diesen sehr niedrigen Drücken zu verstehen, bedarf es einer kurzen Beschreibung einiger grundlegender Aspekte aus der Vakuumphysik, welche im folgenden Abschnitt 3.1 gegeben wird. In Abschnitt 3.2 wird auf die Strömungsvorgänge in Vakuumsystemen eingegangen und werden diese theoretisch erörtert. In Abschnitt 3.3 wird der Aufbau des Vakuumsystems im Detail besprochen und der Auspumpvorgang näher beleuchtet. Die Berechnung der Strömungsvorgänge in der Apparatur in Abschnitt 3.4 erlaubt schließlich eine Abschätzung der realen Druckverhältnisse innerhalb der Kammer.

3.1 Grundlagen der Vakuumphysik

Die Vakuumphysik beschäftigt sich mit den physikalischen Grundlagen, welche erforderlich sind, um Vakuum zu erzeugen oder aufrecht zu erhalten sowie um Drücke, Gasströmungen und andere Größen im Vakuum zu messen. Als Vakuum bezeichnet man den Zustand eines Gases innerhalb eines Behälters, in welchem ein niedrigerer Druck herrscht als außerhalb. In Laboren können Drücke von bis zu 10^{-14} mbar erreicht werden [59]. Je niedriger der Druck innerhalb eines Behälters ist, desto geringer ist die Teilchenzahl pro Volumen und desto größer ist die mittlere freie Weglänge der Teilchen. Unter der mittleren freien

Weglänge versteht man die durchschnittliche Wegstrecke, die ein Gasteilchen zurücklegen kann, bevor es zu einem Stoß mit anderen Teilchen kommt. Die verschiedenen Druckbereiche sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst, die mittlere freie Weglänge ist im jeweiligen Bereich angegeben.

Bezeichnung	Druck P in mbar	Teilchenzahl pro cm^3	mittlere freie Weglänge Λ in m
Umgebungsdruck	10^3	3×10^{19}	7×10^{-8}
Großvakuum (GV)	1	3×10^{16}	7×10^{-5}
Feinvakuum (FV)	10^{-3}	3×10^{13}	0,07
Hochvakuum (HV)	10^{-6}	3×10^{10}	70
Ultrahochvakuum (UHV)	10^{-9}	3×10^7	70000
Extremes Ultrahochvakuum (XHV)	10^{-12}	3×10^4	7×10^8

Tabelle 3.1: Übersicht der verschiedenen Vakuumbereiche nach [59] und Vergleich der Teilchenzahl sowie der mittleren freien Weglänge in Abhängigkeit vom Druck.

Die mittlere freie Weglänge wurde dabei für Luft unter Raumtemperatur ($T = 293 \text{ K}$) genähert:

$$\Lambda \approx 6,65 \times 10^{-5} \frac{1}{P}. \quad (3.1)$$

Wie man deutlich sieht, ist die mittlere freie Weglänge von Teilchen im Ultrahochvakuum um viele Größenordnungen höher als unter Umgebungsdruck. Somit sind Stöße der Teilchen untereinander sehr viel seltener als Stöße der Teilchen an der Behälterwand, sie bewegen sich nahezu störungsfrei. Man spricht in diesem Druckbereich von der so genannten *Molekülströmung* oder molekularen Strömung, welche in Abschnitt 3.2.1 genauer betrachtet wird.

3.2 Strömungsvorgänge in Vakuumsystemen

Um die Strömungsvorgänge in einem Vakuumsystem zu verstehen, müssen einige grundlegende Begriffe erläutert werden. Abbildung 3.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer Vakuumapparatur mit Pumpe, Verbindungsstück und Rezipient, wie er in [60] im Detail beschrieben wird. Die Aufgabe der Pumpe besteht darin die Anzahl der Gasteilchen im Rezipienten zu verringern und damit den Druck abzusenken. Pumpen werden im Allgemeinen über ihre Saugleistung S charakterisiert, welche den Volumendurchsatz der Pumpen in Liter/Sekunde (l/s) angibt:

$$S = \frac{dV}{dt}. \quad (3.2)$$

Je höher dieser Wert ist, desto schneller wird der mögliche Enddruck in einem Vakuumsystem erreicht, da ein größeres Volumen und damit mehr Teilchen pro Zeiteinheit gefördert werden können. Welchen Wert der Enddruck annimmt, hängt stark von der Art der Pumpen, der Dichtigkeit des Systems sowie von der Ausgasrate der verwendeten Materialien ab.

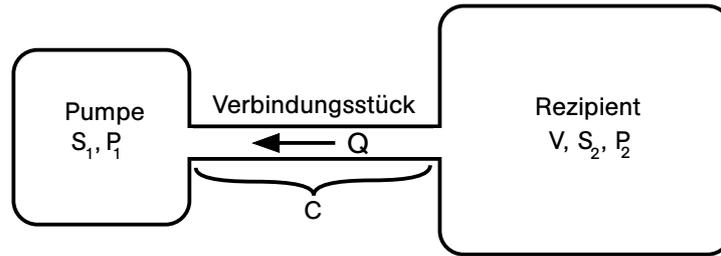


Abbildung 3.1: Gezeigt ist das Schema einer Vakuumanlage. Die Pumpe wird über die Saugleistung $S = S_1$ charakterisiert, das Verbindungsstück über den Leitwert C und der Rezipient über das Volumen V sowie die dort herrschende Pumpleistung S_2 und den Druck P_2 . Der Fluss Q ist abhängig vom Leitwert C und der Druckdifferenz $(P_2 - P_1)$ zwischen Rezipient und Pumpe.

Ein weiterer wichtiger Begriff um Strömungsvorgänge beschreiben zu können ist der Fluss Q , welcher als Produkt der Saugleistung mit dem herrschenden Druck P definiert ist:

$$Q := P \cdot S = P \frac{dV}{dt}. \quad (3.3)$$

Die letzte Größe, welche zur Charakterisierung eines Vakuumsystems benötigt wird, ist der Leitwert C eines Rohres oder Verbindungsstücks, welcher definiert ist als die Proportionalitätskonstante zwischen antreibender Kraft, also der Druckdifferenz, und dem Fluss:

$$Q = C(P_2 - P_1). \quad (3.4)$$

Der Leitwert hängt dabei vor allem von der Geometrie des Bauteils sowie der zugrundegelegten Strömungsart ab. Die verschiedenen Strömungsarten werden in Abschnitt 3.2.1 erläutert und in Abschnitt 3.2.2 die Leitwerte für verschiedene Bauteile explizit berechnet.

In Abbildung 3.1 wird der Zusammenhang zwischen Fluss, Leitwert und Druckdifferenz noch einmal verdeutlicht. Das Rohr hat einen Leitwert C , die Saugleistung, bzw. der Druck am jeweiligen Ende des Rohres sind gegeben durch (S_1, P_1) und (S_2, P_2) . Nimmt man nun an, dass der Fluss innerhalb des Rohres erhalten ist, also kein Leck vorliegt, so ergibt sich:

$$Q = \begin{cases} S_1 P_1 \\ C(P_2 - P_1) \\ S_2 P_2, \end{cases} \quad (3.5)$$

woraus durch umformen

$$\frac{1}{S_2} = \frac{1}{S_1} + \frac{1}{C} \quad (3.6)$$

folgt. In diesem Fall beschreibt S_2 die Pumpleistung innerhalb des Rezipienten, welche durch den Leitwert C des Rohres verringert wurde. Als Beispiel nehme man $S_1 = 1001/s$ und $C = 101/s$ an, damit folgt für die Pumpleistung am Rezipienten $S_2 \approx 91/s$. Ein Großteil der Pumpleistung geht folglich aufgrund des kleinen Leitwertes des Rohres verloren und die Pumpe kann nicht optimal arbeiten. Betrachtet man den an der Pumpe

vorliegenden Druck P_1 und vergleicht diesen mit dem Druck im Rezipienten P_2 ergibt sich:

$$P_2 = \left(1 + \frac{S_1}{C}\right) P_1 = 11 \cdot P_1. \quad (3.7)$$

Wird der Druck nun direkt von der Pumpe gemessen, wie es z. B. bei Ionengetterpumpen üblich ist, so gilt dieser Wert nicht für den Rezipienten. Dort kann ein deutlich höherer Druck herrschen, in diesem Fall um den Faktor elf. Diese Tatsache verdeutlicht die Wichtigkeit der Analyse der Gasströme in einem System, vor allem wenn der Druck nicht direkt am Rezipienten, also in unserem Fall der MOT-, bzw. Hauptkammer gemessen werden kann, sondern nur an der Pumpe selbst.

3.2.1 Die Strömungsarten

Für verschiedene Druckbereiche gelten unterschiedliche Annahmen in Bezug auf das Verhalten der Teilchen in Strömungsvorgängen. Diese werden über die Knudsenzahl

$$K_n = \frac{\Lambda}{d} \quad (3.8)$$

charakterisiert. Dabei ist Λ die mittlere freie Weglänge, wie sie bereits in Abschnitt 3.1 eingeführt wurde und d der Durchmesser des Leitungselements. Man unterscheidet dabei folgende Bereiche [60]:

- Viskose Strömung, $K_n < 0,01$:
In diesem Fall ist die mittlere freie Weglänge klein gegenüber dem Durchmesser des Leitungselements. Diese Annahme gilt für ein Grobvakuum, also den Druckbereich > 1 mbar. Die Wechselwirkung der Teilchen untereinander spielt eine große Rolle und es entsteht entweder eine laminare oder eine turbulente Strömung.
- Knudsenströmung, $0,5 > K_n > 0,01$:
Bei einem Druck zwischen 1 mbar und 10^{-2} mbar spricht man von der Übergangsströmung oder Knudsenströmung. Stöße zwischen den Teilchen untereinander kommen hierbei etwa genauso häufig vor, wie Stöße der Teilchen an der Wand.
- Molekulare Strömung, $K_n > 0,5$:
In diesem Bereich, welcher für Drücke $< 10^{-2}$ mbar gilt, können Stöße zwischen den Teilchen vernachlässigt werden, da die mittlere freie Weglänge größer als der halbe Durchmesser der Leitung ist.

Offensichtlich handelt es sich folglich bei Strömungsvorgängen in einem UHV-System mit sehr kleinen Drücken $< 10^{-8}$ mbar um rein molekulare Strömungen. Dies wird im folgenden Abschnitt bei der Berechnung der Strömungsleitwerte berücksichtigt.

3.2.2 Strömungsleitwerte für verschiedene Verbindungsstücke

Der Leitwert eines Bauteils hängt neben der vorherrschenden Art der Strömung vor allem von der Geometrie des Bauteils und der Gasart ab. Im UHV-Bereich handelt es sich um molekulare Strömungen, so dass die folgenden Leitwerte nur für diesen Bereich gelten.

In diesem Abschnitt werden nur Leitwerte betrachtet, welche im Experiment eine Rolle spielen. Bei den folgenden Formeln handelt es sich lediglich um Näherungen, da der wahre Leitwert eines Bauteils noch von weiteren Faktoren abhängt, wie etwa der Oberflächenbeschaffenheit.

Der Leitwert eines **kreisrunden Rohres** mit Radius r und Länge l kann wie folgt berechnet werden [61]:

$$C_{\text{Rohr}} = \frac{8}{3} \frac{r^3}{l} \sqrt{\frac{\pi RT}{2M}}. \quad (3.9)$$

Dabei bezeichnet $R = 8,315 \text{ J}/(\text{K}\cdot\text{mol})$ die allgemeine Gaskonstante, T die Temperatur und M die molare Masse der Gasteilchen. In diese Formel geht die mittlere Geschwindigkeit der Gasteilchen

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (3.10)$$

ein, welche bei Raumtemperatur für Luft $\bar{v} = 466,5 \text{ m/s}$ und für Rubidium $\bar{v} = 271,5 \text{ m/s}$ beträgt (vgl. Gleichung (1.13)).

Ist die Länge l des Bauteils wesentlich größer als der Durchmesser $d = 2r$, wie es etwa bei der **differentiellen Pumpstufe** der Fall ist, so gilt näherungsweise für Luft bei 23°C [62]:

$$C_{\text{diff}} = 12,1 \cdot \frac{(2r)^3}{l + 2,66r} \text{ in l/s mit } l, r \text{ in cm.} \quad (3.11)$$

Überwiegt jedoch ein anderes Gas, muss diese Formel mit $\sqrt{M_{\text{Luft}}}/\sqrt{M}$ skaliert werden, so dass sich für Rubidium ergibt:

$$C_{\text{diff,Rb}} = 7,0 \cdot \frac{(2r)^3}{l + 2,66r} \text{ in l/s mit } l, r \text{ in cm.} \quad (3.12)$$

Für ein **konisch geformtes Rohr** mit kleinem Radius r_1 und großem Radius r_2 sowie der Länge l gilt [60]:

$$C_{\text{kon}} = \frac{\pi r_1^2 \bar{v}}{4} \left(1 + \frac{r_1 + r_2}{4r_2^2} \cdot l \right)^{-1}. \quad (3.13)$$

Oftmals werden in einem Vakuumsystem nicht nur gerade Rohre, sondern auch **Bögen oder Kniestücke** verwendet. Deren Leitwert lässt sich berechnen, indem man die Länge des Bauteils durch eine größere effektive Länge l_{eff} abschätzt:

$$l_{\text{eff}} = l_{\text{axial}} + 1,33 \cdot \frac{\Theta}{180} \cdot d, \quad (3.14)$$

wobei $l_{\text{axial}} = l_1 + l_2$ die axiale Länge des Bauteils (siehe Abbildung 3.2), Θ der Winkel in Grad und d der Durchmesser ist.

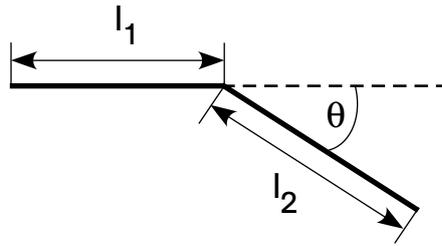


Abbildung 3.2: Schema zur Berechnung der effektiven axialen Länge einer gebogenen Rohrleitung oder eines Kniestücks.

Um den Gesamtleitwert mehrerer Bauteile zu berechnen, welche in Reihe verbaut sind, müssen die reziproken Leitwerte der einzelnen Bauteile addiert werden:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_N}. \quad (3.15)$$

Mit Hilfe dieser Näherung für die Leitwerte verschiedener Bauteile werden in Abschnitt 3.4 die Strömungsvorgänge in der Vakuumpappatur analysiert. Sie ermöglicht somit ein genaueres Verständnis der Druckverhältnisse in den verschiedenen Bereichen der Apparatur.

3.3 Das Vakuumsystem

In diesem Abschnitt wird – ausgehend von den Grundlagen zur Erzeugung eines Ultrahochvakuums und den Vorbereitungen, also dem Reinigen der Komponenten – der Aufbau der Vakuumpappatur beschrieben und schließlich der Auspumpvorgang, das Ausheizen der Apparatur sowie die Suche nach Lecks erläutert. Da der Aufbau in zwei Abschnitten erfolgte, werden diese getrennt behandelt. Ein ausführlicher Überblick über die nötigen Schritte zum Aufbau einer UHV-Vakuumpappatur und hilfreiche Hinweise finden sich in [59, 60, 63].

3.3.1 Grundlagen zur Erzeugung eines Ultrahochvakuums

Die Erzeugung eines Ultrahochvakuums erfordert die Einhaltung wichtiger Voraussetzungen:

- Die Verwendung von Materialien mit niedrigen Ausgasraten wie z. B. Edelstahl, Keramik und Glas,
- eine sehr hohe Pumpleistung kombiniert mit hohen Leitwerten der Verbindungsstücke,
- eine möglichst kleine Oberfläche innerhalb des Systems,
- das Ausheizen der Kammer auf mindestens 180 °C um Wasser- und organische Ablagerungen von den Wänden zu lösen
- sowie das Verhindern von Kontamination durch Öle, Fette o. Ä. beim Aufbau.

Des Weiteren müssen für die gesamte Apparatur Dichtungen vom Typ *conflat flange* (CF) verwendet werden, da nur diese die Erzeugung von Drücken im UHV-Bereich ermöglichen. Dabei werden zwei Teile der Apparatur jeweils mit einem Kupfer-Dichtring verbunden, welcher von beiden Seiten durch Schneiden zusammengepresst wird und somit für die nötige Dichtheit der Verbindung sorgt. Alle inneren Oberflächen sollten außerdem nach Möglichkeit elektropoliert werden, um die Oberflächenrauigkeit zu verringern und damit die Wahrscheinlichkeit von Ablagerungen an der Oberfläche zu minimieren.

3.3.2 Inspektion und Reinigung der Komponenten

Bevor der Zusammenbau der Apparatur begonnen wurde, mussten die einzelnen Komponenten gründlich auf Verschmutzungen untersucht werden. Sichtbare Rückstände von Fetten oder Ölen wurden mit faserfreiem Linsenpapier und Lösungsmitteln wie Isopropanol oder Aceton entfernt. Komponenten, welche ausschließlich aus rostfreiem, hochreinem Stahl bestehen, wurden mit destilliertem Wasser abgespült, um Staub zu entfernen, und daraufhin 20 Minuten in einem Ultraschallbad gereinigt. Sichtfenster und andere empfindliche Komponenten, wie etwa elektrische Durchführungen wurden ebenfalls inspiziert und bei Bedarf mit reinem Ethanol gereinigt. Dieser Vorgang ist analog zur Reinigung von optischen Elementen wie Linsen und Spiegeln. Da die obere Kammer für einen niedrigeren Druckbereich konzipiert ist, wurden alle Komponenten, welche direkt mit dieser verbunden sind (beide Kreuze, alle Blindflansche, Reduzierstücke und Aluminiumteile sowie die Kammer selbst), außerdem in einem Dampfbad aus Trichlorethen gereinigt, um kleinste Tröpfchen von Ölen oder Fetten zu entfernen, welche mit bloßem Auge nicht sichtbar sind.

3.3.3 Aufbau der MOT-Kammer

Der untere Teil des Vakuumsystems besteht aus der MOT-Kammer, einem konischen Reduzierer, welcher diese mit einem Kreuz verbindet, einer Pirani-Druckmessröhre, einer Ionengetterpumpe, sowie einem Ventil mit Handrad und der Turbopumpe (siehe Abbildungen 3.3 und 3.4).

Die MOT-Kammer (Kimball Physics Inc.) hat sechs große Öffnungen (Größe: CF40), welche jeweils paarweise senkrecht zueinander angeordnet sind und mit Sichtfenstern (Torr Scientific) verschlossen werden. Durch diese Fenster werden später die Kühlstrahlen für die MOT in die Kammer eingestrahlt. Im Inneren sind die beiden Rubidium-Dispensoren (SAES-Getters) angebracht, welche über elektrische Durchführungen durch zwei der kleinen Öffnungen (CF16) der MOT-Kammer mit einem Netzteil verbunden sind. Sie dienen später als Rubidium-Quelle und werden mit einem Strom zwischen 2 A und 5 A betrieben. Die Öffnungen der Dispensoren zeigen dabei zur Wand der Kammer um die MOT später nicht direkt dem ausströmenden Rubidium auszusetzen, da die Vermutung besteht, dass dies die Speicherzeit der Falle negativ beeinflussen könnte. Des Weiteren sind an der Kammer drei zusätzliche kleine Sichtfenster (CF16) angebracht. Das Fenster gegenüber des konischen Reduzierers wird dabei zum Einstrahlen des Rückpumpasers verwendet, die anderen beiden ermöglichen den optischen Zugang für die Photodiode (Thorlabs, DET36A) und CCD-Kameras (Pixellink, PL-B741EF), welche später zur Beobachtung und Charakterisierung der gefangenen Rubidium-Atome benötigt werden.

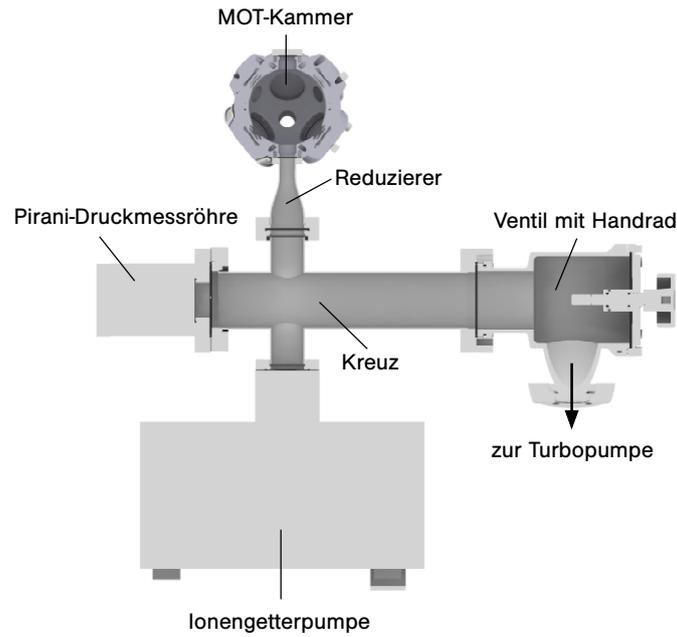


Abbildung 3.3: Zu sehen ist ein Schnitt durch den Aufbau des unteren Vakuumsystems mit MOT-Kammer, konischem Reduzierer, Verbindungskreuz, Pirani/Kaltkathoden-Messröhre, Ionengetterpumpe, Ventil und Turbopumpe (letztere nur angedeutet).

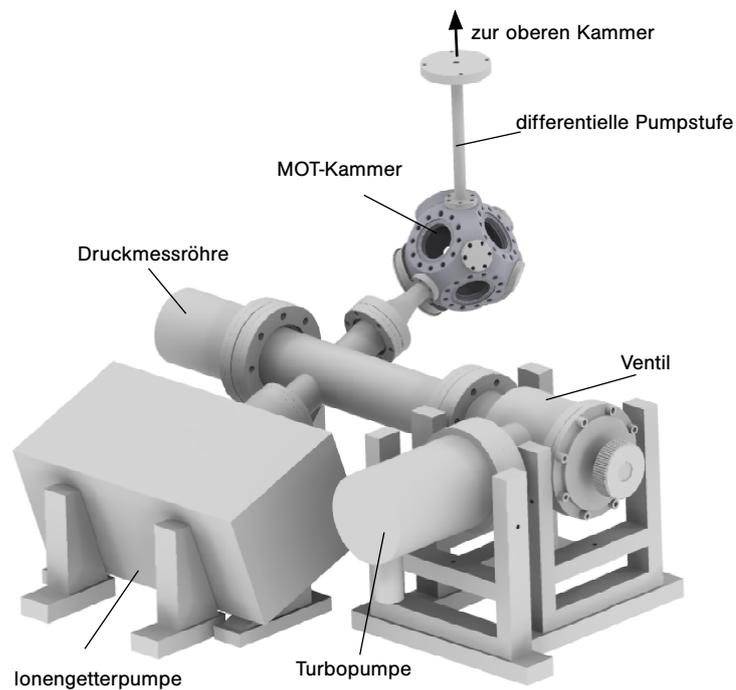


Abbildung 3.4: Aufbau des unteren Vakuumsystems inklusive der differentiellen Pumpstufe, welche nachträglich eingesetzt wird (siehe Abschnitt 3.4).

Nach oben war die MOT-Kammer zunächst mit einem Blindflansch verschlossen, da das untere Vakuumsystem zuerst getrennt evakuiert wurde. Während des Aufbaus der Hauptkammer trat an diese Stelle ein Verbindungsstück zwischen den beiden Kammern (siehe Abschnitt 3.3.4). Im weiteren Verlauf des Experiments ist außerdem geplant, eine differentielle Pumpstufe, also ein Rohr mit deutlich niedrigerem Leitwert, einzusetzen. Dieses ermöglicht die Verwendung eines hohen Rubidium-Drucks in der MOT-Kammer zum effizienten Laden der Falle, ohne den Druck in der Hauptkammer negativ zu beeinflussen. Berechnungen zu der erwarteten Auswirkung dieser differentiellen Pumpstufe im Vergleich zum ursprünglichen Verbindungsstück werden in Abschnitt 3.4 dargestellt.

Die MOT-Kammer ist über einen konischen Reduzierer mit dem Kreuz verbunden, an dessen einer Seite ein kombinierter Pirani/Kaltkathoden-Transmitter (Pfeiffer Vakuum, PKR 251) zur Druckmessung im Bereich von 10^3 mbar bis 5×10^{-9} mbar angeschlossen ist. Gegenüber der Kammer befindet sich die Verbindung zur unteren Ionengetterpumpe (Varian, VacION Plus Starcell 40) mit einer Saugleistung von 40 l/s (N_2). Senkrecht dazu ist das Kreuz mit einem Ventil verbunden, welches während des Auspumpvorgangs mit der Turbopumpe geöffnet ist. Im späteren Betrieb des Experiments wird es geschlossen um ein Abschalten der Turbopumpe zu ermöglichen. Die Pumpleistung wird dann von der Ionengetterpumpe übernommen, welche einen niedrigeren Enddruck ermöglichen kann. Das UHV-Eckventil (VAT GmbH, Reihe 540) bietet laut Hersteller eine sehr kleine Ausgasrate und eine Dichtigkeit für Drücke $< 10^{-10}$ mbar. Die Turbopumpe (Pfeiffer Vakuum, TMU 071 P) kann mit der Membranpumpe (Pfeiffer Vakuum, MVP 015-2) als Vorpumpe Drücke von $< 10^{-9}$ mbar erreichen. Zwischen Turbo- und Vorpumpe wurden die standardmäßig verwendeten PVC-Schläuche durch Edelstahl-Wellschläuche mit KF-Anschluss ersetzt, um eine bessere Helium-Dichtigkeit zu erreichen. Dadurch verbessert sich bei der Lecksuche mit Helium die Empfindlichkeit des Testgeräts und ermöglicht somit das Auffinden sehr kleiner Lecks (siehe Kapitel 3.3.7). Außerdem wurde ein Handventil zwischen Vorpumpe und Turbopumpe montiert um beim Abschalten der Turbopumpe eine Kontamination der Kammer durch zurückströmendes Gas zu verhindern. Das Handventil wird geschlossen, wenn die Turbopumpe bzw. die Kammer belüftet wird. Weitere Details zum Fluten der Kammer werden in Abschnitt 3.3.8 beschrieben. Da sowohl die Vorpumpe als auch die Turbopumpe im Betrieb Vibrationen erzeugen, welche sich auf den optischen Tisch übertragen und damit die Stabilität der Kopplung zwischen ultradünner Faser und Resonator beeinflussen, wird während des Experiments auf deren Einsatz verzichtet und die vibrationsfreie Ionengetterpumpe zur Aufrechterhaltung des Vakuums verwendet. Dies gilt ebenfalls für die obere Kammer, deren Aufbau im folgenden Abschnitt erläutert wird.

3.3.4 Aufbau der Hauptkammer

Die Hauptkammer (Kimball Physics Inc.) wurde in der zweiten Stufe des Experiments zusammen mit allen Komponenten oberhalb der Zwischenebene aufgebaut (siehe Abbildungen 3.5 und 3.6) und mit der unteren Kammer über einen Edelstahlzylinder der Länge 160 mm mit 16 mm Durchmesser verbunden. Die bereits beschriebene differentielle Pumpstufe wird erst im weiteren Verlauf des Experiments zusammen mit dem Kupferblock und der Resonatorhalterung eingesetzt (siehe Abschnitt 2.3). Das Breadboard, welches als Zwischenebene dient, ist über 18 massive Edelstahlzylinder mit dem optischen Tisch verbunden, um eine ausreichende Stabilität zu gewährleisten. An der Unterseite des Breadboards

sind mit Spezialkleber (3M, Hochleistungsverbundsystem 4959) mehrere großflächige, etwa 5 mm dicke Edelstahlplatten geklebt welche für eine Entdröhnung sorgen sollen, also Schwingungen der Zwischenebene dämpfen.

Über ein großes, 5-seitiges Kreuz ist die Kammer rechtwinklig mit der oberen Ionengetterpumpe (Vacom, VacION Plus Starcell 300) mit einer Saugleistung $S = 2001/\text{s}$ im Druckbereich $< 10^{-7}$ mbar verbunden. An der Oberseite des Kreuzes befinden sich die elektrischen Durchführungen, über welche später die Positionierer (Attocube Systems) für den Resonator angesteuert werden. Gegenüber der Kammer befindet sich ein weiteres großes Sichtfenster (CF160). In Verlängerung der Ionengetterpumpe ist das große Kreuz über einen Reduzierflansch mit einem kleinen, 4-seitigen Kreuz verbunden, dessen zwei freie Ports bisher mit Blindflanschen verschlossen und für eine spätere Nutzung, etwa für ein UHV-Druckmessgerät oder eine Titan-Sublimationspumpe, reserviert sind. Darauf folgt ein UHV-Ganzmetall-Ventil (VAT Vakuum, Reihe 481) mit einer Dichtigkeit $< 10^{-10}$ mbar und sehr niedriger Ausgasrate. Dahinter befindet sich eine zweite Turbopumpe vom gleichen Modell, wie sie auch schon im unteren Teil des Systems verbaut ist. Als Vorpumpe wird wieder eine Membranpumpe (Pfeiffer Vakuum, MVP 015-2) verwendet. Auch hier dient das UHV-Ventil dazu, die Turbopumpe nach dem Abspumpvorgang abschalten zu können, um Vibrationen der Vakuumapparatur zu verhindern. Das Vakuum wird dann alleine von den beiden Ionengetterpumpen aufrecht erhalten.

An der Kammer selbst befinden sich zahlreiche Öffnungen, deren Verwendung in Abbildung 3.7 dargestellt ist. Die Verwendung der CCD-Kamera wird in Abschnitt 4.3 erläutert. Durch das große seitliche Sichtfenster wird der Abfrage-Laser, dessen Aufbau in Abschnitt 4.1.3 erläutert wird eingestrahlt, um die Atome, welche durch den Springbrunnen in die obere Kammer geschossen wurden, zur Fluoreszenz anzuregen. Diese wird dann mit einem Photoelektronenvervielfacher (engl. *photo multiplier tube (PMT)*) (Hamamatsu Photonics, H6780-20) über ein Linsensystem aufgenommen. Details zu diesem Vorgang finden sich in Abschnitt 5.2.

Durch eines der kleinen Sichtfenster kann später ein CO_2 -Laser eingestrahlt werden, um den Mikroresonator zu erhitzen und damit mögliche Ablagerungen von Rubidium zu entfernen. Der Laser tritt dabei durch das gegenüberliegende Fenster wieder aus der Kammer aus. Eine wichtige Komponente sind die in Abbildung 3.7 als *swagelok* bezeichneten Bauteile, bei denen es sich um Durchführungen für Glasfasern in das UHV-System handelt [64]. Diese bestehen aus einem konisch geformten Teflonzylinder mit zwei Löchern mit $300 \mu\text{m}$ Durchmesser, durch welche eine Glasfaser geführt wird, deren Mantel zuvor entfernt wurde. Danach wird der Teflonzylinder mit einer Schraubvorrichtung in ein passendes Gegenstück aus Metall gepresst. Dies erzeugt eine UHV-dichte Durchführung, wobei die Transmission der Fasern nicht beeinflusst wird. Es ist jedoch darauf zu achten, die Verbindung stark genug anzuziehen, um Lecks zu vermeiden (siehe Abschnitt 3.3.7).

Um beide Koppelfasern und die Resonatorfaser in die Kammer und wieder hinaus leiten zu können, werden drei Swageloks verwendet. Außerdem befindet sich an der Kammer eine weitere elektrische Durchführung für die beiden Biegepiezos, welche später dazu verwendet werden die Koppelfasern an den Resonator heranzuführen.

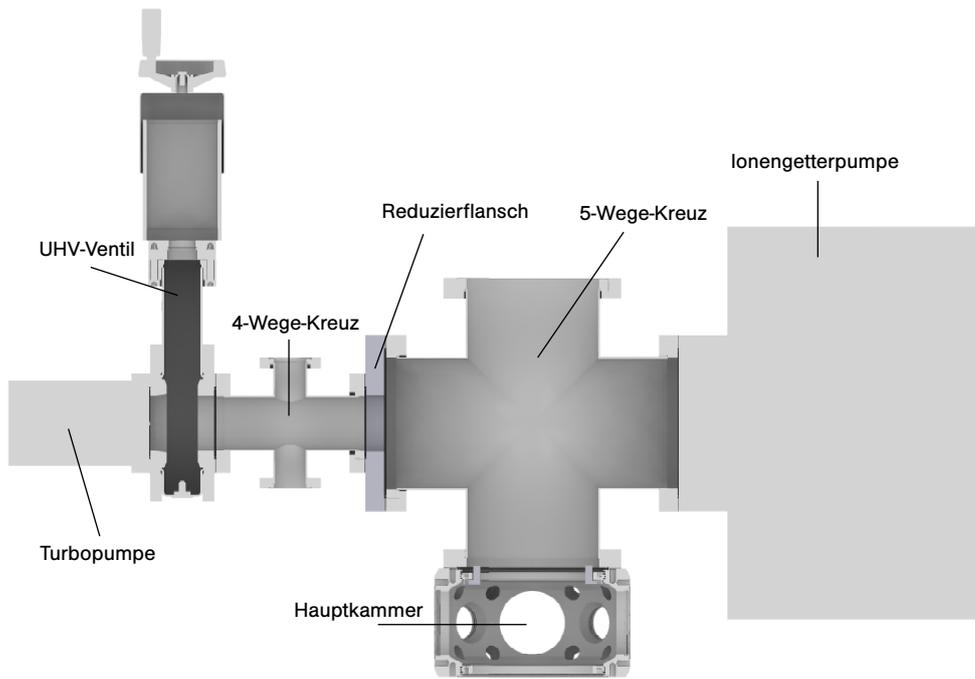


Abbildung 3.5: Aufbau des oberen Teils des Vakuumsystems, bestehend aus der Hauptkammer, der Ionengerät, dem UHV-Ventil und der Turbopumpe.

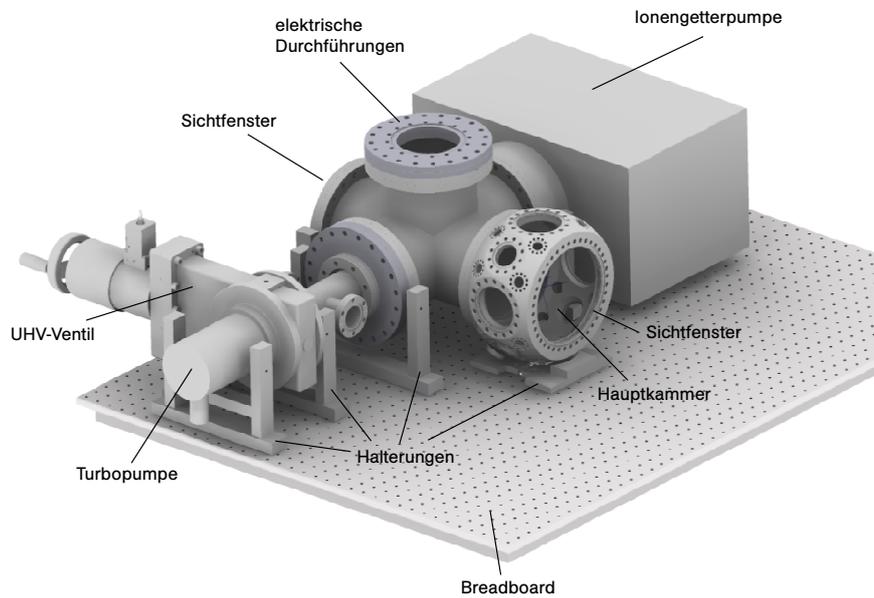


Abbildung 3.6: Schräge Ansicht des oberen Teils des Vakuumsystems. Zu sehen ist auch die Zwischenebene, auf welcher alle Komponenten mit speziell angefertigten Halterungen befestigt sind.

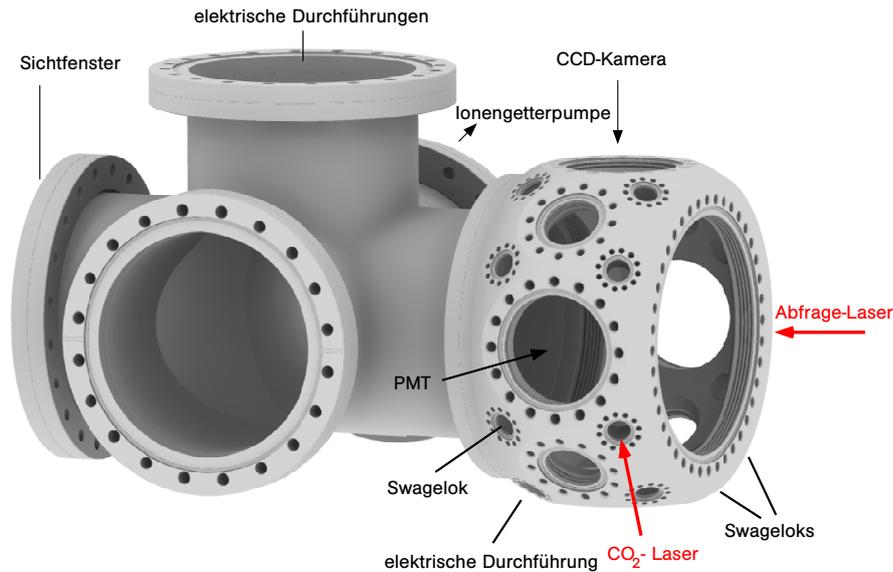


Abbildung 3.7: Überblick über die wichtigsten Komponenten der oberen Kammer. Alle nicht gekennzeichneten Öffnungen der Kammer sind durch Blindflansche verschlossen, können jedoch in Zukunft für verschiedene Anwendungen genutzt werden.

3.3.5 Abspumpen der Vakuumapparatur

Unteres Vakuumsystem

Nach dem Verbinden aller Komponenten des unteren Vakuumsystems, wurde die Kammer mit der Turbopumpe evakuiert. Nach 24 Stunden konnte ein Druck von $1,4 \times 10^{-7}$ mbar erreicht werden. Das untere Vakuumsystem wurde daraufhin über mehrere Tage bei 150°C – 180°C ausgeheizt (siehe Abschnitt 3.3.6), woraufhin durch Zuschalten der Ionengetterpumpe ein Druck von $1,5 \times 10^{-9}$ mbar erreicht wurde. Beim Schließen des Ventils, also dem Abkoppeln der Turbopumpe vom System, erhöhte sich der Druck leicht auf 3×10^{-9} mbar. Da dieser Druck bereits unterhalb des Messbereiches der Pirani-Druckröhre liegt, wurde zur Messung des Drucks die Ionengetterpumpe verwendet.

Insgesamt entsprach dieses Ergebnis bereits den Erwartungen, da die untere Kammer für einen Druck im Bereich von 10^{-9} mbar konzipiert wurde. Für die Erzeugung einer magneto-optischen Falle ist dieser Hintergrunddruck ausreichend niedrig.

Gesamtes Vakuumsystem

Beim ersten Abspumpversuch der gesamten Apparatur mit beiden Turbopumpen, also oberer und untere Kammer zusammen, konnte nach Beseitigung einiger Lecks in Swagelok-Verbindungen und Sichtfenstern (siehe Abschnitt 3.3.7) am Pirani/Kaltkathoden-Transmitter ein Druck von $2,5 \times 10^{-8}$ mbar erreicht werden, welcher durch Zuschalten der beiden Ionengetterpumpen auf $8,9 \times 10^{-9}$ mbar abfiel. Daraufhin wurde die Kammer über mehrere Wochen geheizt, wodurch sich der Druck gemessen mit den Ionengetterpumpen auf

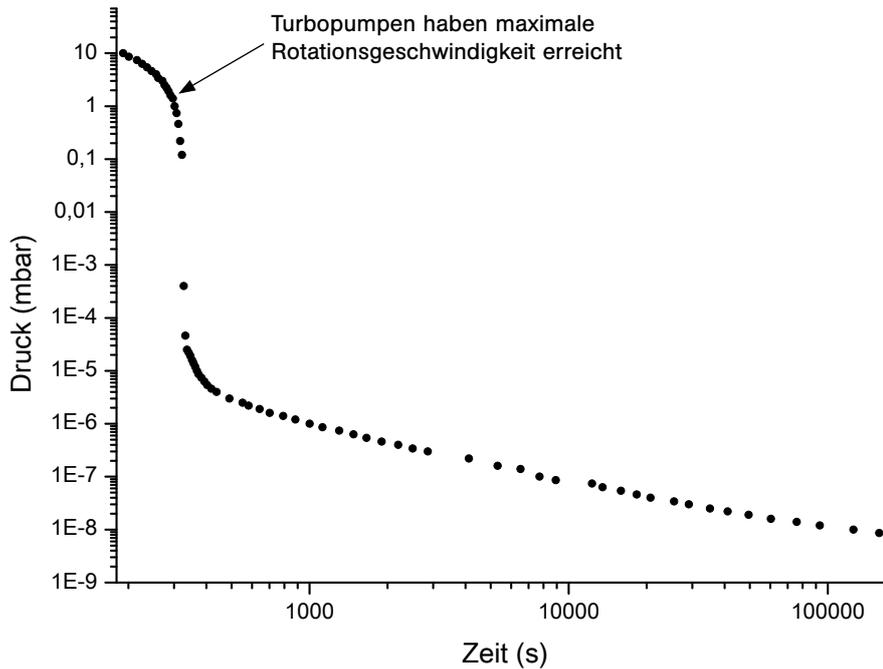


Abbildung 3.8: Typischer Auspumpvorgang des gesamten Vakuumsystems ohne differentielle Pumpstufe, gemessen mit der Pirani/Kaltkathoden-Messröhre, welche im unteren Teil des Vakuumsystems angeschlossen ist.

$2,0 \times 10^{-9}$ mbar an der unteren Pumpe und $2,0 \times 10^{-10}$ mbar an der oberen Pumpe verringerte.

Ein typischer Auspumpvorgang des gesamten Vakuumsystems, also oberer und unterer Kammer mit den beiden Turbopumpen, ist in Abbildung 3.8 zu sehen. Nachdem die Turbopumpen nach etwa fünf Minuten ihre maximale Rotationsgeschwindigkeit und Saugkraft erreicht haben, fällt der Druck sehr schnell um mehrere Größenordnungen und erreicht nach etwa zwei Tagen bereits den Druckbereich $< 1 \times 10^{-8}$ mbar. Die darauffolgende exponentielle Abnahme des Drucks bis zum Erreichen des Gleichgewichtsdrucks ist auf dem Bild nicht zu sehen.

3.3.6 Ausheizen der Apparatur

Das Ausheizen eines Vakuumsystems ist ein essentieller Schritt zum Erreichen eines Ultrahochvakuums. Das Ziel des Heizvorgangs ist vor allem, durch gleichmäßige Erwärmung Wasserreste, welche sich in dünnen Schichten auf allen Oberflächen innerhalb des Vakuumsystems ablagern, zu verdampfen und mit der Turbopumpe aus dem System zu befördern. Auch organische Verschmutzungen, die nicht durch die vorherige Reinigung entfernt wurden, können durch das Ausheizen beseitigt werden. Durch die hohe Temperatur aller Komponenten erhöht sich deren Ausgasrate, was zu einem Druckanstieg innerhalb

des Systems führt. Vor allem im Edelstahl gebundener Wasserstoff kann auf diese Weise aus dem Material gelöst werden. Die Turbopumpen können diesen dann abpumpen und nach dem Abkühlen der Apparatur stellt sich ein deutlich niedrigerer Druck ein als vor dem Heizvorgang.

Generell gilt, je höher die Temperatur und je länger die Dauer des Ausheizvorgangs, desto niedriger der Druck, welcher nach dem Abkühlen erreicht werden kann. Eine Temperatur von mindestens 180 °C ist dabei empfehlenswert, da ab diesem Wert eine deutliche Reduzierung der Wasserkonzentration auf Edelstahloberflächen festzustellen ist [63]. Die maximale Temperatur wird dabei jedoch durch verschiedene Komponenten des Systems limitiert. Die verwendeten, beschichteten Sichtfenster können nur bis 200 °C geheizt werden und das Eckventil der unteren Kammer nur bis 150 °C.

Während des Heizvorgangs wird die gesamte Apparatur mit Alufolie verpackt und mit Hilfe von Heizbändern langsam erwärmt. Die Änderung der Temperatur sollte möglichst langsam stattfinden und etwa 1 °C pro Minute nicht überschreiten, da sonst Spannungen vor allem an Glas-Metall-Übergängen bei Sichtfenstern entstehen, welche zu Rissen und damit Lecks führen können. Die Sichtfenster gehören zu den empfindlichsten Teilen des gesamten Aufbaus und werden aus diesem Grund mit mehreren Lagen Aluminiumfolie geschützt. Die Folie dient der Isolation und der gleichmäßigen Verteilung der Wärme über das System, bzw. Fenster. Die Temperatur wurde an allen kritischen Stellen zu jeder Zeit mit Pt-Temperatur Sensoren über ein *LabView*-Programm überwacht und konnte dabei in Echtzeit mit Hilfe einer Remote-Desktopverbindung über das Internet ausgelesen werden.

Die gesamte Apparatur wurde auf diese Weise nach dem Zusammenbau für etwa zwei Wochen bei rund 200 °C ausgeheizt, der Druck stieg dabei zuerst auf $2,3 \times 10^{-7}$ mbar und fiel innerhalb der zwei Wochen auf 1×10^{-7} mbar. Dabei wurde der Druck mit dem Pirani/Kaltkathoden-Messgerät nahe der MOT-Kammer gemessen. Die Ionengetterpumpen wurden mit Hilfe einer internen Heizung ebenfalls auf 200 °C erwärmt und waren während des gesamten Heizvorgangs abgeschaltet. Während dieser Zeit wurden außerdem die Rubidium-Dispensoren für kurze Zeit mit einem Strom von 4 A betrieben um Verschmutzungen an deren Oberfläche zu lösen. Dies hat den Vorteil, dass sich während des Heizvorgangs Schmutz nicht auf den Oberflächen der Kammer absetzt, sondern über die Turbopumpen aus dem System gefördert wird.

Insgesamt konnte durch mehrere Heizvorgänge eine Verbesserung des Drucks an der oberen Ionengetterpumpe von $8,9 \times 10^{-9}$ mbar auf 2×10^{-10} mbar und an der unteren Ionengetterpumpe von $1,4 \times 10^{-7}$ mbar auf 2×10^{-9} mbar erreicht werden. Bei diesen Drücken handelt es sich um die Gleichgewichtsdrücke, welche sich jeweils etwa eine Woche nach der Abkühlung des Systems einstellten. Somit wurde das ursprüngliche Ziel, in der oberen Kammer einen Druck im Bereich von 10^{-10} mbar herzustellen, erreicht. Dabei ist zu beachten, dass der tatsächliche Druck in beiden Kammern aufgrund des endlichen Leitwertes der Verbindungsstücke zu den Pumpen, teilweise deutlich über dem gemessenen Druck liegt (siehe Abschnitt 3.4).

3.3.7 Lecksuche

Wird in einer Vakuumkammer auch nach langer Abspumpzeit nicht der Druck erreicht, der aufgrund der Pumpleistung und Konzeption der Apparatur zu erwarten wäre, kann

dies mehrere Gründe haben. Der Gleichgewichtsdruck P_{G1} stellt sich dabei ein, wenn die Saugleistung gleich der Leckrate Q_L ist [60]:

$$Q_L = S \cdot P_{G1}. \quad (3.16)$$

Die Leckrate, bestimmt durch den Gasfluss, welcher durch ein Leck in das System einströmt, kann durch reelle oder virtuelle Lecks verursacht werden. Unter realen Lecks versteht man direkte Verbindungen des Rezipienten mit der umgebenden Atmosphäre, wie etwa winzige Poren oder Risse im Material. Außerdem kann Permeation eine Rolle spielen, da z. B. Helium durch Edelstahl oder Glasoberflächen hindurchdiffundiert und somit auf lange Sicht zu einer konstanten Leckrate führt. Dieser Effekt ist jedoch zu vernachlässigen, da er im Normalfall durch andere, wesentlich größere Leckraten überdeckt wird.

Ein virtuelles Leck ist im Gegensatz zu einem realen Leck auf eine Gas- oder Dampfquelle im Inneren des Rezipienten zurückzuführen, dazu zählt vor allem die Desorption von Wasser von den Oberflächen, Gasabgabe von verbauten Komponenten oder eingeschlossene Luft-Volumina, etwa in einem Sackloch, welches mit einer Schraube verschlossen ist. Um reelle Leckraten zu messen, bedient man sich im UHV-Bereich so genannter Helium-Lecksucher, welche extrem kleine Leckraten bis $Q_L = 10^{-12}$ mbar·l/s nachweisen können.

Bei der Lecksuche an der Vakuumapparatur gibt es, je nach Druckbereich, in welchem das Leck auftritt, unterschiedliche Vorgehensweisen. Sofern die Leckrate sehr groß ist, also den Druck im Bereich von 10^{-4} mbar bis 10^{-7} mbar limitiert und es sich um ein reelles Leck handelt, kann dieses mit Hilfe von Isopropanol oder Aceton gefunden werden. So wurde beim erstmaligen Auspumpen der unteren Kammer ein Leck in einem Glas-Metall-Übergang eines Sichtfensters (Torr Scientific) festgestellt, welches den Druck auf 3×10^{-4} mbar limitierte. Dieses Leck konnte mit Hilfe von Isopropanol genau lokalisiert werden. Die Flüssigkeit wurde dabei Schritt für Schritt auf alle verdächtigen Bereiche wie Dichtungen oder Glas-Metall-Oberflächen geträufelt und ein Druckanstieg abgewartet. Lösungsmittel eignen sich zu diesem Zweck besonders gut, da sie einen sehr niedrigen Dampfdruck haben und somit sehr schnell durch ein Leck in die Kammer verdampfen. Ist die Leckrate jedoch deutlich kleiner, der Druck also schon im Bereich $< 10^{-7}$ mbar, so empfiehlt sich die Verwendung eines Helium-Lecksuchers. Dieses Gerät enthält ein Massenspektrometer sowie eine interne Pumpe und wird hinter der Turbopumpe mit dem Vakuumsystem verbunden, so dass eine Analyse des geförderten Gases möglich ist. Nun werden mit einer Druckpistole sehr kleine Mengen Helium von außen auf die Apparatur gegeben. Das Helium gelangt durch ein mögliches Leck in die Kammer und wird von den Turbopumpen in den Lecksucher gefördert und dort registriert. Mit dieser Methode können Leckraten bis $Q_L = 10^{-12}$ l/s·mbar gefunden werden, was einem Gleichgewichtsdruck von etwa 1×10^{-10} mbar im System entspricht. Vor allem die Swagelok-Verbindungen, Haarrisse in Kupferdichtringen und fehlerhaften Glas-Metall-Verbindungen haben sich als Quelle realer Lecks herausgestellt und konnten mit Hilfe der Helium-Lecksuche lokalisiert und behoben werden.

3.3.8 Fluten der Kammern

Ein Fluten der Kammer, also die Herstellung von Atmosphärendruck im Vakuumsystem, ist immer dann nötig, wenn das System geöffnet werden soll, um Veränderungen an der

Apparatur durchzuführen. Dabei wird das System über ein automatisches Flutventil an den Turbopumpen mit trockenem Stickstoff belüftet. Dies geschieht bereits während des Abbremsvorgangs der Turbopumpen und verhindert somit, dass das System mit Raumluft oder rückströmendem Prozessgas aus der Vorpumpe kontaminiert und damit verschmutzt wird. Während des Arbeitens an der offenen Kammer wurde diese stets mit Stickstoff geflutet, um das Eindringen von Umgebungsluft und damit Wasser zu minimieren. Dieses Vorgehen ermöglicht es, nach dem Austausch eines Flansches oder Fensters wieder annähernd den ursprünglichen Druck zu erreichen, ohne die Kammer erneut zu heizen, und sorgt damit für eine große Zeitersparnis. So konnte in der oberen Kammer nach Austausch einiger Sichtfenster und erneutem Auspumpen wieder ein Druck von $8,0 \times 10^{-10}$ mbar erreicht werden - im Vergleich zu $2,9 \times 10^{-10}$ mbar vor dem Öffnen.

3.4 Analyse der Strömungsvorgänge im Vakuumsystem

Um die realen Druckverhältnisse in der Vakuumkammer abschätzen zu können, welche sowohl die Speicherzeit der MOT als auch die Güte des optischen Mikroresonators, etwa durch Adsorption von Rubidium, in der oberen Kammer beeinflussen, ist eine Analyse der Strömungsvorgänge im Vakuumsystem hilfreich [65].

Zu diesem Zweck wurden zwei unterschiedliche Szenarien ausgewertet. Im ersten Fall wurde die Vakuumanlage evakuiert, ohne dass die Rubidium-Dispensoren in Betrieb waren (**Szenario 1 (Luft)**). Somit befand sich das System in einem Gleichgewicht zwischen totaler Leckrate und Saugleistung, der Druck entsprach dem Gleichgewichtsdruck (siehe Tabelle 3.2) und das vorherrschende Gas im System war Luft. Der zweite Fall betrifft die Ladephase der MOT (**Szenario 2 (Rb)**). Der Rubidium-Dispenser wurde mit einem Strom von 3 A betrieben und erhöhte signifikant den Druck im gesamten System. Es stellte sich wiederum ein Gleichgewicht zwischen ausströmendem Rubidium in der unteren Kammer und der Saugleistung der beiden Pumpen ein, jedoch war das vorherrschende Gas im System nun Rubidium. Letzterer Fall ist besonders interessant, da diese Situation typischerweise die höchsten Werte für den Druck im System erzeugt und somit eine Abschätzung der maximal herrschenden Drücke in den jeweiligen Kammer während des experimentellen Betriebs ermöglicht.

Im späteren Experiment wird der optische Mikroresonator etwa 30 cm über der Position der MOT befestigt sein (siehe Abschnitt 2.3). Es ist zu klären, inwieweit diese direkte Verbindung zwischen Resonator und MOT-Kammer den Druck in der oberen Kammer und damit den Resonator beeinflusst. In Tabelle 3.2 sind die mit den Ionengetterpumpen gemessenen Drücke, welche als Grundlage für die Berechnung der Strömungsvorgänge dienen, aufgelistet:

Gemessener Druck	Szenario 1 (Luft)	Szenario 2 (Rb)
P_{UP}	$2,3 \times 10^{-10}$ mbar	$1,0 \times 10^{-9}$ mbar
P_{LP}	$2,0 \times 10^{-9}$ mbar	$1,3 \times 10^{-8}$ mbar

Tabelle 3.2: Aufgelistet sind die an den Ionengetterpumpen gemessenen Drücke für die beschriebenen Szenarien mit Luft bzw. Rubidium als vorherrschendem Gas im Vakuumsystem. P_{UP} bezeichnet dabei den Druck an der oberen Pumpe und P_{LP} den Druck an der unteren Pumpe.

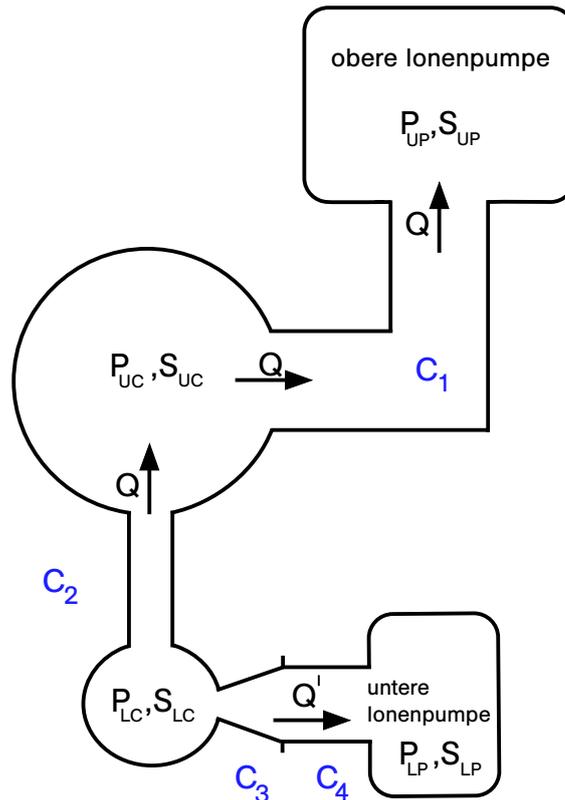


Abbildung 3.9: Vereinfachtes Schema des Vakuumsystems zur Analyse der Strömungsvorgänge. Die einzelnen Bezeichnungen werden in Text erläutert.

Um die Strömungsvorgänge berechnen zu können, müssen einige Annahmen getroffen werden. Die Abbildung 3.9 zeigt dazu ein vereinfachtes Schema der Apparatur mit den wesentlichen, den Druck beeinflussenden Komponenten. Da die Turbopumpen lediglich zum Evakuieren der Kammer, nicht aber zur Aufrechterhaltung des Drucks verwendet werden, sind diese nicht aufgeführt. In diesem Modell werden außerdem die Leitwerte der beiden Kammern vernachlässigt, da diese im Vergleich zu den mit ihnen verbundenen Rohrleitungen sehr groß sind.

Des Weiteren wird davon ausgegangen, dass die Massenflüsse Q bzw. Q' innerhalb der betrachteten Bereiche konstant sind, also keine weiteren Quellen außer der unteren Kammer auftreten. Um diese Näherung zu berücksichtigen, wird dem System ein konstanter Hintergrunddruck P_0 zugeschrieben, welcher dem Restdruck entspricht, wenn kein Massenfluss durch das System stattfindet. Bei diesem handelt es sich nur um eine Abschätzung, da der Restdruck nicht in einer endlichen Pumpzeit erreicht werden kann. Für Berechnungen mit ^{85}Rb ist der Hintergrunddruck $P'_0 = 2,3 \times 10^{-10}$ mbar genau der herrschende Gleichgewichtsdruck ohne Rubidium (vgl. Tabelle 3.2). Berücksichtigt man diesen Hintergrunddruck, so verändert sich Gleichung (3.3) zu

$$Q = (P - P_0)S. \quad (3.17)$$

Aus diesen Voraussetzungen lassen sich folgende Zusammenhänge für den Massenfluss ableiten:

$$Q = \begin{cases} (P_{UP} - P_0)S_{UP} \\ C_1(P_{UC} - P_{UP}) \\ (P_{UC} - P_0)S_{UC} \\ C_2(P_{LC} - P_{UC}) \\ (P_{LC} - P_0)S_{LC} \end{cases} \quad (3.18)$$

und

$$Q' = \begin{cases} (P_{LP} - P'_0)S_{LP} \\ C_{34}(P'_{LC} - P_{LP}) \\ (P'_{LC} - P'_0)S_{LC} \end{cases} \quad (3.19)$$

Dabei sind wie in Abbildung 3.9 P_{UP} und S_{UP} Druck und Saugleistung an der oberen Ionenpumpe, P_{UC} und S_{UC} Druck und Saugleistung in der oberen Kammer, P_{LC} und S_{LC} , bzw. P'_{LC} und S'_{LC} Druck und Saugleistung in der unteren Kammer und P_{LP} und S_{LP} Druck und Saugleistung an der unteren Ionenpumpe. C_1 ist der Leitwert des vereinfachten 5-Wege-Kreuzes, C_2 der Leitwert des Verbindungsstücks zwischen oberer und unterer Kammer, C_3 der Leitwert des konischen Reduzierers und C_4 der Leitwert des vereinfachten 4-Wege-Kreuzes, welches die untere Ionenpumpe mit dem Reduzierstück verbindet.

Mit Hilfe der Formeln (3.9)-(3.14) können nun die Leitwerte der Bauteile berechnet werden. Dabei wird die Temperatur auf $T = 296$ K festgelegt, da dies die Temperatur der umgebenden Luft im Labor ist. Die Ergebnisse für Luft ($M = 0,029$ kg/mol) und Rubidium ($M = 0,085$ kg/mol) sind in Tabelle 3.3 dargestellt.

Bauteil	Leitwert für Luft in l/s	Leitwert für ^{85}Rb in l/s
C_1	1011	591
C_2	2,7	1,6
C'_2	0,23	0,13
C_3	13,5	7,9
C_4	84,5	49,4
C_{34}	11,6	6,8

Tabelle 3.3: Leitwerte der verschiedenen Bauteile für Luft, bzw. ^{85}Rb bei $T = 296$ K. C_{34} bezeichnet dabei den Gesamtleitwert des unteren Kreuzes und des konischen Verbindungsrohres. Außerdem bezeichnet C'_2 den Leitwert der differentiellen Pumpstufe, welche in naher Zukunft in das System eingebracht wird.

Geht man nun davon aus, dass der Fluss Q bzw. Q' ausgehend von der unteren Kammer in Richtung der oberen respektive unteren Ionenpumpe verläuft, lassen sich Saugleistung und Druck an jedem Punkt des Systems berechnen. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die Saugleistung der unteren Ionengetterpumpe in der oberen Kammer zu vernachlässigen ist und damit die untere Kammer näherungsweise als Quelle des Flusses für beide Pumpen gilt. Dies gilt vor allem für den Fall, dass die Rubidium-Dispensoren eingeschaltet

sind (Szenario 2 (Rb)) [65]. Aus Gleichung (3.18) folgen durch Umstellen folgende Zusammenhänge für den Druck und die Saugleistung in der oberen Kammer:

$$P_{UC} = \frac{(P_{UP} - P_0)S_{UP} + P_{UP}C_1}{C_1} \quad (3.20)$$

$$S_{UC} = \frac{C_1(P_{UC} - P_{UP})}{P_{UC} - P_0}. \quad (3.21)$$

Mit Hilfe dieser Ergebnisse lassen sich auch Druck und Saugleistung in der unteren Kammer berechnen:

$$P_{LC} = \frac{(P_{UC} - P_0)S_{UC} + P_{UC}C_2}{C_2} \quad (3.22)$$

$$S_{LC} = \frac{C_2(P_{LC} - P_{UC})}{P_{LC} - P_0}, \quad (3.23)$$

wobei C_2 durch C'_2 ersetzt werden muss, wenn man zusätzlich die differentielle Pumpstufe berücksichtigen will.

Ausgehend von einer Pumpleistung der oberen Ionenpumpe von 2001/s für Luft und 1001/s für Rubidium, jeweils im Druckbereich $< 10^{-8}$ mbar sowie einem an der oberen Ionengetterpumpe abgelesenen Druck wie in Tabelle 3.2 ergibt sich:

	Szenario 1 (Luft)	Szenario 2 (Rb)
P_{UC}	$2,6 \times 10^{-10}$ mbar	$1,1 \times 10^{-9}$ mbar
S_{UC}	190 l/s	68 l/s
P_{LC}	$1,1 \times 10^{-8}$ mbar	$3,9 \times 10^{-8}$ mbar
S_{LC}	2,7 l/s	1,5 l/s
$P_{LC}[\text{diff}]$	$1,3 \times 10^{-7}$ mbar	$4,6 \times 10^{-7}$ mbar
$S_{LC}[\text{diff}]$	0,2 l/s	0,1 l/s

Tabelle 3.4: Druck und Pumpleistung in der oberen (UC) und der unteren (LC) Kammer berechnet aus der Erhaltung des Q-Flusses im Vakuumsystem. Die unteren beiden Zeilen (mit [diff] gekennzeichnet) wurden unter der Annahme berechnet, dass die differentielle Pumpstufe eingesetzt wurde und spiegeln nicht die realen Druckverhältnisse zum Zeitpunkt der Messungen wider. Da die Saugleistung der unteren Pumpe an der oberen Kammer vernachlässigt wird, beeinflusst die der Einsatz der differentiellen Pumpstufe nicht negativ den Druck in der oberen Kammer. Im Gegenteil: Die differentielle Pumpstufe sollte einen Druckunterschied von etwa zwei Größenordnungen zwischen den beiden Kammern erlauben.

Wie deutlich zu sehen ist, sorgt der hohe Leitwert C_1 des oberen 5-Wege-Kreuzes dafür, dass der Druck in der oberen Kammer nahezu dem Druck gemessen mit der oberen Ionengetterpumpe entspricht. Die sehr großen Flanschverbindungen mit einem Durchmesser von etwa 150 mm sorgen also dafür, dass in der oberen Kammer noch 95 % (Szenario 1) bzw. 68 % (Szenario 2) der Saugleistung der oberen Ionengetterpumpe vorhanden sind.

Anders stellt sich die Situation in der unteren Kammer dar. Aufgrund seines kleinen Durchmessers $d = 16$ mm und seiner relativ großen Länge von 160 mm hat das Verbindungsrohr bereits einen sehr kleinen Leitwert und erhöht damit den minimal möglichen Druck in der unteren Kammer um etwa den Faktor 40 im Vergleich zur oberen Kammer. Noch deutlicher

wird dies, wenn zur Berechnung die differentielle Pumpstufe mit einer Länge von 170 mm und einem Durchmesser von 7 mm verwendet wird. Mit aktiviertem Dispenser beträgt der Faktor $P_{LC}[\text{diff}]/P_{UC} \approx 400$. Es ist also mit Hilfe der differentiiellen Pumpstufe möglich, einen hohen Rubidium-Hintergrunddruck in der unteren Kammer zum effizienten Laden der MOT zu verwenden und in der oberen Kammer einen sehr niedrigen Druck aufrecht zu erhalten, um den optischen Mikrosresonator und die Kopplung zwischen Lichtfeld und Atomen nicht negativ zu beeinflussen.

Die bisher berechneten Werte für den Druck in der unteren Kammer können nun überprüft werden, indem man den Fluss Q' hin zur unteren Ionenpumpe betrachtet und aus Gleichung (3.19) folgende Zusammenhänge ableitet:

$$P'_{LC} = \frac{(P_{LP} - P'_0)S_{LP} + P_{LP}C_{34}}{C_{34}} \quad (3.24)$$

$$S'_{LC} = \frac{C_{34}(P'_{LC} - P_{LP})}{P'_{LC} - P'_0}. \quad (3.25)$$

Dabei beträgt die Saugleistung der unteren Ionengetterpumpe $S_{LP} = 401/\text{s}$ für Luft und $171/\text{s}$ für Rubidium. Der Hintergrunddruck P'_0 wird hier auf $P'_0 = 5 \times 10^{-10}$ mbar für die Berechnungen mit Luft und $P'_0 = 2 \times 10^{-9}$ mbar für die Berechnungen mit Rubidium festgelegt. Letzterer entspricht dem an der unteren Ionenpumpe gemessenen Gleichgewichtsdruck ohne Rubidium P_{LP} (siehe Tabelle 3.2). Es ergibt sich:

	Szenario 1 (Luft)	Szenario 2 (Rb)
P'_{LC}	$7,2 \times 10^{-9}$ mbar	$4,0 \times 10^{-8}$ mbar
S'_{LC}	91/s	4,81/s

Die Werte für den Druck in der unteren Kammer liegen in der gleichen Größenordnung wie die zuvor berechneten (siehe Tabelle 3.4) und stützen damit die getroffenen Annahmen über die Strömungsvorgänge im Vakuumsystem.

An dieser Stelle soll darauf hingewiesen werden, dass die in diesem Abschnitt ermittelten Werte einigen Unsicherheiten unterliegen. Der von den Ionengetterpumpen angegebene Wert für den Druck ist möglicherweise unter Einwirkung von Alkalimetallen wie Rubidium zu hoch [66], so dass ein zusätzliches UHV-Druckmessgerät hier mehr Klarheit bringen könnte. Weiterhin könnten die hier nicht berücksichtigten Komponenten des Vakuumsystems die Strömungsvorgänge beeinflussen.

Jedoch zeigt sich auch die Möglichkeit, mit Hilfe der Strömungsanalyse qualitativ richtige Abschätzungen der Drücke und Pumpraten in einem UHV-System durchzuführen und damit zu überprüfen, inwiefern sich die verschiedenen Komponenten wie etwa Pumpen und differentielle Pumpstufen wie geplant verhalten. Die Konzeption und Auslegung des Vakuumsystems für unser Experiment im Ultrahochvakuum wurde somit bestätigt.

4 Charakterisierung der magneto-optischen Falle

Die Erzeugung des in diesem Experiment verwendeten atomaren Springbrunnens erfordert zuerst das erfolgreiche Kühlen und Speichern der Atome in einer magneto-optischen Falle. Das Verständnis des Einflusses der verschiedenen Parameter wie Leistung und Verstimmung der Kühllaser, Magnetfeldgradient oder Dispensorstrom auf die MOT erlaubt später im Resonator-QED-Experiment den atomaren Springbrunnen unter optimalen Bedingungen zu betreiben.

Im folgenden Abschnitt wird zuerst das Lasersystem, welches später auch zur Erzeugung und Detektion des atomaren Springbrunnens verwendet wird, im Detail besprochen. Nachdem das verwendete Magnetfeld (Abschnitt 4.2) und das System zur Abbildung und Detektion der MOT (Abschnitt 4.3) vorgestellt wurde, wird diese im darauffolgenden Abschnitt bezüglich verschiedener, für das Experiment relevanter Parameter wie Größe, Atomzahl und Laderate charakterisiert. Auf eine direkte Bestimmung der Temperatur der Atome in der Falle wird in diesem Kapitel verzichtet, da davon ausgegangen werden kann, dass diese im Rahmen der theoretisch erwarteten Dopplertemperatur liegt und für das weitere Experiment eine genaue Kenntnis der Temperatur der Atome in der MOT nicht relevant ist. Die Temperatur der Atome im atomaren Springbrunnen nach Anwendung des Polarisationsgradientenkühlens wird jedoch in Kapitel 5 im Rahmen der Charakterisierung des Springbrunnens gemessen und ausführlich diskutiert.

4.1 Das Lasersystem

Für das Resonator-QED-Experiment werden aus zwei Gründen ^{85}Rb -Atome verwendet: Die Kopplungsstärke eines ^{85}Rb -Atoms mit dem evaneszenten Feld des Flaschenresonators ist groß genug, um in den Bereich der starken Kopplung vorzudringen (siehe Abschnitt 2.2.2) und ^{85}Rb besitzt mit der D_2 -Linie bei 780 nm einen geeigneten Übergang, der zur Laserkühlung mittels kommerziell verfügbarer Laserdioden verwendet werden kann. In Abbildung 4.1 ist das Termschema der D_2 -Linie von Rubidium dargestellt und der im Experiment verwendete Kühlübergang $D_2 (5^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F' = 4))$ markiert.

Neben den Kühlstrahlen, welche wie in Abschnitt 1.2 beschrieben um δ gegenüber dem atomaren Übergang rotverstimmt sind, wird zur Umsetzung der magneto-optischen Falle ein weiterer Laser benötigt, welcher resonant mit dem Übergang $D_2 (5^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F = 3'))$ ist, da Atome durch den Kühllaser mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit aus dem Grundzustand $5^2S_{1/2}(F = 3)$ auch in den Zustand $5^2P_{3/2}(F' = 3)$ angeregt werden können und daraufhin in den, für den Kühllaser dunklen Zustand $5^2S_{1/2}(F = 2)$ fallen können. Um diese Atome wieder dem Kühlzyklus zuzuführen, wird der so genannte Rückpump-Laser verwendet. Für die Detektion des atomaren Springbrunnens in der obo-

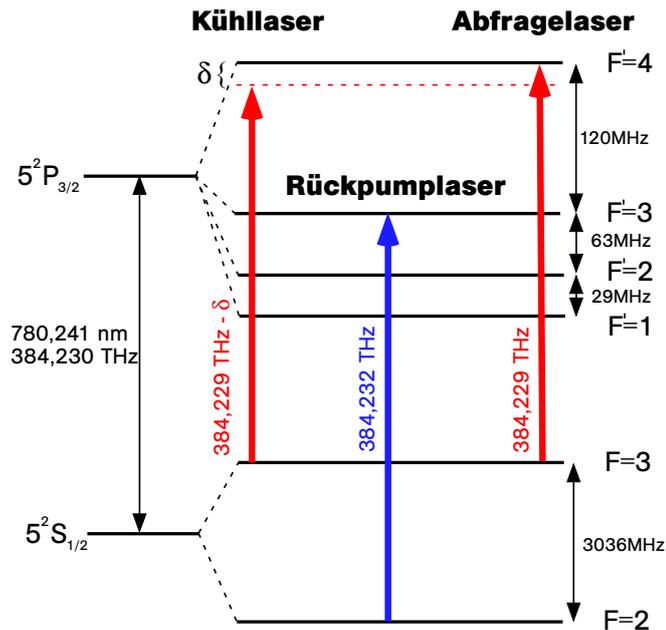


Abbildung 4.1: Termschema der D_2 -Linie von ^{85}Rb : Eingezeichnet ist der Kühl- und Abfrageübergang ($F = 3 \rightarrow F' = 4$) sowie der Rückpumpübergang ($F = 2 \rightarrow F' = 3$). Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben wurde, ist der Kühllaser gegenüber dem atomaren Übergang um δ rotverstimmt, um Dopplerkühlung an den Rubidium-Atomen durchführen zu können.

ren Kammer wird ein Abfrage-Laser verwendet, welcher resonant zum Kühlübergang ist. Weitere Details zum Detektionsvorgang werden in Abschnitt 5.2 erläutert.

4.1.1 Aufbau des Kühllasers

Der Kühllaser erzeugt die sechs Kühl-Strahlen für die magneto-optische Falle. Es handelt sich dabei um einen Halbleiter-Diodenlaser mit Trapezverstärker (*engl. tapered amplifier*, (TA)) der Firma Sacher Lasertechnik mit einer Ausgangsleistung von 20 mW (Master) und 1000 mW (Slave). In einem TA wird die Leistung einer Masterdiode mit Hilfe einer Verstärkerdiode um ein Vielfaches erhöht, wobei die Frequenz des Lichts dabei nicht beeinflusst wird und von der Masterdiode vorgegeben ist. In Abbildung 4.2 ist der Strahlengang des Kühllasers samt aller wichtigen optischen Bauteile dargestellt.

Ein Teil der Leistung des Master-Lasers ($\sim 1,4\text{ mW}$) wird zur aktiven Frequenzstabilisierung des Lasers mit Hilfe dopplerfreier Sättigungsspektroskopie an einer Rubidiumdampfzelle verwendet. Die Sättigungsspektroskopie (TEM Messtechnik, CoSy) liegt dabei als vorgefertigte Einheit vor in welche der Strahl eingekoppelt werden kann. Wird die Frequenz des Lasers im richtigen Bereich gescannt, so kann über die in der Spektroskopieeinheit eingebauten Photodioden das dopplerfreie Spektrum von Rubidium samt der Hyperfeinübergänge an einem Oszilloskop betrachtet werden. Mit Hilfe eines PI-Regelkreises („lock box“) kann die Laserfrequenz nun auf die Flanke des Überkreuzungspeaks

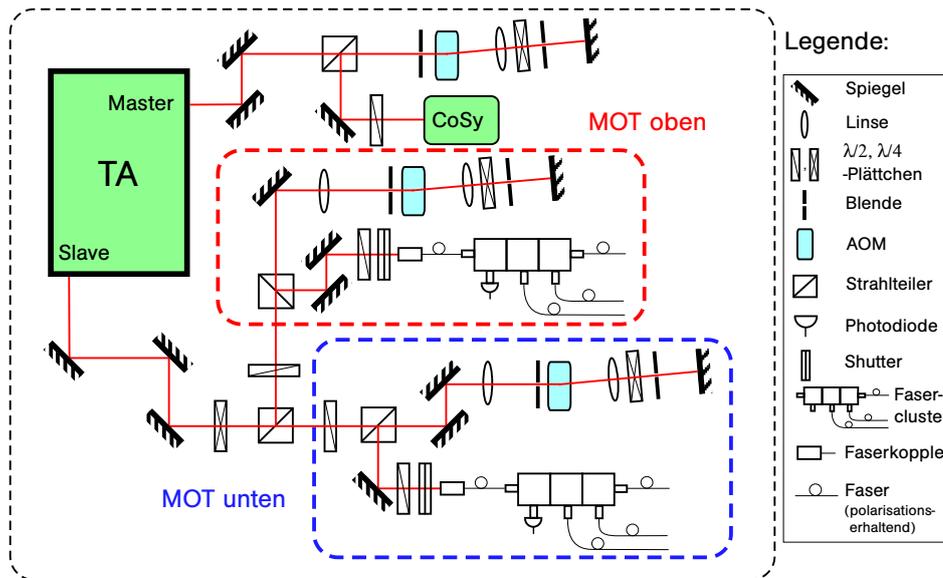


Abbildung 4.2: Aufbau des Lasersystems zur Erzeugung der sechs Kühlstrahlen für die magneto-optische Falle. Die beiden getrennten Zweige „MOT oben“ und „MOT unten“ werden benötigt, um später eine relative Verstimmung Δ zwischen oberen und unteren MOT-Strahlen herzustellen. Diese Verstimmung erzeugt später aus der MOT eine bewegte Melasse und ermöglicht damit die Realisierung des atomaren Springbrunnens (siehe Kapitel 5).

(engl. *cross-over peak*) der Hyperfeinübergänge $F = 3 \rightarrow F' = 3$ und $F = 3 \rightarrow F' = 4$ stabilisiert werden und daraufhin mit Hilfe eines akustooptischen Modulators (AOM) auf die bereits erwähnte Kühl-Frequenz verschoben werden. Die Frequenz des Überkreuzungspeaks liegt immer genau zwischen den zwei beteiligten Hyperfeinübergängen und ist ein Artefakt dieser Art von Laserspektroskopie an Atomen in Gasen [67]. Wie sich jedoch später herausstellen wird, ist diese Art der Stabilisierung nicht optimal, da das Stabilisierungssignal in den CoSy-Modulen Langzeitdrifts unterliegt, was zu einer Verschiebung der Laserfrequenz führen kann (siehe dazu Abschnitt 5.6).

Im gesamten optischen Aufbau werden mehrere AOMs (Crystal Technology) eingesetzt. Diese ermöglichen eine Amplitudenmodulation des Laserlichts und können gleichzeitig dazu verwendet werden, dessen Frequenz um bis zu 200 MHz zu verschieben. Das Prinzip, welches in den AOMs angewendet wird, beruht dabei auf dem akustooptischen Effekt, das heißt, das Laserlicht wird durch Bragg-Streuung an einem Kristall, in welchem eine akustische Welle propagiert, abgelenkt und in seiner Frequenz verschoben [68]. Jeder AOM wird in diesem Experiment in der sogenannten Double-Pass-Konfiguration verwendet, was bedeutet, dass die erste Ordnung des gebeugten Strahls mit ihrer Rückreflexion, erzeugt durch einen Spiegel, überlagert wird. Dieser Aufbau hat den entscheidenden Vorteil, dass der Winkel des gebeugten Strahls nicht mehr von der Frequenz des AOMs abhängt, wie es in der Single-Pass-Variante der Fall ist. Ein Nachteil ist die geringere Effizienz von typischerweise $\sim 65\%$, bedingt durch den zweimaligen Durchgang des Lichts durch den Kristall, sowie eine kleinere Bandbreite in der Verschiebung der Frequenz [69]. Dabei wird der Strahl mit einer Linse kurzer Brennweite ($f=50$ mm) auf einen Spiegel fokussiert, die höheren Beugungsordnungen mit einer Blende herausgefiltert und die Polarisation mit

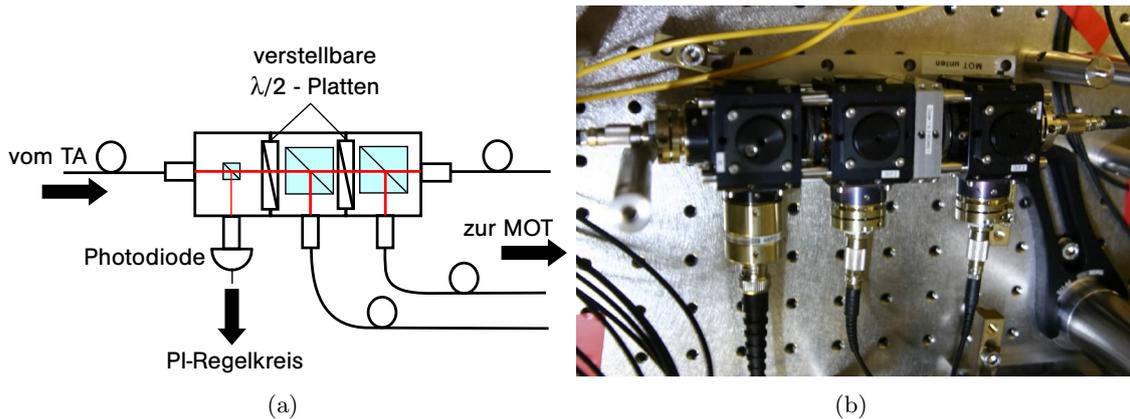


Abbildung 4.3: Vereinfachter schematischer Aufbau (a) und Bild (b) der Fasercluster, welche mit Hilfe von polarisierenden Strahlteilern und regelbaren $\lambda/2$ -Platten die Aufteilung der Kühlleistung in jeweils drei gleich starke Teilstrahlen ermöglichen. Die Photodiode wird zur Intensitätsstabilisierung der Kühlstrahlen verwendet (siehe Text). Die schematische Darstellung der optischen Bauteile in (a) ist analog zu Abbildung 4.2.

Hilfe einer $\lambda/4$ -Platte gedreht, so dass der reflektierte Strahl an einem polarisierenden Strahlteiler vom einfallenden Strahl getrennt werden kann.

Der Strahl am Slave-Ausgang des TA, mit einer Leistung von typischerweise 1 W, wird über einen nichtpolarisierenden 50/50-Strahlteiler in zwei gleichstarke Strahlen aufgeteilt, welche später die drei oberen bzw. unteren Kühlstrahlen der magneto-optischen Falle in (1,1,1)-Konfiguration erzeugen (siehe Abbildung 1.6). Diese beiden getrennten Pfade sind notwendig, um die zur Beschleunigung der Atome notwendige relative Verstimmung zwischen oberen und unteren Kühlstrahlen erzeugen zu können, wie in Abschnitt 1.5 beschrieben wird. Jeder Pfad wird nun seinerseits durch einen AOM in Doppelpass-Konfiguration geleitet und daraufhin mit einem Faserkoppler (Schäfter+Kirchhoff) in polarisationserhaltende Einmoden-Glasfasern (PMSMF) eingekoppelt. Diese führen das Licht zu den beiden Faserclustern (Schäfter+Kirchhoff), in welchen die Strahlen mit Hilfe polarisierender Strahlteiler und $\lambda/2$ -Platten in jeweils drei gleichstarke Teilstrahlen aufgeteilt werden (siehe Abbildung 4.3). Berücksichtigt man die Koppelverluste in die Fasern und die internen Verluste der Cluster, so steht für jeden der sechs Kühlstrahlen der magneto-optischen Falle eine maximale Ausgangsleistung von rund 25 mW zur Verfügung, wobei eventuelle Verluste durch die Sichtfenster beim Einstrahlen des Lichts in die Vakuumkammer hier nicht beachtet werden, da alle Sichtfenster mit einer Anti-Reflex-Beschichtung versehen sind.

Die Fasercluster garantieren dabei aufgrund ihrer kompakten und abgeschirmten Bauweise eine sehr hohe Stabilität in der Leistungsaufteilung der Strahlen, welche bei der Erzeugung eines atomaren Springbrunnens von großer Wichtigkeit ist. Leistungsschwankungen in den einzelnen Strahlen beeinflussen die Position und Form der Atomwolke in der Falle und können so zu einer Verschlechterung des Kühlprozesses führen, da die Position der Wolke dann nicht mehr notwendigerweise mit dem Nullpunkt des Magnetfeldes übereinstimmt [25]. Die Leistung des Eingangstrahls am Cluster kann dabei auf 0,2 mW genau auf die drei Kühlstrahlen aufgeteilt werden. Dies entspricht einem relativen Fehler

in der Leistung der Strahlen von etwa einem Prozent bei einer typischen Ausgangsleistung von 20 mW pro Strahl. Zusätzlich zur genauen Aufteilung der Leistung ermöglichen die Fasercluster über eine eingebaute Photodiode jederzeit die Gesamtleistung im Cluster abzufragen. Das Signal dieser Photodiode wird im Experiment zur aktiven Stabilisierung der Gesamtleistung im Cluster verwendet, welche im Folgenden erläutert wird.

In Abbildung 4.3 ist der Aufbau eines der Fasercluster schematisch dargestellt. Über einen 1/99-Strahlteiler wird dabei ein Teil der Eingangsleistung von einer Photodiode gemessen. Deren Signal wird zur Intensitätsstabilisierung an einen PI-Regelkreis geleitet und dort mit einem per Software am PC eingestellten Sollwert verglichen. Der Regelkreis gibt daraufhin eine korrigierte Ausgangsspannung an die Amplitudenmodulation des entsprechenden AOMs weiter und kann damit die Leistung im Strahl anpassen. Auch mögliche Koppelverluste oder Schwankungen in der Ausgangsleistung des Lasers werden mit dieser Methode korrigiert. Der Regelkreis erreicht bei dieser aktiven Stabilisierung der Intensität eine Bandbreite von 50 kHz und ein Verhältnis von Standardabweichung ΔI zur Gesamtintensität im Cluster I von $\Delta I/I \approx 2,5 \times 10^{-3}$.

Die aktive Intensitätsstabilisierung der Kühlstrahlen hat mehrere Vorteile: Nachdem diese kalibriert wurde, kann per Software jederzeit die Leistung in den beiden Faserclustern angepasst werden, wobei durch die genaue Aufteilung im Cluster garantiert ist, dass jedem Strahl ein Drittel der Gesamtleistung zugeführt wird. Über die jeweils drei Ausgangsports der Fasercluster wird das Licht mit PMSMF zu den Faser-Kollimatoren (Schäfter+Kirchhoff) geführt (siehe Abbildung 2.7). Dort werden die Strahlen mit einer $\lambda/4$ -Platte zirkular polarisiert, auf einen Durchmesser von 26,9 mm aufgeweitet und über sechs Sichtfenster (CF40) in die Vakuumkammer geleitet, wo sie die sechs senkrecht zueinander stehenden Kühlstrahlen für die magneto-optische Falle bilden (vgl. Abbildung 1.5).

4.1.2 Aufbau des Rückpumpasers

Als Rückpumplaser wird ein Diodenlaser der Firma Toptica (DL 100, 780 nm) mit einer Ausgangsleistung von 60 mW verwendet. Wie in Abbildung 4.4 dargestellt ist, wird auch die Frequenz des Rückpumpasers mit Hilfe der bereits beschriebenen Methode auf den in Abbildung 4.1 markierten Rückpump-Übergang stabilisiert. Dabei handelt es sich um den Übergang ($F = 2 \rightarrow F' = 3$), welcher Atome, die aus dem Kühlzyklus in den Dunkelzustand $F = 2$ gefallen sind, wieder in den Kühlzyklus zurückpumpt. Die beiden AOMs dienen wie auch schon im optischen Aufbau des Kühllasers dazu, die Frequenz des Rückpumplichts um 200 MHz verschieben und den Strahl schnell abschalten zu können. Da auch hier der Laser nicht direkt auf den gewünschten Übergang stabilisiert werden kann, sondern nur auf die Flanke des Peaks, wird vor der Einkopplung in die Fasern ein zweiter AOM verwendet, um dies zu korrigieren.

Ein Teil des Rückpumplichts wird mit Hilfe einer $\lambda/2$ -Platte und einem polarisierenden Strahlteiler von Hauptstrahl getrennt, in eine PMSMF eingekoppelt und mit Hilfe einer Faserweiche mit dem Abfrage-Strahl überlagert. Dieser Anteil dient später der Detektion des atomaren Springbrunnens. Der Hauptteil des Rückpumplichts wird ebenfalls in eine PMSMF eingekoppelt und zur MOT-Kammer geleitet. Dort erzeugt ein weiterer Faser-Kollimator (Schäfter+Kirchhoff) den 13,5 mm breiten Rückpumpstrahl mit einer Leistung

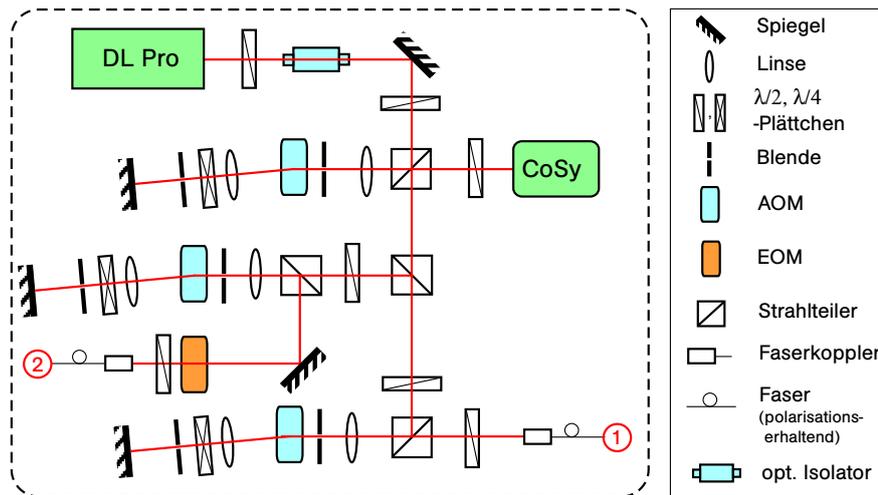


Abbildung 4.5: Aufbau des Abfrage-Lasers. Der Pfad „1“ wird zur Detektion des atomaren Springbrunnens in der oberen Kammer verwendet und mit Hilfe des Anteils in Pfad „2“ wird der Flaschenresonator auf den Kühlübergang von Rubidium stabilisiert, um wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben eine Kopplung zwischen Atom und Resonator herstellen zu können.

4.2 Erzeugung des Magnetfeldes

Wie in Abschnitt 1.4 beschrieben wurde, benötigt man zur Erzeugung einer magneto-optischen Falle ein Magnetfeld mit einem konstanten Gradienten und einem Minimum im Zentrum. Dieses Feld wird im Experiment durch zwei Spulen in der so genannten Anti-Helmholtz-Konfiguration realisiert. Die Spulen bestehen aus jeweils 60 Windungen 1,5 mm dicken Kupferdrahts und haben einen Radius von etwa 47 mm bei einem Abstand von rund 150 mm. Werden die Spulen von einem Strom von 13 A durchflossen, erzeugen sie im Zentrum der MOT-Kammer ein Magnetfeld mit einem konstanten Gradienten von 10 G/cm entlang der Verbindungsachse der Spulen und 5 G/cm auf den dazu senkrechten Achsen. Als Stromquelle dient ein Netzteil (Toellner, TOE8815), welches sich durch eine sehr hohe Stabilität des Ausgangsstroms auszeichnet, was von großer Bedeutung für die Stabilität der magneto-optischen Falle ist. Durch Variation der Stromstärke kann der Magnetfeldgradient verändert werden, wobei ein höherer Gradient als 10 G/cm aufgrund der resultierenden Erwärmung der Spulen nicht möglich ist. Zur passiven Kühlung werden die Spulen mit Wärmeleitkleber (Arctic Silver) am Aluminiumkäfig befestigt, welcher in Abbildung 2.7 sichtbar ist.

Bei Testversuchen vor dem Einbau der Spulen ergab sich eine maximale Temperatur von 43 °C bei einem gepulsten Betrieb mit 13 A unter realistischen Bedingungen. Zur Erzeugung eines atomaren Springbrunnens ist es nötig, das Magnetfeld der Spulen sehr schnell abzuschalten, um von der magneto-optischen Falle zur optischen Melasse umzuschalten, welche dann senkrecht nach oben beschleunigt wird. Dieses Abschalten erfolgt mit einem Metalloxid-Halbleiter-Feldeffekttransistor (kurz: MOSFET, Typ: IRFP460LC), welcher die großen Ströme von bis zu 13 A innerhalb von 30 μ s schalten kann. Über einen Optokoppler wird dabei der Hauptstromkreis, welcher die Spulen versorgt, vom Schaltstromkreis getrennt, um die restlichen Bauteile und die PC-Hardware, über welche das

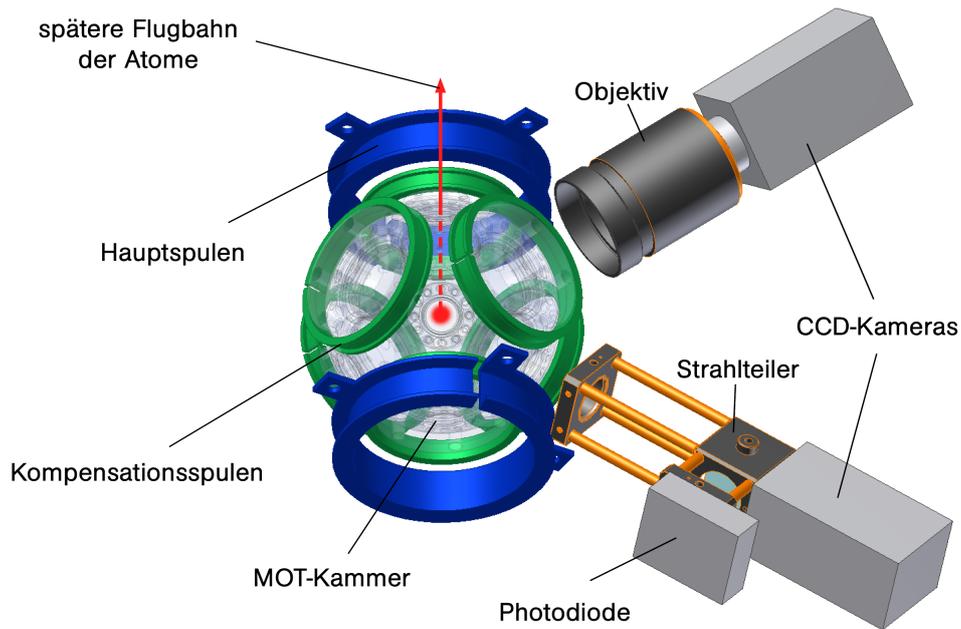


Abbildung 4.6: Dargestellt ist die Anordnung der Haupt- (blau) und Kompensationsspulen (grün) an der unteren Vakuumkammer in welcher die magneto-optische Falle erzeugt wird. Die spätere Flugbahn der Atome im atomaren Springbrunnens ist schematisch eingezeichnet. Außerdem sind zwei der drei verwendeten CCD-Kameras und die Photodiode zur Bestimmung der Atomzahl abgebildet. Die Fluoreszenz der Wolke wird dabei über ein Sichtfenster zu einem 50/50-Strahlteiler geleitet, welcher das Fluoreszenzlicht gleichmäßig auf Kamera und Photodiode aufteilt.

Schaltsignal ausgegeben wird, vor zu hohen Strömen zu schützen. Der Optokoppler sorgt für einen zeitlichen Offset im Schaltvorgang, so dass die Schaltzeit des Magnetfeldes insgesamt etwa $150 \mu\text{s}$ beträgt.

Neben den zwei Hauptspulen werden sechs Kompensationsspulen verwendet, um Störfelder wie das Erdmagnetfeld und die Felder der beiden Ionengetterpumpen zu kompensieren. Die Kompensation dieser Störfelder ist von großer Wichtigkeit für die Erzeugung der magneto-optischen Falle, da diese am Ort des Magnetfeld-Minimums entsteht und dieses mit dem Überlagerungsbereich der sechs Kühlstrahlen und des Rückpumpstrahls übereinstimmen muss. Mit Hilfe der Kompensationsspulen, welche im optimalen Fall in jeder Raumrichtung ein homogenes Magnetfeld im Zentrum der MOT-Kammer erzeugen, kann somit die Position der MOT leicht verändert werden, indem der Nullpunkt des Magnetfeldes verschoben wird. Dazu können die drei Spulenpaare jeweils mit einem Strom zwischen -3 A und 3 A betrieben werden, was einem Feld von etwa 3 G in jeder Raumrichtung am Ort der Falle entspricht. Höhere Ströme sind aufgrund der entstehenden Wärme in den Kompensationsspulen nicht möglich. Die Abmessungen dieser Spulen sind stark durch den kompakten Aufbau der MOT-Kammer, des Käfigs und der weiteren Komponenten eingeschränkt. Der Radius beträgt 36 mm und der Abstand der Spulen jeweils etwa 100 mm . Damit unterscheidet sich die verwendete Konstruktion deutlich von einer optimalen Helmholtz-Konfiguration, in welcher der Radius der Spulen in der gleichen Größenordnung wie ihr Abstand liegen sollte. Außerdem ist die Anordnung der Kompensationsspulen relativ zu

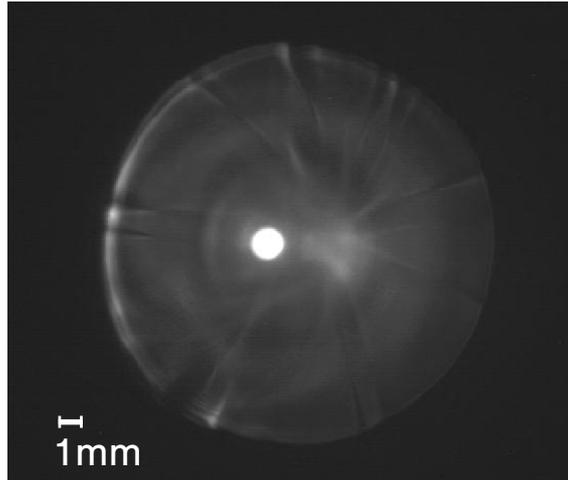


Abbildung 4.7: Bild der magneto-optischen Falle aufgenommen mit der oberen Kamera durch das Verbindungsrohr zwischen den beiden Vakuumkammern. Das Bild wurde absichtlich in Sättigung aufgenommen, damit die kreisrunde Apertur des Verbindungsrohres zwischen den beiden Vakuumkammern und damit die Position der Wolke relativ zu diesem Rohr sichtbar ist.

den beiden Hauptspulen, welche in Abbildung 4.6 sichtbar sind, nicht optimal, da in dieser Konfiguration beim Abschalten der Hauptspulen ein Strom in den Kompensationsspulen induziert wird (siehe Abschnitt 5.7). Dieser Effekt könnte möglicherweise verringert werden, wenn die Kompensationsspulen deutlich außerhalb der Hauptspulen angebracht sind.

4.3 Das Abbildungssystem

Das Abbildungssystem zur Charakterisierung der magneto-optischen Falle besteht aus einer vorgespannten Photodiode (Thorlabs, DET36A), um die Fluoreszenz der Wolke aufzunehmen und drei CCD-Kameras (Pixellink, PL-B741EF ($2\times$) und Marlin, F131B ($1\times$)), um deren Position und Form aus jeder Raumrichtung beobachten zu können. Die Anordnung der Photodiode und zwei der drei Kameras, welche direkt an der MOT-Kammer angebracht sind, ist in Abbildung 4.6 sichtbar. Die dritte Kamera blickt von oben durch die Resonator-Kammer und das Verbindungsstück in die untere Kammer und ist in Abbildung 3.7 angedeutet. Mit Hilfe dieser lässt sich die Position der Wolke auf die Mitte des Rohres zentrieren (siehe Abbildung 4.7), so dass sich später bei einer senkrechten Beschleunigung im atomaren Springbrunnen die Wolke möglichst mittig durch das Verbindungsrohr bewegt und ohne Atomzahlverluste die obere Kammer erreicht.

Die Bilder der drei Kameras werden mit *LabView*-Programmen aufgenommen und können von dort aus weiterverarbeitet werden, um die Größe der Wolke zu bestimmen, wie in Abschnitt 4.4.1 beschrieben wird. Eine gleichzeitige Betrachtung aller drei Kamera-Bilder erlaubt eine Justage der Kompensationsspulen, indem die Expansion der Wolke während dem Abschalten der Hauptspulen beobachtet wird. In diesem Fall wird aus der magneto-optischen Falle eine optische Melasse erzeugt, und die Atome bewegen sich aufgrund unbalancierter Strahlungsdrücke, die das nicht genullte Magnetfeld kompensieren. Das Ziel dieses Vorgangs ist, durch Anpassung des Stroms der Kompensationsspulen eine möglichst

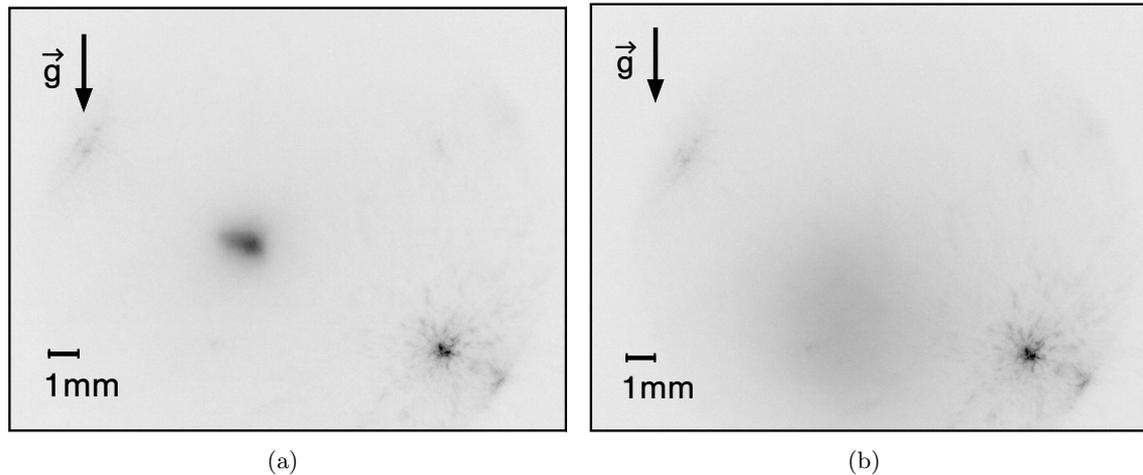


Abbildung 4.8: Dargestellt ist die MOT (a) und die expandierte Wolke nach Abschalten des Magnetfeldes sowie des Kühl- und Rückpumplasers (b). Die Wolke kalter Atome expandiert ballistisch und fällt aufgrund der Gravitation \vec{g} nach unten. Zur Aufnahme wurde eine der beiden unteren CCD-Kameras verwendet und das Bild nachträglich invertiert und der Kontrast angepasst, um den beschriebenen Effekt besser sichtbar zu machen. Der Reflex, welcher jeweils am rechten, unteren Bildrand sichtbar ist, stammt vom Rückpumplaser, der sich in dieser Aufnahme teilweise in der Kammer spiegelt.

gleichmäßige Expansion der Wolke zu garantieren, da dies für eine gute Kompensation der Störfelder spricht.

In Abbildung 4.8 ist die Expansion der Wolke sichtbar. Dabei wurde das linke Bild vor der Expansion, also bei aktiviertem Magnetfeld und das rechte Bild etwa 40 ms nach Abschalten der Hauptspulen und der Laser aufgenommen. Für die Aufnahme des zweiten Bildes werden letztere wieder aktiviert, um die expandierte Wolke zu Fluoreszenz anzuregen. Dabei ist gleichzeitig der Einfluss der Gravitation sichtbar, welche die Wolke nach unten fallen lässt.

4.4 Charakterisierung der magneto-optischen Falle

Die magneto-optische Falle wird wie folgt realisiert: Nachdem die Frequenz des Kühl- und des Rückpumplasers auf die entsprechenden Übergänge stabilisiert wurden, wird ein Rubidium-Dispensor und das Magnetfeld aktiviert. Schon nach einigen Sekunden ist auf den CCD-Kameras die fluoreszierende Wolke von kalten Atomen in der MOT zu sehen. Vorher mussten jedoch die sechs Kühlstrahlen innerhalb der MOT-Kammer in einem Punkt überlagert werden. Dazu wurden pro gegenläufigem Strahlenpaar vier Blenden mit einer etwa 2 mm großen Öffnung verwendet, welche jeweils direkt hinter dem Kollimator und vor dem Eintritt des Strahls in die Kammer zentriert befestigt wurden. Mit Hilfe der in Abbildung 2.7 sichtbaren optischen Elemente, bestehend aus zwei Spiegeln, wurde die Justage der Strahlen so angepasst, dass die gegenläufigen Strahlen sich möglichst genau überlagerten. Dabei konnte das Laserlicht hinter dem jeweils gegenüberliegenden Kollimator, also nach dem Durchgang durch die MOT-Kammer detek-

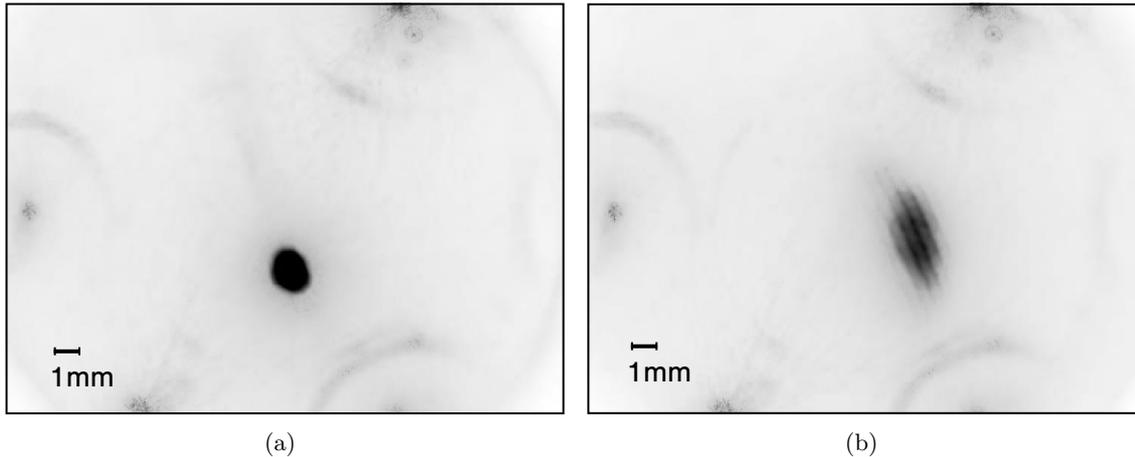


Abbildung 4.9: Mit der unteren CCD-Kamera aufgenommenes Bild der MOT (a) und optischen Melasse (b), welches etwa 1s nach Abschalten der Hauptspulen aufgenommen wurde. Wird das Magnetfeld der Hauptspulen abgeschaltet, entsteht aus der MOT eine optische Melasse, wie in Abschnitt 1.2 beschrieben. Das Interferenzmuster entsteht aufgrund einer nicht-optimalen Überlagerung der gegenläufigen Kühlstrahlen [25]. Zur besseren Sichtbarkeit des Effekts wurde auch hier das Kamerabild in Sättigung aufgenommen und daraufhin invertiert.

tiert werden. Diese Tatsache und der Durchgang der Strahlen durch jeweils vier Blenden garantiert eine sehr genaue Überlagerung der gegenläufigen Strahlen, welche nötig ist, um ein Kräfteungleichgewicht der Spontankraft auf die Atome zu verhindern, da dies die bewegte Melasse später schief beschleunigen würde. Ein sichtbarer Effekt, welcher bei nicht optimal ausgerichteten Kühlstrahlen auftritt, ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Durch eine fehlerhafte Justage der Kühlstrahlen wird in der optischen Melasse, also nach dem Abschalten des Magnetfeldes, ein Interferenzmuster sichtbar. Die Periode des Interferenzmusters hängt dabei vom Grad der Fehljustage ab, weitere Details zu diesem Effekt, welcher an dieser Stelle nicht weiter quantitativ untersucht wird, finden sich in [25]. Abbildung 4.9 zeigt außerdem, dass zum Zeitpunkt der Aufnahme der Bilder die Kompensationsspulen noch nicht optimal eingestellt waren, da die Wolke nach dem Abschalten des Magnetfeldes der Hauptspulen ihre Position ändert. Die optische Melasse, welche wie in Abschnitt 1.2 beschrieben keine Falle für die Atome bildet, sorgt dafür, dass die Atome nach Abschalten des Magnetfeldes noch etwa fünf Sekunden lang sichtbar sind, bevor sie aus dem Überlagerungsbereich der Kühlstrahlen herausdiffundieren oder durch Stöße mit dem Hintergrundgas verloren gehen.

4.4.1 Bestimmung der Größe der MOT

Die räumliche Ausdehnung der Wolke aus gefangenen Atomen in der MOT kann mit Hilfe der CCD-Kameras berechnet werden. Dazu bedarf es jedoch einer Kalibrierung der Kameras bezüglich der Umrechnung Pixel in mm an zwei charakteristischen Punkten der Vakuumkammer. Aus dieser kann mit Hilfe der Annahme, dass die MOT in der Mitte der Kammer sitzt, deren Durchmesser berechnet werden. Dazu wird ein Bild der MOT, ähnlich Abbildung 4.8 (a) aufgenommen, wobei der CCD-Chip der Kamera an keinem

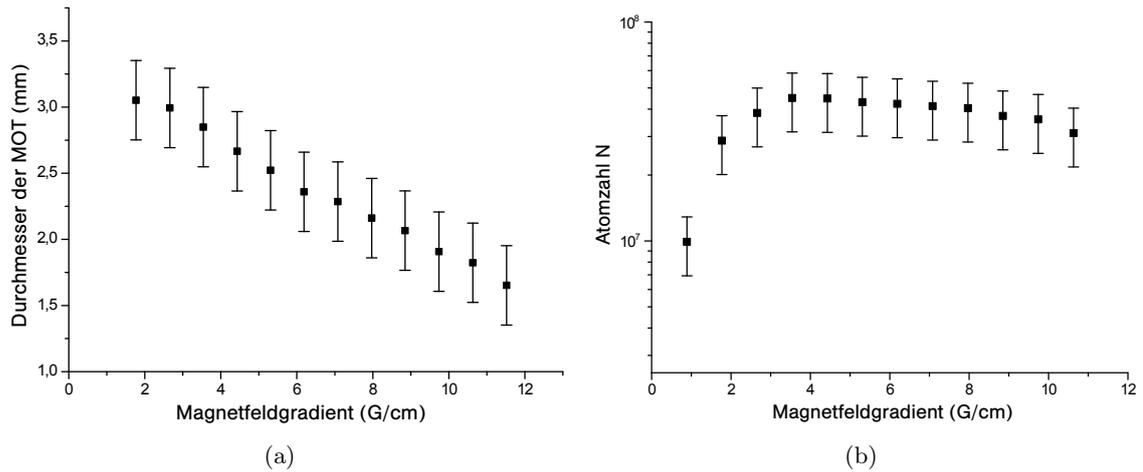


Abbildung 4.10: Abhängigkeit des Durchmessers (a) und der Atomzahl (b) der MOT vom eingestellten Magnetfeldgradienten. Die Leistung in den Kühlstrahlen betrug dabei jeweils 18 mW bei einer Rotverstimmung des Lasers von $\delta \approx 2\Gamma$ gegenüber dem Kühl-Übergang und einem Dispensorstrom von 3 A.

Punkt gesättigt sein sollte, damit keine Informationen verloren gehen. An dieses Bild wird nun eine zweidimensionale Gauß-Funktion angepasst, deren volle Peakbreite am halben Maximum (FWHM) als Durchmesser der MOT auf der jeweiligen Achse definiert wird. Mit dieser Methode ergibt sich ein typischer Durchmesser der Wolke zwischen 1 mm und 3 mm, abhängig von Atomzahl und Magnetfeldgradient. Es entsteht jedoch sowohl durch die Kurvenanpassung, als auch durch die Kalibrierung der Kamerabilder ein Fehler in der Bestimmung des Durchmessers, welcher mit 0,3 mm abgeschätzt wird.

In Abbildung 4.10 (a) ist der Durchmesser der Wolke für verschieden starke Magnetfeldgradienten ermittelt worden. Dieser hängt dabei stark vom verwendeten Magnetfeldgradienten ab, da dieser die räumliche Abhängigkeit der Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus bestimmt und damit den Raumbereich, in welchem die Dopplerkühlung wie vorgesehen funktioniert. Der Magnetfeldgradient bezeichnet dabei jeweils den Gradienten entlang der Verbindungsachse der beiden Hauptspulen. Auf den beiden Achsen senkrecht dazu ist dieser nach Gleichung (1.15) jeweils nur halb so groß.

4.4.2 Bestimmung der Atomzahl in der MOT

Die Zahl der in der magneto-optischen Falle gefangenen Atome wird mit Hilfe der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Photodiode bestimmt, welche einen Teil der Fluoreszenz der Atome aufammelt. Dazu wird eine Ladekurve der MOT aufgenommen, indem bei aktiviertem Dispensor, Kühlstrahlen und Magnetfeld der Rückpumpstrahl mit einem AOM eingeschaltet wird. Es ergibt sich der in Abbildung 4.11 dargestellte zeitliche Verlauf der Fluoreszenz, welcher das Laden der magneto-optischen Falle aus dem Hintergrundgas widerspiegelt. Diese Kurve lässt sich mit der in Abschnitt 1.4 beschriebenen Lösung der Rategleichung (1.22) für die MOT auswerten und die Laderate R , die Speicherzeit der Falle τ und die Atomzahl im Gleichgewichtszustand bei voll geladener Falle $N = R\tau$ berechnen.

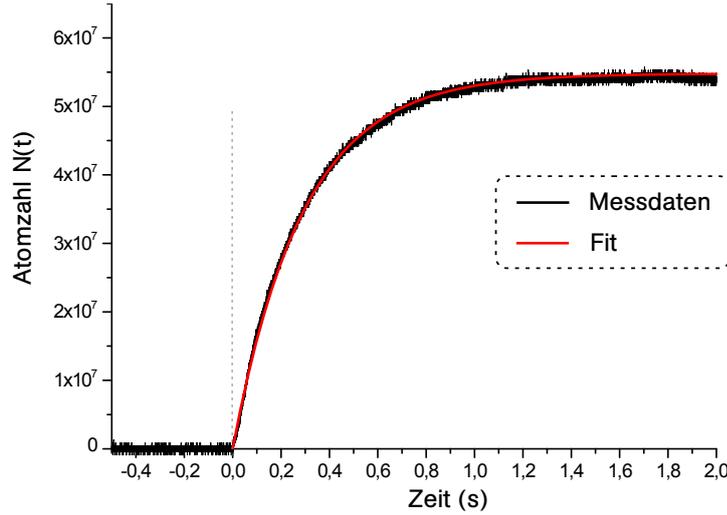


Abbildung 4.11: Zu sehen ist die Ladekurve der magneto-optischen Falle, gestartet durch Anschalten des Rückpumpstrahls zum Zeitpunkt $t = 0$, während die Kühlstrahlen, das Magnetfeld und der Rubidium-Dispensor schon aktiviert sind. Die Fluoreszenz wird dabei von der im Text beschriebenen Photodiode aufgenommen. Ein Fit des in Abschnitt 1.4 beschriebenen Lösung des Ratenmodells der MOT erlaubt die Bestimmung der Laderate R , der Lebensdauer der Atome in der Falle τ und der Atomzahl N im voll geladenen Zustand, sichtbar durch die Sättigung der Fluoreszenz.

Die Photodioden-Spannung U_{ph} ist dabei proportional zur Anzahl der Atome N in der MOT [70]:

$$U_{\text{ph}} = N \cdot a_{\text{ph}} \hbar \omega_A \Gamma_p \frac{\Omega}{4\pi}. \quad (4.1)$$

Dabei ist $a_{\text{ph}} = 0,5 \times 10^6 \text{ V/W}$ die interne Quanteneffizienz der Photodiode multipliziert mit dem Widerstand, über welchem die gemessene Spannung abfällt, $\hbar \omega_A$ die Energie eines gestreuten Photons, Γ_p die in Abschnitt 1.1.1 eingeführte Photonenstreurate und $\Omega/4\pi \approx 5,3 \times 10^{-3}$ der Raumwinkel unter welchem die Fluoreszenz aufgenommen wird. Dieser kann jedoch nur grob abgeschätzt werden, so dass im Folgenden ein Fehler der Atomzahl von 30 % angenommen wird. Beachtet man nun noch einen Spannungsoffset U_0 verursacht durch Fluoreszenz der Rubidium-Atome im Hintergrundgas und die Tatsache, dass aufgrund des Strahlteilers vor der Photodiode diese nur 50 %, der in diesen Raumwinkel treffenden Fluoreszenz misst, ergibt sich für die Atomzahl N :

$$N = \frac{2(U_{\text{ph}} - U_0)}{a_{\text{ph}} \hbar \omega_A \Gamma_p (\Omega/4\pi)}. \quad (4.2)$$

Für die in Abbildung 4.11 dargestellte Ladekurve ergibt sich damit eine Laderate $R = 1,88 \times 10^8 \text{ Atome/s}$ und eine Speicherzeit $\tau = 0,29 \text{ s}$. Damit beträgt die Atomzahl der voll geladenen Falle:

$$N = (5,5 \pm 1,6) \times 10^7 \text{ Atome}. \quad (4.3)$$

Hierbei wurde eine Kühlleistung pro Strahl von 18 mW, eine Verstimmung der Kühlaser von $\delta \approx -2\Gamma$ gegenüber dem Kühlübergang sowie ein Magnetfeldgradient von 5 G/cm verwendet. Der Strom durch den Rubidiumdispensor betrug 3 A.

Die Speicherzeit von lediglich $\tau = 0,29$ s deutet in dieser Konfiguration auf einen Druckbereich von 10^{-7} - 10^{-8} mbar hin [71], was nach den Berechnungen für den Druck in diesem Szenario in Abschnitt 3.4 plausibel erscheint. Aufgrund dieses relativen hohen Hintergrunddrucks in der MOT-Kammer und der vergleichsweise niedrigen Dichte von $n \approx 3,5 \times 10^{10}$ Atome/cm³ in der MOT kann davon ausgegangen werden, dass der dominierende Verlustfaktor durch Stöße mit Atomen aus dem Hintergrundgas gegeben ist, so dass Stöße zwischen den gefangenen Atomen innerhalb der Falle vernachlässigt werden können [25]. Bemerkenswert ist die hohe Laderate von $1,88 \times 10^8$ Atome/s der Falle bedingt durch die große Einfanggeschwindigkeit v_c und den hohen Hintergrunddruck in der MOT-Kammer. Diese ermöglicht eine sehr schnelle Repetitionsrate im Experiment unter diesen Bedingungen, da die Falle schon nach etwa 1,5 s mit etwa 5×10^7 Atomen geladen ist.

In Abbildung 4.10 (b) wurde die Atomzahl für verschiedene Magnetfeldgradienten untersucht. Dabei zeigen die Messergebnisse, dass nach einem steilen Anstieg ab einem Gradienten von 4 G/cm die Atomzahl in der Falle ihren Maximalwert erreicht und für größere Gradienten sogar wieder leicht sinkt. Ein Grund für diesen Effekt ist vermutlich der, bei hohem Feldgradient, kleinere räumliche Bereich, in welchem die Dopplerverschiebung gerade der Zeeman-Aufspaltung abzüglich der Verstimmung entspricht (vgl. Gleichung (1.18)). Ein hoher Magnetfeldgradient hemmt also das Einfangen von Atomen bei konstanter Verstimmung, da diese beiden Parameter sich gegenseitig beeinflussen [72, 73]. Außerdem sorgt möglicherweise die steigende Atomzahldichte n , verursacht durch die verringerte Größe der MOT dafür, dass nicht alle gestreuten Photonen den Bereich der Falle verlassen sondern teilweise reabsorbiert werden. Dieser Effekt wird auch als „radiation trapping“ bezeichnet und sorgt für eine abstoßende Kraft innerhalb der Wolke die deren Durchmesser beeinflusst und die Atomdichte limitiert [74].

4.4.3 Abhängigkeit der Atomzahl von verschiedenen MOT-Parametern

In diesem Abschnitt wird der Einfluss weiterer Parameter auf die Atomzahl in der magneto-optischen Falle untersucht. Mit dem Ziel, die Messungen unter einander vergleichbar zu halten, wurde dabei jeweils nur ein Parameter variiert und die restlichen Parameter konstant gehalten. Der Dispensorstrom kann dabei zwar auf $\pm 0,1$ A genau am Netzteil eingestellt werden, eine gleiche Einstellung des Stroms an der Anzeige des Netzteils führte jedoch nicht immer zum gleichen Rubidium-Hintergrunddruck in der Kammer, so dass davon ausgegangen werden kann, dass auch die Ladephase der MOT davon beeinflusst wurde. Möglicherweise spielen hierbei Effekte im Rb-Dispensoren eine Rolle. Innerhalb einer Messung wurde die Einstellung des Stroms jedoch außer in 4.12 (a) nicht verändert. Zur Berechnung der Atomzahl wurde das im vorherigen Abschnitt erläuterte Verfahren angewandt. Die Messungen wurden jeweils im kürzest möglichen Zeitraum aufgenommen, um den Einfluss durch Langzeiteffekte, wie etwa eine Drift der Laserfrequenz zu minimieren.

Abbildung 4.12 (a) zeigt, dass sich bei einer Änderung des Stroms durch den Rubidium-Dispensoren im Bereich von 1,5 A bis 3 A die Atomzahl über einen großen Bereich zwischen 10^5 und 10^8 Atomen in der MOT variieren lässt. Für eine lange Lebensdauer der Dispensoren ist jedoch ein Strom < 3 A empfehlenswert. Die Messung zeigt allerdings, dass bei Bedarf im späteren Verlauf des Experiments die Atomzahl durch Verwendung eines

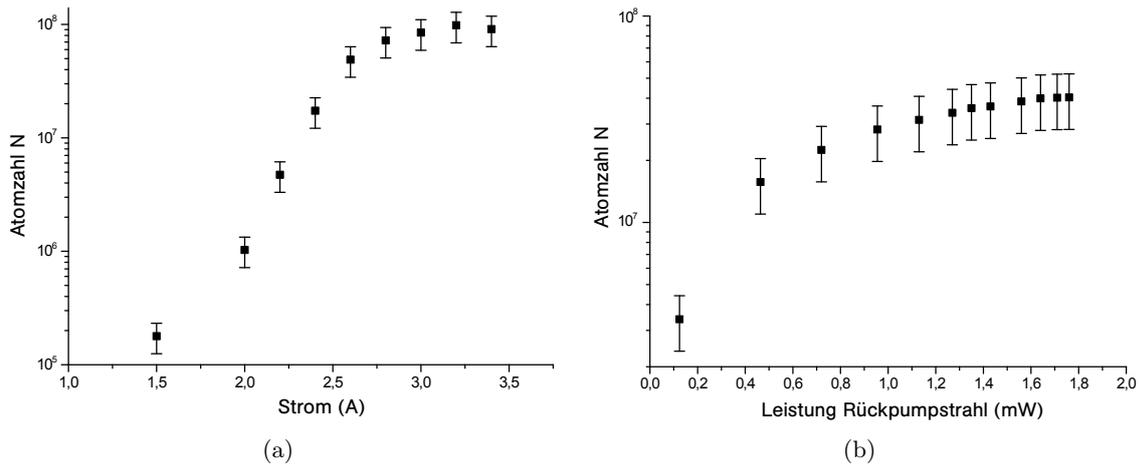


Abbildung 4.12: Einfluss des Stroms durch den Rubidium-Dispenser (a) und der verwendeten Leistung im Strahl des Rückpumpasers (b) auf die Atomzahl in der magneto-optischen Falle bei einem konstanten Magnetfeldgradienten von 5 G/cm . Die Leistung der Kühlstrahlen betrug jeweils 20 mW und der Laser war um etwa 2Γ gegenüber dem Kühl-Übergang rotverstimmt.

größeren Dispensorstroms deutlich erhöht werden kann. Ein höherer Strom als 3 A scheint keinen Einfluss auf die Atomzahl zu haben, so dass davon ausgegangen werden kann, dass hier andere Faktoren wie etwa der hohe Hintergrunddruck in der Kammer die Atomzahl in der Falle limitieren.

Die in die Kammer eingestrahlte Leistung des Rückpumplichts beeinflusst ebenfalls die Atomzahl in der Falle, wie in Abbildung 4.12 (b) deutlich wird. Für sehr kleine Leistungen reicht die Menge an Rückpumplicht nicht aus, um die Atome, welche aus dem Zustand $5^2P_{3/2}(F' = 4)$ in den für den Kühllaser dunklen Zustand $5^2S_{1/2}(F = 2)$ gefallen sind, schnell genug wieder dem Kühlzyklus zuzuführen. Eine Erhöhung der Leistung im Strahl über $1,6 \text{ mW}$, was einer Intensität von etwa $2,2 \text{ mW/cm}^2$ im Zentrum des Strahls entspricht, hat jedoch keinen Einfluss mehr auch die Atomzahl. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass der Übergang mit dieser Leistung bereits gesättigt ist.

In Abbildung 4.13 wurde der Einfluss der verwendeten Kühlleistung pro Strahl und der Rotverstimmung δ des Kühllasers gegenüber der atomaren Resonanz untersucht. Es zeigt sich, dass die Verstimmung des Lasers bei konstantem Magnetfeldgradienten dabei erwartungsgemäß einen großen Einfluss auf die Atomzahl in der Falle hat. Ist der Laser zu stark rotverstimmt, so sind die Strahlen jeweils mit einer Geschwindigkeitsklasse von Atomen resonant, deren Bewegung aufgrund ihrer hohen kinetischen Energie nicht innerhalb des Überlagerungsbereichs der Kühlstrahlen ausreichend gedämpft werden kann, um sie zu fangen. Eine zu schwache Verstimmung bewirkt das Gegenteil: Die Laser können nur solche Atome abbremsen, deren Dopplerverschiebung, also Geschwindigkeit klein genug ist. Dies trifft jedoch aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung im Hintergrundgas nur auf sehr wenig Atome zu. Für die beschriebene Konfiguration mit einem Magnetfeldgradienten von 5 G/cm ist somit eine Rot-Verstimmung von $\delta \approx 2\Gamma$ optimal.

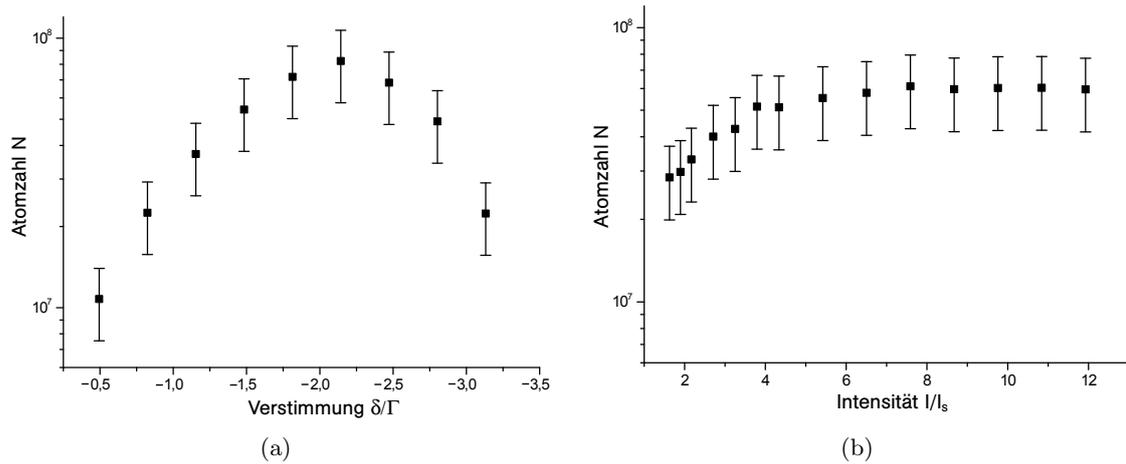


Abbildung 4.13: Einfluss der Rot-Verstimmung des Kühllasers δ gegenüber dem Kühl-Übergang (a) und der Gesamtintensität I am Ort der MOT (b) auf die Anzahl der Atome in der magneto-optischen Falle. Für die Messung in Abhängigkeit der Verstimmung wurde eine Intensität von 20 mW pro Strahl verwendet und für die Messung in Abhängigkeit der Intensität eine Verstimmung $\delta \approx -2\Gamma$. Der Magnetfeldgradient betrug jeweils 5 G/cm, die Leistung des Rückpumpstrahls etwa 2 mW und der Strom durch den Rubidiumdispensor 3 A. Die Linienbreite Γ des Übergangs beträgt $2\pi \times 6,067$ MHz und die Sättigungsintensität $I_S = 3,895$ mW/cm² unter der Annahme einer isotropen Polarisation im Überlagerungsbereich der Strahlen [14].

Der sichtbare Zusammenhang zwischen Gesamtintensität der Kühlstrahlen am Ort der Falle und Atomzahl in der MOT in Abbildung 4.13 (b) zeigt, dass letztere nur schwach von der verwendeten Kühlleistung abhängt. Ab einem resonanten Sättigungsparameter von $I/I_S = s_0 \approx 4$ wird kaum noch eine Erhöhung der Atomzahl beobachtet. Dies entspricht einer Kühlleistung von etwa 13 mW pro Strahl. Ist die Gesamtintensität jedoch vergleichbar mit der Sättigungsintensität $I_S = 3,895$ mW/cm² des Kühlübergangs, so wird die Einfanggeschwindigkeit v_c der Falle deutlich reduziert und es werden weniger Atome gefangen (vgl. (1.20)).

Insgesamt haben sich folgende MOT-Parameter als Richtwerte für eine stabile magneto-optische Falle mit hoher Atomzahl $> 10^7$ herauskristallisiert: Eine Verstimmung $\delta \approx -2\Gamma$ gegenüber dem Kühlübergang bei einem Magnetfeldgradienten von etwa 5 G/cm und einer Kühlleistung > 7 mW pro Strahl. Die Leistung des Rückpumpstrahls sollte in der aktuellen Konfiguration mindestens 1,6 mW betragen um Atome, welchen den Kühl-Zyklus verlassen haben effizient in diesen zurückpumpen zu können. Weiterhin kann der Dispensorstrom verwendet werden, um die Atomzahl der Falle über einen weiten Bereich zu variieren und über den Magnetfeldgradienten kann die räumliche Ausdehnung der Wolke beeinflusst werden.

Zusammengefasst kann festgehalten werden, dass durch die Charakterisierung der magneto-optischen Falle in diesem Kapitel wichtige Erkenntnisse bezüglich deren Verhalten in Abhängigkeit verschiedenen Parameter gewonnen werden konnten, so dass in Zukunft die Möglichkeit besteht, diese Größen gezielt zu verändern. Im folgenden Kapitel 5 wird nun beschrieben, wie aus der MOT eine bewegte optische Melasse erzeugt und daraus der atomare Springbrunnen entwickelt wird.

5 Realisierung und Charakterisierung des atomaren Springbrunnens

In diesem Kapitel wird der atomare Springbrunnen hinsichtlich der für das spätere Resonator-QED-Experiment wichtigsten Parameter charakterisiert. Dazu zählt vor allem die Temperatur der Atome im Springbrunnen, welche maßgeblich die transversale Geschwindigkeit beeinflusst und damit einen wichtigen Verlustmechanismus auf dem Weg zur Kopplung von Atomen mit dem Flaschenresonator darstellt.

Die Sequenz zur Erzeugung des Springbrunnens wird erläutert und die Detektion der Rubidium-Atome in der oberen Kammer beschrieben. Aus dem in Abschnitt 1.5 besprochenen Modell einer bewegten Melasse wird eine Verteilungsfunktion abgeleitet, welche eine Bestimmung der Temperatur der Atome anhand der bewegten Wolke erlaubt. Dabei wird das Prinzip einer Flugzeitmessung (TOF) angewendet [20]. Daraufhin werden die Parameter des Kühlvorgangs variiert und ihr Einfluss auf die Temperatur der Atome untersucht und gedeutet. Schließlich wird mit einer Langzeitmessung die Stabilität des atomaren Springbrunnens getestet und eine Möglichkeit zur Abschätzung der Atomzahl in der oberen Kammer aufgezeigt, welche in Zukunft zur Optimierung des atomaren Springbrunnens verwendet werden kann.

5.1 Erzeugung des atomaren Springbrunnens

Nachdem in Kapitel 4 die Erzeugung und Charakterisierung der magneto-optischen Falle durchgeführt wurde, kann nun die Umsetzung der in Abschnitt 1.5 besprochenen Methode zur Erzeugung des atomaren Springbrunnens begonnen werden. Die dabei verwendete Sequenz ist schematisch in Abbildung 5.1 dargestellt. Abhängig von der gewünschten Anzahl von Atomen in der magneto-optischen Falle, typischerweise etwa 5×10^5 Atome, wird gewartet, bis diese entsprechend geladen ist, und dann mit der Beschleunigung der Wolke begonnen. Dazu wird mit Hilfe der beiden akustooptischen Modulatoren im Strahlengang für die unteren, bzw. oberen MOT-Strahlen eine schrittweise Verstimmung von 0,5 MHz/ms in entgegengesetzte Richtung durchgeführt, wobei gleichzeitig das Magnetfeld mit Hilfe des MOSFETs (siehe Abschnitt 4.2) abgeschaltet wird, um aus der MOT eine optische Melasse zu erzeugen. Der für die MOT verwendete Magnetfeldgradient beträgt dabei typischerweise 5 Gauß/cm und die relativ niedrige Atomzahl liegt darin begründet, dass unter diesen Bedingungen mit einem niedrigen Dispensorstrom von nur 2,3 A gearbeitet werden kann, was die Lebensdauer der Dispensoren im Vergleich zu 3 A deutlich erhöht. Die Verwendung einer festen Rate zum Verstimmen der Laserstrahlen hat sich an anderer Stelle in diesem Zusammenhang als sinnvoll herausgestellt [75]. Gemäß der theoretischen Beschreibung werden die unteren Strahlen gegenüber der zum Fangen der Atome verwendeten Frequenz leicht blau- und die oberen Strahlen leicht rotverstimmt.

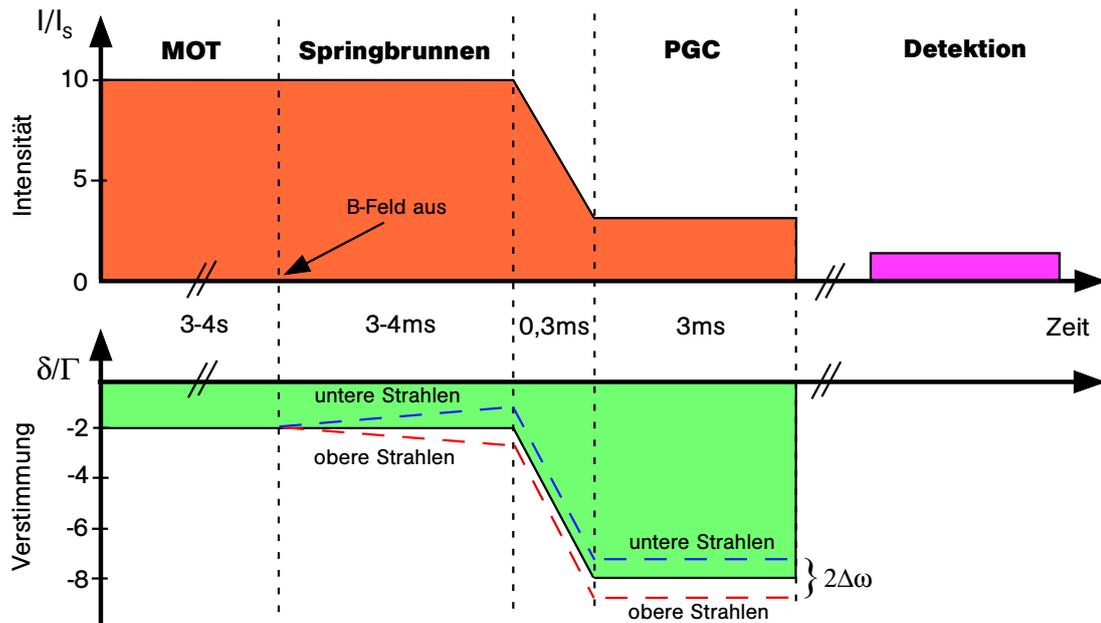


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung einer typischen Sequenz zur Erzeugung der atomaren Fontäne. Auf der y-Achse sind Intensität und Verstimmung der Kühlstrahlen aufgetragen. Nachdem die magneto-optische Falle mit der gewünschten Atomzahl geladen ist, sorgt die Verstimmung der oberen gegen die unteren Kühlstrahlen für die Beschleunigung der Wolke senkrecht nach oben. Die Dauer dieses Abschnitts ist abhängig von der Verstimmung, welche um $0,5 \text{ MHz/ms}$ bis zur maximalen Verstimmung $\Delta\omega$ verändert wird. Schließlich wird in einer kurzen Phase die Leistung und Verstimmung der Kühlstrahlen über eine lineare Rampe auf den neuen Wert eingestellt und im bewegten Bezugssystem Polarisationsgradientenkühlung bei niedriger Gesamtintensität $I/I_s \approx 4$ und großer Rotverstimmung $\delta \approx 7\Gamma - 9\Gamma$ gegenüber dem atomaren Übergang durchgeführt. Die Atome bewegen sich dann mit der Startgeschwindigkeit v_0 durch das Verbindungsstück in die obere Vakuumkammer. Dort wird die Wolke mit Hilfe eines Abfrage-Lasers zur Fluoreszenz angeregt und diese von einem Photoelektronenvervielfacher detektiert (siehe Abschnitt 5.2).

Die Dauer dieser Beschleunigungsphase ist aufgrund der festen Rate zum Verstimmen der Laserfrequenz abhängig von der gewünschten Startgeschwindigkeit v_0 . Sie muss jedoch im Bereich einiger Millisekunden liegen, da ansonsten die ersten Atome bereits den Bereich der Kühlstrahlen verlassen haben, bevor der Beschleunigungsvorgang abgeschlossen ist. Eine typische Verstimmung $\Delta\omega = 2\pi \times 1,90 \text{ MHz}$ führt somit zu einer Anfangsgeschwindigkeit von etwa $|\vec{v}_z| = 2,57 \text{ m/s}$ (vgl. Gleichung (1.26)) und einer Flughöhe von etwa 340 mm .

Im darauffolgenden Abschnitt der Sequenz, in Abbildung 5.1 mit „PGC“ bezeichnet, wird an der bewegten, optische Melasse Polarisationsgradientenkühlung durchgeführt. Dazu wird die Frequenz aller sechs Kühlstrahlen unter Beibehaltung ihrer Frequenzdifferenz stark rotverstimmt auf etwa $7\Gamma - 9\Gamma$ gegenüber dem atomaren Übergang $D_2 (5^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F = 4))$. Diese Verstimmung wird dabei ebenfalls mit den beiden bereits erwähnten AOMs durchgeführt. Gleichzeitig wird die Leistung der Strahlen deutlich abgeschwächt, von typischerweise 18 mW auf etwa 7 mW pro Strahl. Hier zeigt sich eine weitere Bedeutung der in Abschnitt 4.1.1 besprochenen Intensitätsstabilisierung, welche

sehr schnelle Änderungen der Leistung, in diesem Fall über eine lineare Rampe, auf einen neuen Wert erlaubt und gleichzeitig Schwankungen der Intensität ausgleicht. Die Wolke bewegt sich nun mit der Startgeschwindigkeit v_0 senkrecht nach oben und wird in einen Bereich unterhalb der Dopplergrenze von $T_D = 145 \mu\text{K}$ gekühlt. Es kann dabei bestätigt werden, dass nahezu alle Atome aus der MOT in die bewegte Melasse und damit den Springbrunnen geladen werden, indem kurz nach dem Start der Wolke wieder eine neue MOT erzeugt wird. Dabei ist nach erfolgreicher Startsequenz kein nachweisbarer Rest der Atome mehr innerhalb des Einfangradius der Kühlstrahlen vorhanden, die MOT lädt also genauso schnell wie aus dem Hintergrundgas. Würde ein Teil der Atome „zurückbleiben“, so ließe sich dieser sehr genau durch eine veränderte Laderate feststellen [19].

5.2 Detektion der Atome in der oberen Kammer

Es soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass sich zum Zeitpunkt der Messungen der Resonator noch nicht wie in Abschnitt 2.3 beschrieben in der oberen Kammer befand. Stattdessen wurde der mit dem Kühlübergang $D_2 (5^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F = 4))$ resonante Abfrage-Laser verwendet, um die Atome nachzuweisen. Letzterer durchquert etwa in der Höhe $h = 314 \pm 5 \text{ mm}$ über der Position der MOT die Resonator-kammer. Der Aufbau zur Detektion der Atome ist in Abbildung 5.2 schematisch dargestellt.

Die Rubidium Atome werden zuerst in der unteren Kammer in einer MOT gefangen und dann, wie zuvor beschrieben, senkrecht nach oben (in z-Richtung) beschleunigt. Die Wolke bewegt sich durch das Verbindungsstück in die obere Kammer und durchquert den Abfrage-Laser. Das Verbindungsstück hatte zum Zeitpunkt der Messungen einen Durchmesser von 16 mm, wurde jedoch inzwischen durch die in Kapitel 3 beschriebene differentielle Pumpstufe auf einen Durchmesser von 7 mm reduziert. Der Strahl des Abfrage-Lasers wird nach der Auskopplung aus der Glasfaser, welche ihn vom optischen Tisch zur Vakuumkammer führt, mit einer zylindrisch geformten Linse in horizontaler Richtung stark aufgeweitet. Es entsteht somit eine Art horizontale Ebene aus Licht, welche Abmessungen von circa $0,5 \times 18 \text{ mm}$ hat. Die Breite des Strahls ist damit in etwa so groß wie der Durchmesser des Verbindungsstücks zwischen den beiden Kammer und erlaubt dadurch nahezu alle Atome, welche die obere Kammer erreichen, anzuregen. Um die effektive Intensität dieses Detektionsstrahls zu erhöhen, wird der Strahl außerdem in sich selbst reflektiert, jedoch ist die Gesamtintensität kleiner als die Sättigungsintensität des Übergangs (vgl. (1.3)). Die Ausdehnung des Strahls in z-Richtung ist sehr klein und kann daher vernachlässigt werden. Zusätzlich wird mit Hilfe einer Faserweiche ein Teil des Rückpumplichts, rund $150 \mu\text{W}$, mit dem Strahl des Abfrage-Lasers überlagert, um auch Atome anregen zu können, welche aus dem Kühlzyklus in den Dunkelzustand $F = 2$ gefallen sind und damit nicht mehr resonant mit dem Abfrage-Laser sind.

Die Fluoreszenz der Atome in der oberen Kammer wird von dem Photoelektronenvervielfacher (siehe Abschnitt 3.3.4) über ein System aus zwei Linsen aufgefangen, welche jeweils eine Brennweite von $f=180 \text{ mm}$ haben und außerhalb der Vakuumkammer angebracht sind. Das Sichtfenster, hinter welchem die beiden Linsen im Abstand von 50 mm in einem lichtundurchlässigen Rohr montiert sind, sowie alle weiteren Sichtfenster der oberen Kammer wurden lichtdicht verschlossen, um Störungen durch Streulicht in der Kammer zu minimieren. Des Weiteren befindet sich vor dem PMT ein schmalbandiger Filter mit

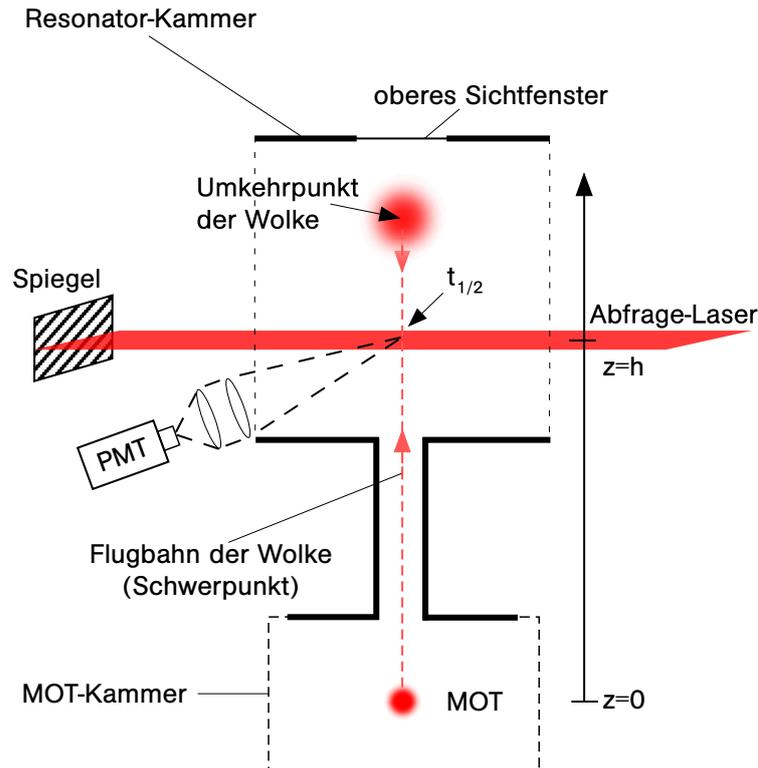


Abbildung 5.2: Detektion der Atome in der oberen Kammer: Die Fluoreszenz der Atome, welche durch den Abfrage-Laser angeregt werden, wird von einem Photoelektronenvervielfacher aufgefangen. Dabei kann sowohl der erstmalige Durchgang während der Aufwärtsbewegung der Atome zum Zeitpunkt t_1 , als auch die herunterfallende Wolke zum Zeitpunkt t_2 detektiert werden. Dies ist jedoch nicht in ein und derselben Messung möglich, da die Absorption von Photonen aus dem Abfrage-Strahl die Atome heizt und damit ihre Flugbahn verändert.

einer Transmission von $> 90\%$ bei 780 ± 1 nm, um Licht anderer Frequenzen herauszufiltern. Beide Linsen haben einen Durchmesser von 75,2 mm und können in allen drei Raumrichtungen um einige Millimeter bewegt werden, um das Signal zu optimieren.

Liegt der Umkehrpunkt der Wolke oberhalb des Abfrage-Strahls, so kann die Wolke prinzipiell zu zwei unterschiedlichen Zeitpunkten detektiert werden: Einmal zum Zeitpunkt t_1 auf dem Weg nach oben und dann zum Zeitpunkt $t_2 > t_1$ auf dem Weg nach unten. Es kann jedoch nicht beides innerhalb einer Messung, also an der selben Wolke gemessen werden, da die Atome durch Absorption des Abfrage-Lasers geheizt werden und somit von ihrer ursprünglichen Flugbahn abkommen. Aus diesem Grund wird die gleiche Sequenz zweimal durchlaufen, wobei beim zweiten Durchlauf der Abfrage-Laser erst deutlich später angeschaltet wird, um die Atome erst nach Erreichen des Umkehrpunktes zu detektieren. Die Daten werden somit aus zwei aufeinander folgenden Messungen zusammengefügt. Beide Zeitpunkte t_1 und t_2 lassen sich bei bekannter Startgeschwindigkeit leicht berechnen, haben jedoch aufgrund verschiedener Effekte eine gewisse Unsicherheit, welche im Abschnitt 5.7 diskutiert wird.

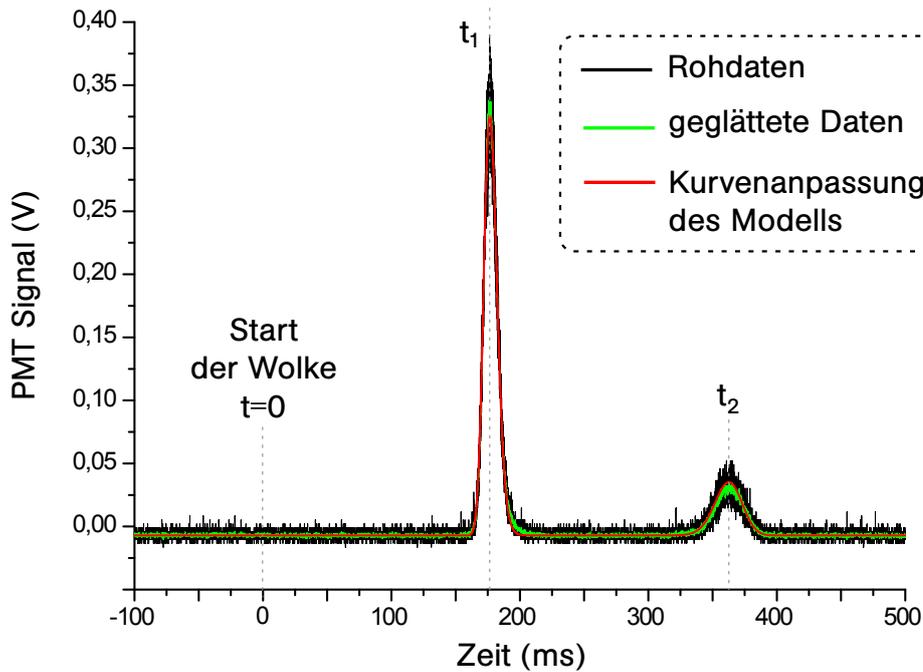


Abbildung 5.3: Dargestellt ist das vom PMT aufgenommene Fluoreszenzsignal der Atomwolke in der oberen Kammer, welches wie im Text beschrieben aus zwei Messungen zusammengefügt wurde. Die Wolke passiert die Position des Abfrage-Laser zweimal auf ihrer Flugbahn: Zum Zeitpunkt t_1 in der Aufwärtsbewegung vor Erreichen des Umkehrpunkts und zum Zeitpunkt t_2 nach Erreichen des Umkehrpunktes in der Abwärtsbewegung. Letzteres jedoch nur dann, wenn die Atome nicht bereits während der Aufwärtsbewegung detektiert wurden. An die durch Mittelung über zehn Messpunkte geglätteten Daten wird das in Abschnitt 5.3 erläuterte Modell angepasst, aus welchem die Temperatur der Wolke bestimmt werden kann.

Die Sequenz zur Erzeugung des atomaren Springbrunnens wird bei jeder Datenerfassung mehrmals durchlaufen, damit jeweils die gleichen Anfangsbedingungen im Experiment herrschen. Wenn nicht anders beschrieben, wird der vierte Durchlauf einer Sequenz zur Datenerhebung verwendet, da dort keine Abhängigkeit mehr von der Situation vor dem Starten der Sequenz, etwa ob die MOT bereits für längere Zeit vor der Messung geladen war, feststellbar ist. Eine testweise Mittelung der Daten über mehrere Durchläufe bestätigte dieses Vorgehen.

Das Fluoreszenzsignal des PMT, welches in Abbildung 5.3 dargestellt ist, wird mit einem Speicher-Oszilloskop aufgenommen. Wie deutlich zu sehen ist, wird zum Zeitpunkt t_1 ein Peak im Fluoreszenzsignal des PMT registriert, welcher den Durchflug der Wolke durch den Abfrage-Strahl widerspiegelt. Die Rohdaten enthalten dabei rund 50000 Datenpunkte aus zwei Messungen, wobei vor der Auswertung eine Glättung der Daten durch Mittelung über jeweils zehn aufeinanderfolgende Datenpunkte durchgeführt wird, um das Rauschen innerhalb des Signals verursacht durch den PMT zu verringern und später die Kurvenanpassung der Modell-Funktion aus Gleichung (5.1) zu erleichtern. Das geglättete Signal ist ebenfalls in der Abbildung 5.3 zu sehen und kann nun verwendet werden, um die Temperatur der Wolke zu bestimmen, wie im folgenden Abschnitt 5.3 näher beschrieben wird.

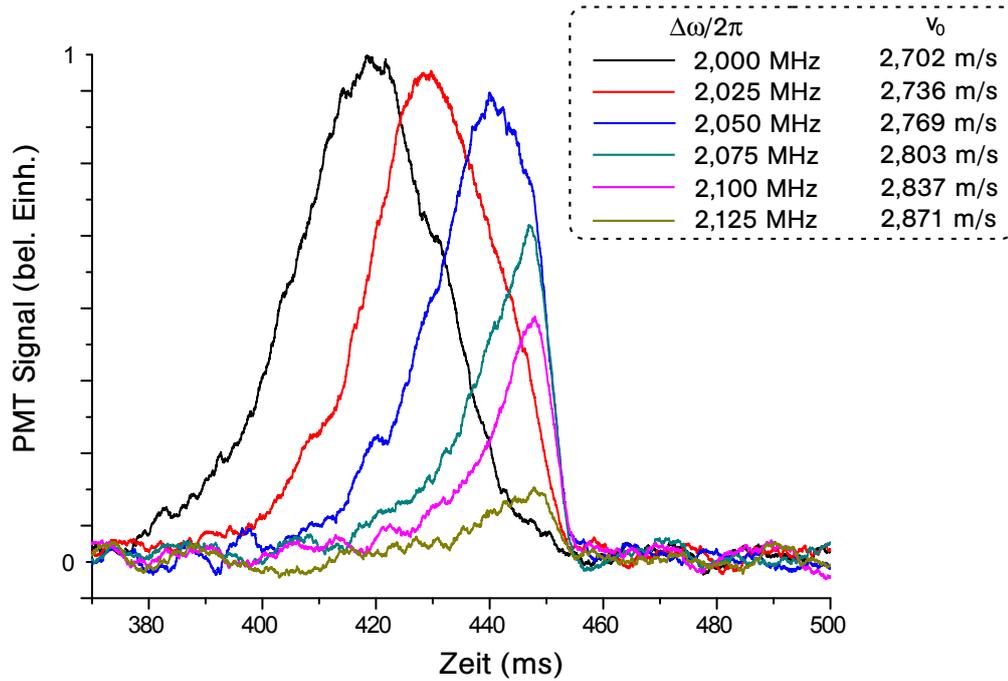


Abbildung 5.4: Dargestellt ist der geglättete Fluoreszenzpeak der herunterfallenden Wolke im atomaren Springbrunnen, aufgenommen mit dem PMT für verschiedene Verstimmungen $\Delta\omega/2\pi$ und damit Startgeschwindigkeiten v_0 (Gleichung (1.26)). Ab einer gewissen Startgeschwindigkeit erreichen die schnellsten Atome in der Wolke am Umkehrpunkt der Bewegung das obere Sichtfenster der Vakuumkammer und thermalisieren dort. Die Atome dieser Geschwindigkeitsklassen tragen daraufhin nicht mehr zum Fluoreszenzsignal bei, was durch den an der rechten Flanke abgeschnittenen Fluoreszenz-Peak sichtbar wird. Die Zeit ist bezogen auf den Start der Wolke nach Abschluss des Beschleunigungsvorgangs zum Zeitpunkt $t = 0$.

Das vom Photoelektronenvervielfacher aufgenommene Signal kann aufgrund der variablen, nicht kalibrierten Verstärkung und des nicht bekannten Raumwinkels nicht ohne weiteres in eine Atomzahl umgerechnet werden, es somit wird auf eine quantitative Auswertung der Signalhöhe verzichtet. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass das Signal zu einem festen Zeitpunkt proportional zur Atomzahl ist, solange die Intensität des Abfragestrahls kleiner als die Sättigungsintensität ist. Das vorrangige Ziel der Charakterisierung des atomaren Springbrunnens ist die Bestimmung der Temperatur der Atome, die Anzahl spielt nur eine untergeordnete Rolle, da schon ein Atom ausreicht, um eine starke Kopplung mit dem Flaschenresonator zu erreichen (siehe Abschnitt 2.2.2). Eine Minimierung der Temperatur erhöht die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens ein Atom pro Repetition des Springbrunnens eine starke Kopplung zeigt, da die geringere transversale Geschwindigkeit der Atome die Dichte der Wolke am Ort des Resonators erhöht. Eine Abschätzung über die minimale Anzahl Rubidium-Atome, welche die obere Kammer erreicht, wird in Abschnitt 5.8 gegeben. Dabei wird die Wolke nicht in der oberen Kammer detektiert, sondern nach ihrem Flug wieder in der magneto-optischen Falle in der unteren Kammer eingefangen.

Wird die Startgeschwindigkeit v_0 der Atome im Springbrunnen, welche über die relative Verstimmung $2\Delta\omega$ der oberen gegen die unteren Kühl-Strahlen eingestellt wird, zu hoch gewählt, so erreichen die schnellsten Atome der Wolke am Umkehrpunkt das obere Sicht-

fenster der Vakuumkammer und thermalisieren dort bzw. adsorbieren an der Glasoberfläche und gehen somit verloren. Nachvollzogen wird dieser Vorgang mit einer Messung, in welcher die Startgeschwindigkeit sukzessive erhöht wird und die Atome auf ihrem Rückweg, also zum Zeitpunkt t_2 detektiert werden. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 5.4 dargestellt.

Wie deutlich zu sehen ist, haben die Fluoreszenzpeaks für eine Verstimmung von $\Delta\omega/2\pi = 2,000$ MHz bzw. 2,025 MHz die gewohnte Form, welche auch in Abbildung 5.3 zu sehen ist. Ab einer Verstimmung von etwa $\Delta\omega/2\pi > 2,025$ MHz wird ein Teil des Peaks rechts abgeschnitten und bei einer noch höheren Startgeschwindigkeit entsprechend einer Verstimmung von $\Delta\omega/2\pi = 2,125$ MHz fehlt bereits der größte Teil der Wolke. Verursacht wird dieser Effekt durch das oben beschriebene Thermalisieren der schnellsten Atome in der Wolke am oberen Ende der Vakuumkammer. Eine Berechnung der Flughöhe für eine Wolke, welche auf $v_0 = 2,87$ m/s beschleunigt wird, ergibt einen Wert von $h_{max} = 420$ mm, was im Rahmen der Messungenauigkeit mit der im Experiment vorliegenden, maximal möglichen Flughöhe bis zum Auftreffen auf das Sichtfenster übereinstimmt. Dabei wird davon ausgegangen, dass die MOT im Zentrum der unteren Kammer entsteht. Dieser Effekt zeigt somit sehr schön, wie der mit dem PMT gemessene Fluoreszenzpeak der Atome die Orts- und Geschwindigkeitsverteilung der bewegten Atomwolke widerspiegelt.

5.3 Bestimmung der Temperatur der Atome in der Wolke

In Abschnitt 1.5 wurde ein Modell zur Beschreibung der senkrecht beschleunigten und expandierenden Wolke vorgestellt, welches sowohl im Ort- als auch im Geschwindigkeitsraum gaußförmig verteilt ist (Gleichung (1.28)). Im Anhang A wird aus diesem theoretischen Modell eine Funktion abgeleitet, welche die zeitliche Änderung der Verteilung der Wolke am Punkt $z = h$ beschreibt [76]:

$$f(h, t) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma(t)} \left[1 - \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma^2(t)}\right) \right] \exp\left(-\frac{(h - v_0 t + \frac{1}{2}gt^2)^2}{2\sigma^2(t)}\right). \quad (5.1)$$

Dabei ist die Temperatur T der Wolke in der Standardabweichung $\sigma(t) = (D^2 + \frac{k_B T}{m} t^2)^{1/2}$ (Gleichung (1.29)) enthalten. N ist ein Maß für die Atomzahl und damit die Höhe des ersten Peaks, v_0 die Startgeschwindigkeit der Wolke in z-Richtung und g die Gravitationsbeschleunigung. Der Parameter ρ beschreibt die Größe der horizontalen Fläche in welcher Atome detektiert werden können, so dass der mittlere Term berücksichtigt, dass aufgrund der Ausbreitung der Wolke, zum Zeitpunkt t_2 nicht mehr alle Atome angeregt und damit detektiert werden können.

Dieses Modell lässt sich nun auf die experimentellen Daten anwenden und die Temperatur aus einer Kurvenanpassung ermitteln. Der Fehler in der Temperatur wurde dabei abgeschätzt, indem diese Kurvenanpassung mehrfach für realistische Variationen der Anpassungs-Parameter wie die Größe der MOT, Höhe h oder Startgeschwindigkeit der Wolke v_0 durchgeführt wurde, da diese Parameter mit gewissen Unsicherheiten behaftet sind, wie in Abschnitt 5.7 näher erläutert wird. Es zeigte sich jedoch, dass die Temperatur nur schwach von diesen Parametern abhängt. Vielmehr wird die Temperatur hauptsächlich durch die räumliche Verteilung der Wolke nach der Zeit t nach dem Start, sichtbar durch

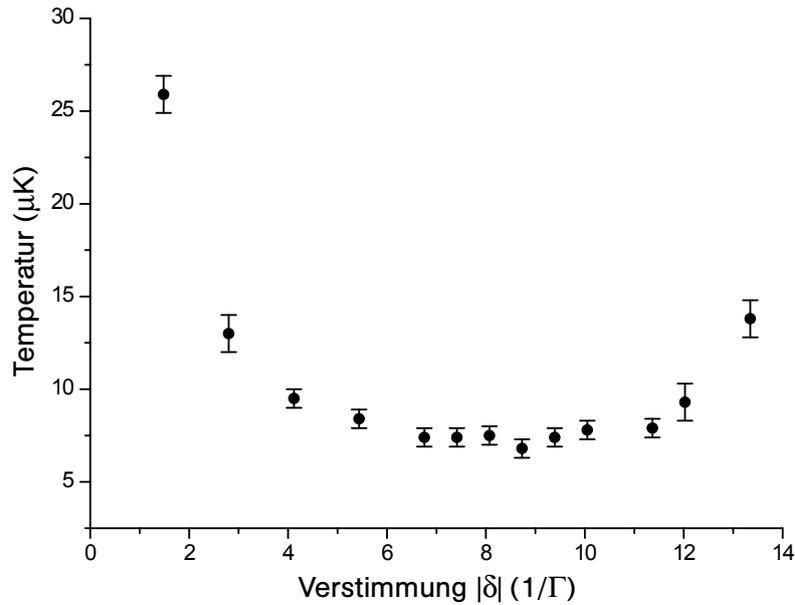


Abbildung 5.5: Abhängigkeit der Temperatur T der Atome im atomaren Springbrunnen vom Betrag der Rotverstimmung $|\delta|$ der Kühlstrahlen gegenüber der atomaren Resonanz während der PGC bei einer konstanten Intensität von 7 mW pro Strahl. Die Linienbreite des Übergangs beträgt $\Gamma = 6,067$ MHz.

die Breite der Peaks in Abbildung 5.3, bestimmt. Je höher die Temperatur der Atome ist, desto größer ist die Ausbreitung der Wolke in z-Richtung zum Zeitpunkt der Messung und dementsprechend breiter ist das detektierte Signal.

In Abbildung 5.3 ist die Kurvenanpassung des Modells angewandt auf die geglätteten Daten des PMT zu sehen und es wird deutlich, dass das Modell sehr gut die gemessene Fluoreszenz in Abhängigkeit der Zeit beschreibt.

5.4 Abhängigkeit der Temperatur von den Kühlparametern

Ziel der Charakterisierung des atomaren Springbrunnens war vor allem eine Minimierung der Temperatur der Atome durch Optimierung der Parameter der Polarisationsgradienten-Kühlung (PGC) in der experimentellen Sequenz. Dabei wird eine Abhängigkeit der Temperatur von der Intensität und Verstimmung der Kühlstrahlen während des Kühlvorgangs erwartet (siehe Abschnitt 1.3) [21, 30].

Für eine feste Startgeschwindigkeit v_0 wird innerhalb der experimentellen Sequenz die Intensität und Verstimmung der Kühlstrahlen während der PGC-Phase variiert. Dabei wird die Startgeschwindigkeit so gewählt, dass der Umkehrpunkt der Wolke deutlich über dem Abfrage-Laser, jedoch auch nicht zu nahe am oberen Ende der Kammer liegt, um ein Signal zu erhalten, welches sich mit dem vorgestellten Modell beschreiben lässt. Alle weiteren Einstellungen wie Magnetfeldgradient oder Dispensorstrom werden dabei konstant gehalten, damit die Vergleichbarkeit der Messungen gewährleistet ist. Außerdem werden die Messwerte in zufälliger Reihenfolge und innerhalb kürzester Zeit aufgenommen, um

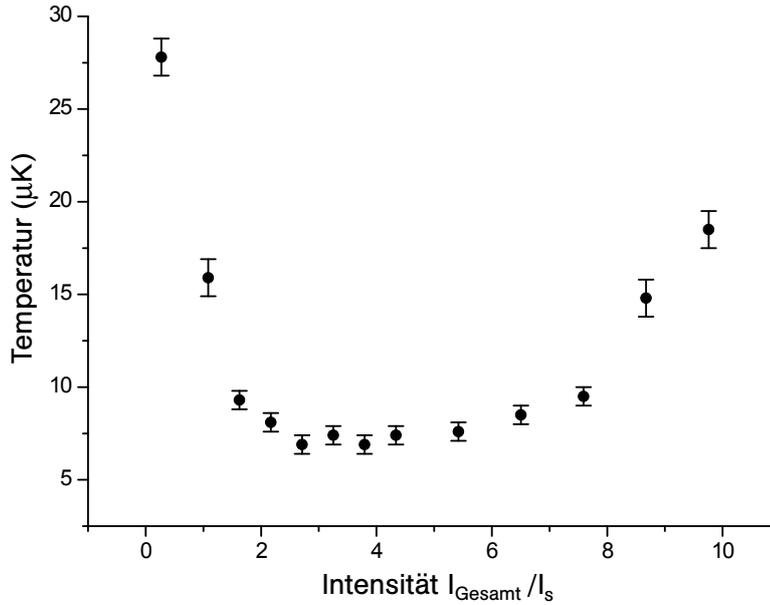


Abbildung 5.6: Abhängigkeit der Temperatur T der Atome im atomaren Springbrunnen von der Leistung der Kühlstrahlen während der PGC bei einer konstanten Rot-Verstimmung von $|\delta| = 9\Gamma$ gegenüber dem atomaren Übergang. Die Gesamtintensität I_{Gesamt} addiert sich aus den Einzelintensitäten der sechs Kühlstrahlen. Die resonante Sättigungsintensität I_s des Übergangs beträgt $3,895 \text{ mW/cm}^2$ für isotrope Polarisation.

eine Beeinflussung der Messergebnisse durch Langzeitdriften (siehe dazu Abschnitt 5.6) auszuschließen. Aus der Breite der vom Abfrage-Laser gemessenen Fluoreszenz-Peaks kann wie in Abschnitt 5.3 beschrieben, mit Hilfe einer Kurvenanpassung des verwendeten Modells die Temperatur der Wolke ermittelt werden. In Abbildung 5.5 wurde der Betrag der Rotverstimung $|\delta|$ der Kühlstrahlen während der PGC-Phase gegenüber der atomaren Resonanz des Kühlübergangs variiert. Dabei wurde eine Leistung von 7 mW pro Strahl verwendet, was insgesamt zu einem resonanten Sättigungsparameter $s_0 = I_{\text{Gesamt}}/I_s \approx 4$ führt. Die Sättigungsintensität I_s beträgt dabei $3,895 \text{ mW/cm}^2$ da von einer isotropen Polarisation im Überlagerungsbereich der Kühlstrahlen ausgegangen wird [14].

Eine minimale Temperatur von $6,8 \pm 0,5 \mu\text{K}$ wird dabei für eine Rotverstimung der Kühlstrahlen von $8,7\Gamma$ gegenüber dem D_2 -Übergang erreicht. Liegt die Laserfrequenz näher an der atomaren Übergangsfrequenz, so wird eine höhere Temperatur gemessen. Dies kann damit erklärt werden, dass durch die kleiner werdende Verstimmung schrittweise vom Bereich der sub-Doppler-Kühlung in den Bereich der Dopplerkühlung gewechselt wird (siehe Abschnitte 1.2 und 1.3). Werden die Kühllaser zu stark rotverstimmt, so reicht vermutlich die Wechselwirkung mit den Strahlen nicht mehr aus, um die Atome effektiv zu kühlen und die Temperatur der Atome steigt ebenfalls an.

Wie in Abbildung 5.6 sichtbar ist, spielt für die Temperatur der Atome neben der Verstimmung auch die Intensität der Kühlstrahlen während der PGC eine Rolle. Dabei verhält sich der Verlauf der Temperatur wie erwartet [21], es existiert ein Minimum, in diesem Fall bei $T = 6,8 \pm 0,5 \mu\text{K}$ bei 7 mW pro Strahl was eine Gesamtintensität am Ort der Atome von $I_{\text{Gesamt}} = 14,8 \text{ mW/cm}^2$ entspricht. Für sehr kleine Intensitäten $I_{\text{Gesamt}} < I_s$ sowie

große Intensitäten $I_{\text{Gesamt}} > 8I_s$ steigt die Temperatur stark an, da das Kühlverfahren in diesen Bereichen nicht mehr effizient wirkt.

Es handelt sich somit um eine gleichzeitige Abhängigkeit von den beiden Parametern Intensität am Ort der Atome und Verstimmung der Strahlen gegenüber dem Kühlübergang. Eine weitere Messung der Temperatur in Abhängigkeit der Intensität für eine Rotverstimmung von $|\delta| \approx 12\Gamma$ zeigt ein ähnliches Verhalten, wobei das Minimum der Temperatur mit $7,6 \pm 0,5 \mu\text{K}$ leicht über dem Minimum bei $|\delta| = 9\Gamma$ liegt und auch bei einer etwa niedrigeren Leistung pro Strahl von 6 mW, was einer Gesamtintensität von $12,7 \text{ mW/cm}^2$ entspricht. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass die bestmöglichen Parameter des PGC in den untersuchten Bereichen liegen. Endgültige Klarheit über die optimalen Werte der Parameter könnte die sehr aufwändige Messung der Temperatur im gesamten Intensität-Verstimmung-Parameterraum bringen. Insgesamt konnte abhängig von der optimalen Einstellung der Kompensationsspulen (siehe Abschnitt 5.7) und der PGC-Parameter eine minimale Temperatur der Atome im Springbrunnen von

$$T = 5,7 \pm 0,5 \mu\text{K}$$

gemessen werden. Dieser Wert liegt im erwarteten Bereich für eine Wolke kalter Atome in einem atomaren Springbrunnen, auf welche das hier besprochene Kühlverfahren angewendet wurde [11]. Ein reproduzierbares Erreichen dieser Minimaltemperatur in jeder Messung ist aus Gründen, welche in Abschnitt 5.7 erläutert werden, zur Zeit noch nicht möglich. Jedoch können zuverlässig Temperaturen $T < 10 \mu\text{K}$ erreicht werden.

5.5 Abhängigkeit der Temperatur von der Startgeschwindigkeit

Da im späteren Verlauf des Experiments der Flaschenresonator in etwa der gleichen Höhe befestigt sein wird, in welcher jetzt der Abfrage-Laser die Kammer durchläuft, wäre eine direkte Bestimmung der Temperatur für diese Flughöhe sinnvoll. Da dies jedoch nicht ohne weiteres möglich ist, soll in diesem Abschnitt die Abhängigkeit der Temperatur der Atome von der Startgeschwindigkeit v_0 untersucht werden, um zu bestätigen, dass diese wie erwartet unabhängig voneinander sind. Dabei sollen nur Startgeschwindigkeiten betrachtet werden, welche in einem Bereich liegen der für das Resonator-QED-Experiment relevant ist. Für sehr hohe Startgeschwindigkeiten wird ein Anstieg der Temperatur erwartet, da die Atomwolke dann den Überlagerungsbereich der Kühlstrahlen zu schnell verlassen würde, um effektive PGC zu betreiben. Abbildung 5.7 zeigt das Ergebnis dieser Messung.

Für kleinere Startgeschwindigkeiten v_0 als die im Graph aufgetragenen, erreicht die Wolke nicht die obere Vakuumkammer oder durchfliegt nicht vollständig den Abfrage-Strahl, so dass diese nicht zur Auswertung verwendet werden können. Auch höhere Startgeschwindigkeiten sind aus dem, in Abschnitt 5.2 erläuterten Effekt, nicht möglich. Es kann jedoch trotz dieser Einschränkungen aus dem Messergebnis die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die Temperatur im untersuchten Bereich nicht wesentlich von der verwendeten Startgeschwindigkeit v_0 abhängt und somit das hergeleitete Modell das System korrekt beschreibt. Ein leichter Trend zu höheren Temperaturen bei größeren Startgeschwindigkeiten ist jedoch erkennbar, welcher vermutlich aus der zwangsläufig etwas kürzeren effektiven PGC-Phase folgt, da die Atome bei hoher Startgeschwindigkeit den Überlagerungsbereich der Kühlstrahlen schneller verlassen.

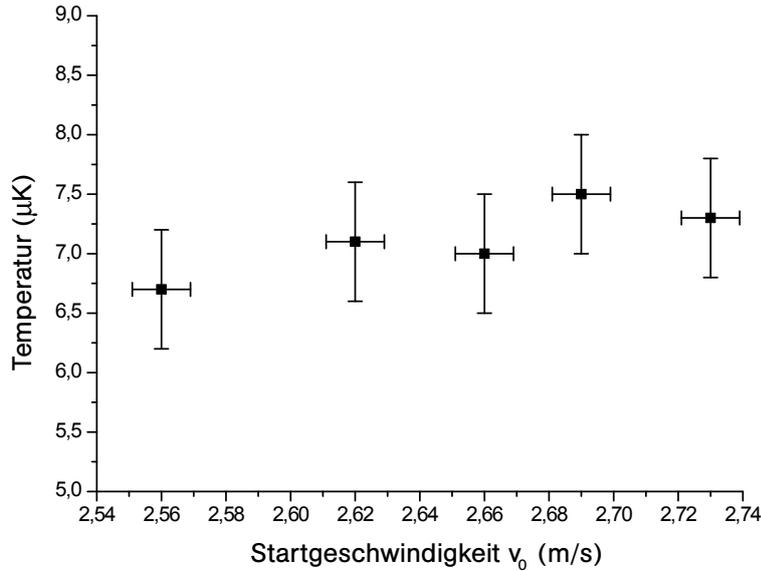


Abbildung 5.7: Abhängigkeit der Temperatur der Atome in der bewegten Wolke von der Startgeschwindigkeit v_0 , welche aus dem Modell-Fit ermittelt wurde. Die Fehler der Startgeschwindigkeit ergeben sich aus statistischen Schwankungen der Ankunftszeit (siehe Abschnitt 5.6).

Eine Möglichkeit, in Zukunft eine direkte Messung der Temperatur trotz eingebautem Resonator durchzuführen, wäre den Abfrage-Laser deutlich niedriger, also unterhalb des Flaschenresonators durch die Kammer zu leiten und damit auch für kleine Startgeschwindigkeiten auswertbare, zeitlich getrennte Fluoreszenzpeaks zu erhalten.

5.6 Langzeitstabilität des atomaren Springbrunnens

Im Rahmen des Resonator-QED-Experiments soll die starke Kopplung von Atomen an das Lichtfeld des Flaschenresonator untersucht werden. Dabei ist vor allem die Langzeitstabilität des atomaren Springbrunnens eine wichtige Voraussetzung, um über einen großen Zeitraum vergleichbare Messungen durchführen zu können. Neben einer über lange Zeiträume möglicherweise nicht konstanten Temperatur der Atome, spielt dabei auch die zeitliche Änderung der Flughöhe der Wolke eine entscheidende Rolle. Einmal auf den optimalen Wert einjustiert, sollte diese nach Möglichkeit konstant bleiben. Die Startgeschwindigkeit der Wolke, und damit auch die Flughöhe, hängt entscheidend von der relativen Verstimmung $2\Delta\omega$ der oberen gegen die unteren Kühlstrahlen ab. Im Experiment lässt sich die Startgeschwindigkeit und deren statistische Schwankung indirekt über die Ankunftszeiten der Wolke nach dem Start messen, wobei der Fehler der angenommenen Höhe h der Abfrage-Lasers eine Rolle spielt.

Die Langzeitmessung wurde über einen Zeitraum von fünf Stunden unter realistischen Bedingungen durchgeführt, das heißt, es wurden z. B. keine weiteren Arbeiten im Labor durchgeführt, welche die Messung beeinflussen könnten. Die Sequenz des atomaren Springbrunnens wurde dabei mit gleichen Einstellungen etwa 500 mal wiederholt und alle 20 bzw. 30 Minuten die Messdaten nach dem bereits beschriebenen Prinzip ausgewertet.

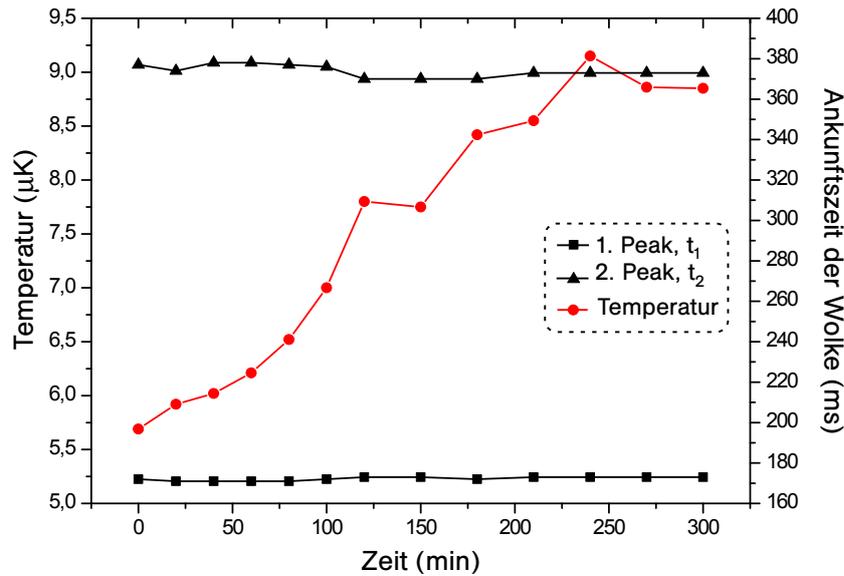


Abbildung 5.8: Dargestellt ist die Änderung der Temperatur der Wolke über einen Zeitraum von fünf Stunden sowie die Ankunftszeiten t_1 und t_2 der Wolke am Abfrage-Strahl. Zur besseren Übersichtlichkeit wurden in diesem Graphen keine Messfehler eingetragen.

Abbildung 5.8 zeigt, dass die Temperatur T der Wolke innerhalb von fünf Stunden langsam um etwa $3 \mu\text{K}$ ansteigt, während die Ankunftszeit t_1 der Wolke am Detektionsstrahl mit Schwankungen von $\pm 2 \text{ms}$ nahezu konstant bleibt. Lediglich der Zeitpunkt t_2 des zweiten Durchgangs der Wolke durch den Abfrage-Strahl besitzt eine etwas höhere Fluktuation, jedoch ist dort die Messungenauigkeit aufgrund der deutlich expandierten Wolke auch größer. Zusätzlich ist in Abbildung 5.9 eine deutliche Abnahme des Gesamt-Fluoreszenz innerhalb der Messzeit, repräsentiert durch die Fläche unter den gemessenen Peaks, auf jeweils etwa 50 % des Anfangswerts in der ersten Messung zu erkennen. Die Peakfläche wurde dabei jeweils auf den Wert der ersten Messung normiert, um den Langzeittrend hervorzuheben.

Die Summe dieser Effekte lässt sich erklären, wenn man die Gründe für den Temperaturanstieg hinterfragt. Eine höhere Temperatur wird, sofern es sich nicht um einen reinen Messfehler handelt, was an dieser Stelle aufgrund des klar sichtbaren Trends ausgeschlossen werden kann, durch eine schlechtere Kühlung der Atome verursacht. Dies kann, wie in Abschnitt 5.4 gezeigt, die Folge einer gedrifteten Laserfrequenz während dem PGC trotz aktiver Frequenzstabilisierung sein. Dies hat jedoch keinen direkten Einfluss auf die Startgeschwindigkeit der Wolke, da diese nur von der relativen Verstimmung der oberen und unteren Kühlstrahlen $2\Delta\omega$ abhängt, welche mit Hilfe der beiden AOMs im Strahlengang erzeugt wird. Dass die Ankunftszeiten über einen langen Zeitraum nur sehr geringen Schwankungen unterliegen, ist bereits ein wichtiges Teilergebnis der Messung, da für das spätere Experiment eine konstante Flughöhe wünschenswert ist.

Um nun den Temperaturanstieg der Atome von $3 \mu\text{K}$ in diesem Zeitraum mit einer schlechteren Polarisationsgradientenkühlung erklären zu können, müsste die Frequenz des Lasers sich deutlich mehr als $\Gamma = 2\pi \times 6,07 \text{MHz}$ verschoben haben (siehe Abbildung 5.5), was unwahrscheinlich erscheint. Ein Untersuchung des Signals der dopplerfreien Sättigungs-

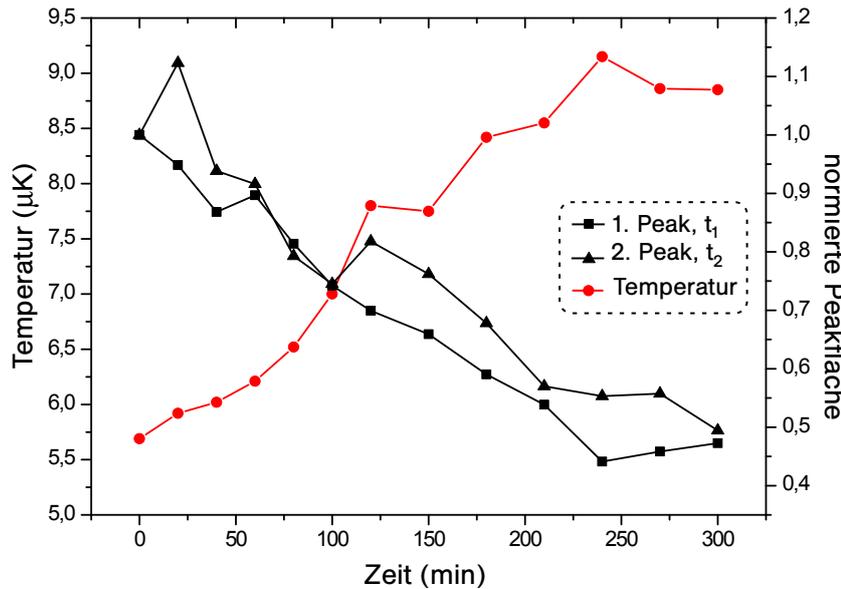


Abbildung 5.9: Abhängigkeit der Fläche der Fluoreszenzpeaks der Wolke beim Durchflug durch den Abfrage-Strahl, gemessen mit dem PMT in der oberen Kammer. Die Fläche wurde dabei jeweils auf den Wert der ersten Messung normiert. Deutlich sichtbar ist die gleichmäßige Abnahme beider Werte verursacht durch eine niedrigere Atomzahl in der MOT. Die Änderung der Temperatur wurde zum besseren Vergleich noch einmal dargestellt und zur besseren Übersichtlichkeit wurden keine Messfehler eingetragen.

spektroskopie, welche zur Stabilisierung der Frequenz der Kühlstrahlen verwendet wird, zeigte dementsprechend auch nur eine Verschiebung der Laserfrequenz von 3 MHz innerhalb der Messzeit. Eine Schwankung der Intensität der Kühlstrahlen kann aufgrund der aktiven Intensitätsstabilisierung nahezu ausgeschlossen werden, jedoch kann eine schlechtere Einkopplung in die Fasern, also eine niedrigere Eingangsleistung an den beiden Faser-Clustern dazu führen, dass die elektronische Stabilisierung einer Änderung des Sollwerts für die Intensität nicht mehr in der gewohnten Geschwindigkeit folgen kann.

Eine Vermutung besteht nun darin, dass der Temperaturanstieg zu einem Teil auch von Änderungen des Kompensations-Magnetfeldes innerhalb der Messzeit verursacht wird. Dabei könnte die Anordnung der Kompensationsspulen eine Rolle spielen, welche im folgenden Abschnitt genauer untersucht wird.

Die beobachtete Drift der Frequenz des Kühllasers führte außerdem im Laufe der Zeit zu einer geringeren Atomzahl in der MOT, da diese unter anderem von der Verstimmung δ der Kühlstrahlen während dem Ladevorgang abhängt (siehe Abschnitt 4.4). Damit sinkt auch die Anzahl von Atomen, welche die obere Kammer erreichen und somit gleichermaßen die Fläche der gemessenen Fluoreszenz-Peaks, wie Abbildung 5.9 zeigt. Der Temperaturanstieg von $3 \mu\text{K}$ alleine sollte die Atomzahl in der oberen Kammer nicht wesentlich beeinflussen, da auch bei $9 \mu\text{K}$ die Wolke noch vollständig durch das Verbindungsstück zwischen den beiden Vakuumkammern hindurchtreten kann, sofern sich in dieser Zeit die Position der MOT lateral um nicht mehr als 2 mm verschoben hat, was trotz eines möglichen Einflusses der Kompensationsspulen unwahrscheinlich erscheint.

Zusammengefasst lässt sich festhalten, dass Langzeitdrifts der Frequenz des Kühllasers,

verursacht durch Änderungen im Strahlengang und dem damit verbundenen negativen Einfluss auf das Signal der Sättigungsspektroskopie, welche zur Frequenzstabilisierung verwendet wird, eine Limitierung der Langzeitstabilität des atomaren Springbrunnens darstellen. Höchstwahrscheinlich spielen zusätzlich weitere Effekte, wie etwa die Anordnung der Kompensationsspulen eine Rolle, dazu bedarf es jedoch weiterer Analysen. Aktuell wird bereits an diesem Problem gearbeitet, indem die verwendeten Module zur doppelreinen Sättigungsspektroskopie von einer Freistrah-Einkopplung auf einen faserbasierte Einkopplung umgerüstet werden, um deren Langzeitstabilität zu erhöhen. Außerdem sollen die Kompensationsspulen in naher Zukunft durch stabilere Modelle ausgetauscht werden.

5.7 Systematische und statistische Unsicherheiten des atomaren Springbrunnens

Nachdem bereits die Langzeitstabilität des atomaren Springbrunnens untersucht wurde, sollen in diesem Abschnitt einige systematischen Fehlerquellen und Effekte diskutiert werden, welche während der Charakterisierung des atomaren Springbrunnens aufgetreten sind.

Zuerst muss festgehalten werden, dass zur Zeit der Datenaufnahme zur Charakterisierung des atomaren Springbrunnens die Kompensationsspulen täglich neu justiert werden mussten, da sich ansonsten die Temperatur der Atome und die Peakfläche der am PMT gemessenen Fluoreszenz deutlich verschlechterte. Die Optimierung des Kompensationsmagnetfeldes durch Beobachtung der Expansion der Wolke bei Abschalten des Hauptfeldes (siehe Abschnitt 4.3), lässt sich nicht ohne weiteres für den Springbrunnen weiterverwenden. Vielmehr müssen die Kompensationsspulen unter Beobachtung der Ankunftszeit in der oberen Kammer sowie Breite und Höhe des PMT-Signals optimiert werden.

Eine mögliche Ursache für diesen Effekt liegt wie bereits angedeutet in der nicht-optimalen, räumlichen Anordnung der Kompensationsspulen, welche innerhalb der Hauptspulen angebracht sind (Abbildung 4.6) und aus diesem Grund beim schnellen Abschalten des Hauptfeldes zum Erzeugen der optischen Melasse, messbare Induktionsströme in den Kompensationsspulen entstehen. Diese Induktionsströme erreichen Werte von bis zu 10 % der eingestellten Stromstärke im Normalbetrieb der Kompensationsspulen und verändern dementsprechend das Kompensationsfeld um 10 % oder auch 0,3 G. Außerdem ist das Verhältnis zwischen Radius und Abstand der Kompensationsspulen nicht optimal für den Aufbau einer Helmholtz-Konfiguration, welche nur dann im Zentrum über einen großen Bereich ein homogenes Feld erzeugt, wenn der Abstand der Spulen in der gleichen Größenordnung wie ihr Radius ist. Der Spulenradius ist mit etwa 36 mm aus technischen Gründen jedoch deutlich kleiner als der Abstand der Kompensationsspulen von rund 100 mm. Die daraus folgenden, schwachen Inhomogenitäten des Feldes nahe des Zentrums könnten möglicherweise zu einer Verschlechterung des Polarisationsgradienten-Kühlens für bestimmte Einstellungen der Spulen führen und die Sensitivität des Kühlverfahrens auf Änderungen des Magnetfeldes erhöhen. Eine Möglichkeit dieses Problem zu beseitigen, ist eine neue Anordnung der Kompensationsspulen deutlich außerhalb der Hauptspulen, wobei ein entsprechend großer Spulendurchmesser gewählt werden muss, um die Bedingungen für eine Helmholtz-Konfiguration besser zu erfüllen und damit mögliche Störfelder besser kompensieren zu können. Die Stabilität der verwendeten Netzteile (EA, EA-PS 3016-10B), welche zur

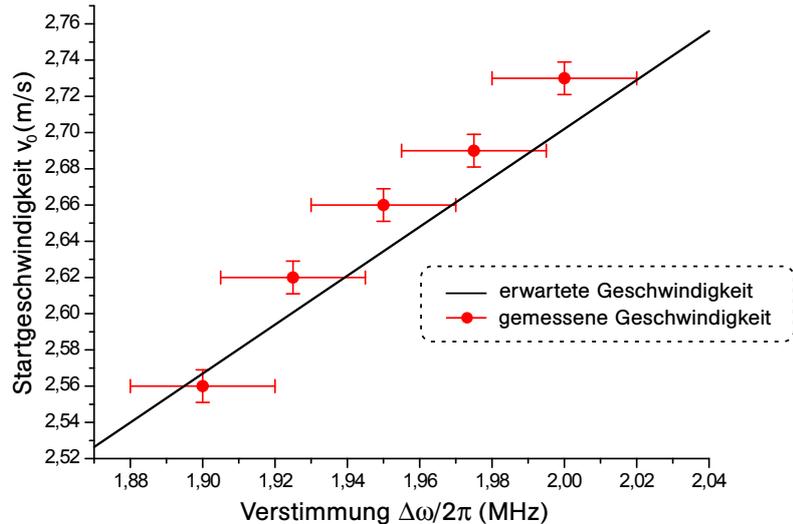


Abbildung 5.10: Dargestellt ist aus dem Fit ermittelte Startgeschwindigkeit v_0 der Wolke im Vergleich mit der theoretisch erwarteten Startgeschwindigkeit aus Gleichung (1.26) in Abhängigkeit der Verstimmung der oberen bzw. unteren Kühlstrahlen. Die Fehler der gemessenen Geschwindigkeit in x-Richtung stammen aus einer Unsicherheit der AOM-Frequenz von ± 20 kHz. Die y-Fehler ergeben sich aus der statistischen Schwankung der Ankunftszeit, welche in einen statistischen Fehler der Startgeschwindigkeit umgerechnet wurde.

Stromversorgung der Kompensationsspulen eingesetzt werden, spielt hierbei keine entscheidende Rolle, da die Schwankungen des Ausgangsstroms im Handbuch mit < 4 mA angegeben werden, was einem Magnetfeld < 4 mG entspricht. Die geringen Schwankungen des Stroms konnten dabei innerhalb eines Zeitraums von mehreren Stunden überprüft werden. Da die Spulen immer über einen sehr langen Zeitraum im Betrieb sind, sollten außerdem Temperatureffekte nur eine untergeordnete Rolle spielen.

Statistische Schwankungen der Startgeschwindigkeit entstehen vor allem durch Ungenauigkeiten in der Frequenzverschiebung des Kühllasers, verursacht durch die beiden AOMs. Um diese zu untersuchen, wurde die Startgeschwindigkeit durch Änderung der relativen Verstimmung $2\Delta\omega$ über den relevanten Bereich variiert. Die ermittelten Werte für die Startgeschwindigkeit aus der Kurvenanpassung des Modells und die theoretisch erwartete Werte aus Gleichung (1.26) sind in Abbildung 5.10 dargestellt.

Die Unsicherheit der Frequenz, bzw. Verstimmung wird durch die Treiber der akustooptischen Modulatoren verursacht. Dabei handelt es sich um analoge Frequenzquellen, welche statistischen Schwankungen und thermischen Drifts unterliegen können. Diese Treiber bestimmen somit den Fehler der Startgeschwindigkeit und beeinflussen sowohl die Flugzeit bis zur Detektion, als auch den Umkehrpunkt der Wolke. Ein Fehler in der relativen Verstimmung der oberen und unteren Strahlen von nur 20 kHz hat bereits einen systematischen Fehler in der Startgeschwindigkeit von $0,02$ m/s zur Folge. Die statistischen Schwankungen der Ankunftszeit, welche in der Langzeitmessung beobachtet wurden, lassen sich in eine Schwankung der Startgeschwindigkeit von etwa $\pm 0,01$ m/s umrechnen. Letztere sind in der Abbildung eingetragen.

Da außerdem während der Beschleunigungsphase der Wolke die Frequenz der AOMs sehr schnell über eine von außen vorgegebene, lineare Spannungsrampe verändert wird, besteht die Vermutung, dass eine nichtlineare Verlauf der Spannungs-Frequenz-Kalibrierung der AOMs zu Fehlern führt. Diese konnten verringert werden, indem im relevanten Bereich jeweils eine neue Kalibrierung der beiden AOMs mit einer Funktion 2. Grades durchgeführt wurde. Jedoch beschreibt auch diese nicht perfekt das Verhalten der AOM-Treiber und es ist nicht eindeutig, inwiefern die lineare Spannungsrampe diese Ungenauigkeiten in Fehler der Ausgangsfrequenz des AOM-Treibers übersetzt. Eine deutliche Verbesserung im Bezug auf Konstanz und Genauigkeit der AOM-Frequenzen wäre durch die Verwendung eines DDS-Systems (*Direct Digital Synthesis*) zum Betreiben der AOMs anstatt der bisher verwendeten AOM-Treiber zu erreichen. Das DDS-System verwendet einen Lokaloszillator als internen Zeitgeber und generiert durch seine digitale 48-Bit-Präzision sehr viel exaktere Ausgangsfrequenzen, welche zum Betrieb der AOMs verwendet werden können [77].

Ein systematischer Fehler der Startgeschwindigkeit v_0 , welcher aus Abbildung 5.10 abgelesen werden könnte, kann durch eine falsch angenommene Distanz h zwischen MOT und Detektionsstrahl entstehen. Diese würde die Kurve der erwarteten Geschwindigkeit leicht verkippen und könnte möglicherweise die Abweichung erklären. Auch könnte dabei der genaue Startzeitpunkt der Wolke eine Rolle spielen, welcher hier als Ende der Beschleunigungsphase der Wolke definiert wurde, jedoch hat sich die Wolke in der Dauer von 4 ms dieser Phase schon ein kleines Stück bewegt.

5.8 Abschätzung der Atomzahl in der oberen Kammer

Wie bereits erläutert, lässt sich aus der mit dem Photoelektronenvervielfacher aufgefangene Fluoreszenz nicht ohne weiteres die Zahl der Rubidium-Atome berechnen, welche mit Hilfe des atomaren Springbrunnens die obere Kammer erreichen. Eine Möglichkeit für diesen Wert eine untere Grenze abzuschätzen, erlaubt jedoch folgende Messmethode: Anstatt die Wolke mit Hilfe des Abfrage-Lasers in der oberen Kammer zu detektieren, kann ein Teil der Atome in einer neuen magneto-optischen Falle in der unteren Kammer eingefangen werden, wenn diese nach der Zeit τ_F wieder den Ausgangspunkt ihrer Bewegung erreichen. Aus einem Vergleich der Ladekurven dieser MOT bei ein- bzw. ausgeschaltetem Abfrage-Laser wird ersichtlich, dass dieses Prinzip wie erwartet funktioniert. Die Geschwindigkeit der Wolke in z -Richtung stellt dabei kein Problem dar, am Ausgangspunkt der Bewegung ist diese wieder genau die Startgeschwindigkeit v_0 von etwa 2,6 m/s und damit wesentlich geringer als die Einfanggeschwindigkeit der MOT $v_c \approx 30$ m/s (vgl. (1.20)).

In Abbildung 5.11 ist das Photodiodensignal der MOT in der unteren Kammer in Abhängigkeit der Zeit dargestellt, wobei $t = 0$ der Startzeitpunkt des Springbrunnens ist. Etwa 0,5 s nach dem Start der Atome werden Kühl- und Rückpumpplaser sowie das Magnetfeld wieder aktiviert. Dies führt zu einem Sprung im Signal der Photodiode verursacht durch Rubidium-Fluoreszenz und Reflexe der Laserstrahlen innerhalb der MOT-Kammer, also einem Offset welcher hier jedoch nicht weiter von Interesse ist. In der Abbildung sind nun zwei unterschiedliche Ladekurven sichtbar: Die schwarze Kurve zeigt den normalen Ladevorgang aus dem Rubidium-Hintergrundgas mit einer konstanten Laderate. Sie wurde aufgenommen, nachdem die Atome des atomaren Springbrunnens bereits in der oberen Kammer detektiert wurden. Die rote Kurve zeigt den Verlauf des Ladevorgangs der MOT,

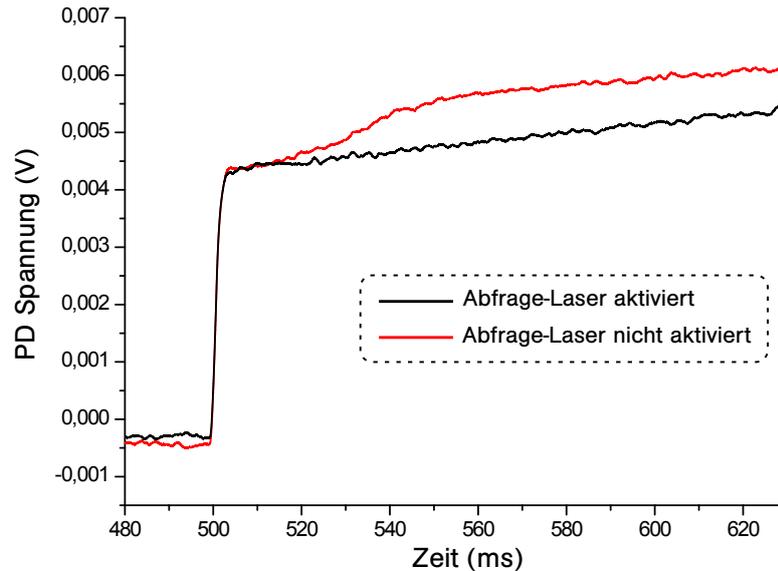


Abbildung 5.11: Dargestellt ist das Signal der Photodiode in der unteren Kammer, welches das Auffangen der Atome des atomaren Springbrunnens in der magneto-optischen Falle zeigt, nachdem diese wieder am Ausgangspunkt ihrer Bewegung angelangt sind. Sichtbar ist dies durch Vergleich der beiden Ladekurven der MOT, wobei in einem Fall die Atome in der oberen Kammer mit dem resonanten Abfrage-Laser detektiert wurden und somit von ihrer Flugbahn „geworfen“ werden. Werden die Atome jedoch nicht detektiert, kann ein Teil in der MOT in der unteren Kammer wieder aufgefangen werden, sichtbar durch einen kurzzeitigen Anstieg der Laderate und einer damit verbundenen, höheren Anzahl von Atomen in der MOT nach der gleichen Zeit. Der Zeitpunkt der ankommenden Wolke stimmt sehr gut mit der theoretisch ermittelten Flugzeit der Wolke überein.

ohne dass die Atome zuvor detektiert wurden, der Abfrage-Laser war also zu keiner Zeit angeschaltet. Wie deutlich zu sehen ist, unterscheidet sich dieser Ladevorgang signifikant von dem zuvor gemessenen. Der Grund ist die Wolke kalter Atome, welche zu diesem Zeitpunkt, also etwa 530 ms nach dem Start wieder am Ausgangspunkt ankommt und dort in der MOT „eingefangen“ wird. Der Zeitpunkt des Eintreffens der Atome bestätigt diese Vermutung, da ein mit $v_0 = 2,6 \text{ m/s}$ senkrecht nach oben beschleunigter Körper nach der Gesamtflugzeit $\tau_G = 2v_0/g = 530 \text{ ms}$ wieder seinen Ausgangspunkt erreicht.

Aus der Differenz der beiden Ladekurven kann nun die Anzahl der wieder eingefangenen Atome abgeschätzt werden. Es ergibt sich nach Gleichung (4.1):

$$N_{\text{recap}} \approx 23000 \pm 7000 \text{ Atome.} \quad (5.2)$$

Vergleicht man diesen Wert mit der Zahl der Atome in der MOT von $N \approx 5 \times 10^5$ in dieser Messung, so fällt auf, dass nur rund 5 % der Atome wieder eingefangen werden. Dies hat mehrere Gründe: Das Verbindungsstück zwischen den beiden Kammern hat einen Durchmesser von 16 mm und ist damit deutlich kleiner als der Durchmesser der Wolke von etwa 28 mm nach einer Gesamtflugzeit $\tau_G = 530 \text{ ms}$ mit einer typischen Temperatur von $7 \mu\text{K}$. Somit trifft ein großer Teil der Atome auf dem Rückweg auf die Wand des Rohres und thermalisiert dort. Auch der begrenzte Einfangradius der MOT, gegeben durch den Durchmesser des Rückpumpstrahls von 13,5 mm ist vermutlich ein Grund dafür, dass viele Atome nicht wieder eingefangen werden können. Des Weiteren könnte ein leichter Winkel

in der Flugbahn, verursacht durch die Justage der Kühlstrahlen in der MOT-Kammer, dafür sorgen, dass ein Teil der Atome im atomaren Springbrunnen nicht mehr in der unteren Kammer ankommt.

Diese Messmethode könnte jedoch in Zukunft zur weiteren Optimierung des Springbrunnens genutzt werden, indem etwa durch leichtes Verkippen der Kühlstrahlen versucht werden kann, die Anzahl der wieder eingefangenen Atome, bei konstanter Temperatur der Wolke, zu maximieren. Dabei erschwert jedoch die differentielle Pumpstufe diesen Vorgang, da deren Durchmesser mit 7 mm deutlich kleiner ist als das bisher verwendete Verbindungsstück. Bei optimalen Einstellungen und einer größeren Anzahl von Atomen in der ursprünglichen MOT, sollte jedoch trotzdem ein nachweisbarer Anteil der Atome wieder eingefangen werden können.

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte erfolgreich ein atomarer Springbrunnen aus Rubidium-Atomen realisiert und charakterisiert werden. Dazu wurden die ^{85}Rb -Atome aus dem Hintergrundgas in eine magneto-optische Falle (MOT) geladen und daraufhin mit einer bewegten optischen Melasse senkrecht nach oben beschleunigt. Unter Optimierung der Parameter des Polarisationsgradientenkühlens (PGC) war es möglich, eine minimale Temperatur der Atome im atomaren Springbrunnen von $T = 5,7 \pm 0,5 \mu\text{K}$ zu erreichen. Diese niedrige Temperatur von wenigen Mikrokkelvin ist eine Grundvoraussetzung zum Gelingen des geplanten Resonator-Quantenelektrodynamik(QED)-Experiments, welches den atomaren Springbrunnen als Quelle kalter Atome nutzt, um die starke Kopplung dieser Atome an das evaneszente Feld des Flaschenresonators zu studieren.

Die für das Experiment benötigte Ultrahochvakuum-Apparatur wurde, wie in Kapitel 3 beschrieben, erfolgreich aufgebaut, wobei ein minimaler Druck von 2×10^{-10} mbar in der Resonator-kammer und 2×10^{-9} mbar in der MOT-Kammer erreicht werden konnte. Dies entspricht dem Druckbereich, für welchen das Vakuumsystem ausgelegt ist. Durch die Analyse der Strömungsvorgänge, insbesondere bei aktiviertem Rubidium-Dispensor, konnte eine realistische Abschätzung über den Druck in der MOT-Kammer von $\sim 10^{-8}$ mbar in diesem Szenario erreicht werden, welche später durch die Messung der Speicherzeit der Atome in der MOT von $\tau \approx 0,2\text{s}$ bestätigt wurde. Der Einfluss der geplanten differentiellen Pumpstufe wurde abgeschätzt, wobei bei aktiviertem Rubidium-Dispensor ein möglicher Druckunterschied von etwa zwei Größenordnungen zwischen oberer und unterer Vakuumkammer erwartet wird.

Des Weiteren wurde das im Experiment verwendete Lasersystem samt aktiver Intensitätsstabilisierung der Kühllaser aufgebaut und eine magneto-optische Falle aus ^{85}Rb -Atomen realisiert. Diese wurde in Kapitel 4 bezüglich der Parameter Laderate, Durchmesser, Speicherzeit und Atomzahl charakterisiert. Dabei konnten bei einem Dispensorstrom von 3 A hohe Laderaten der MOT von $1,9 \times 10^8$ Atomen/s erreicht werden. Die Gleichgewichtsatomzahl lag bei bis zu 2×10^8 Atomen in der Falle und kann über einen weiten Bereich zwischen 10^5 - 10^8 Atomen variiert werden, um sie später für das Resonator-QED-Experiment nach Bedarf anzupassen.

Die Erzeugung des atomaren Springbrunnens wurde in Kapitel 5 erläutert. Dabei wurde die Temperatur des Springbrunnens über eine Flugzeit-Messung bestimmt und die Abhängigkeit der Temperatur von Leistung und Verstimmung der Kühlstrahlen während dem PGC untersucht. Außerdem wurde die Langzeitstabilität des atomaren Springbrunnens unter realistischen Bedingungen im Labor getestet. Während des Messzeitraums von etwa fünf Stunden wurde dabei ein Temperaturanstieg von $3 \mu\text{K}$ festgestellt. Als Grund konnte ein Drift der Frequenz des Kühllasers trotz aktiver Stabilisierung identifiziert werden, es besteht jedoch die Vermutung, dass die Stabilität der Kompensationsspulen ebenfalls einen Einfluss auf das Langzeitverhalten des atomaren Springbrunnens hat.

Die geringe Temperatur der Atome im atomaren Springbrunnen ermöglicht es außerdem, einen Teil dieser Atome nach einer Flugzeit von $\tau_G \approx 0,5\text{ s}$ wieder am Ausgangspunkt der Parabelbahn in der magneto-optischen Falle einzufangen, so dass mit dieser Methode eine Möglichkeit besteht, den atomaren Springbrunnen, durch Anpassung der Justage der Kühlstrahlen und des Kompensationsfeldes, bezüglich Temperatur und Stabilität in Zukunft weiter zu verbessern.

Ausblick

In naher Zukunft könnte eine Kontrolle der Frequenzen der akustooptischen Modulatoren (AOM) mit Hilfe des beschriebenen Direct-Digital-Synthesis-Systems die Qualität des atomaren Springbrunnens weiter verbessern, da die AOM-Treiber mit Frequenzschwankungen von bis zu 30 kHz zur Zeit die Genauigkeit der Startgeschwindigkeit der Wolke limitieren. Außerdem findet zur Zeit eine Umrüstung der Sättigungsspektroskopie-Einheiten auf eine fasergekoppelte Version statt, was die Frequenzstabilisierung der Lasersysteme unabhängig von Änderungen des Strahlweges der Laser macht und somit Langzeitdrifts der Frequenz unterbinden kann. Auch ein Austausch der Kompensationsspulen, mit dem Ziel einer besseren Erfüllung der Helmholtz-Konfiguration und damit eines homogenen Magnetfeldes, könnte sich als Vorteil erweisen. Des Weiteren ist geplant den Rückpumpstrahl divergent in die MOT-Kammer einzustrahlen, um in einem größeren, räumlichen Bereich, welcher außerdem mit den Kühlstrahlen überlappt, Rückpumpleistung zur Verfügung zu stellen.

Die nächsten Schritte des Resonator-QED-Experiments sehen das Einsetzen des Flaschenresonators in die Resonatorkammer und dessen aktive Frequenzstabilisierung relativ zum Abfrage-Laser im Vakuum vor. Daraufhin kann wie in Kapitel 2 beschrieben, nach Ereignissen gesucht werden, welche eine starke Kopplung der Rubidium-Atome an die Resonatormode zeigen. Ist dies erreicht, ließe sich im Prinzip ein einzelnes Atom dazu verwenden, Licht von einer Koppelfaser des Resonator in die andere Koppelfaser zu schalten und damit einen der Vorteile des Flaschenresonators auszunutzen, welcher gleichzeitig von zwei Koppelfasern erreicht werden kann.

Mit Hilfe der starken Kopplung zwischen einem Atom und dem Lichtfeld des Flaschenresonators kann in diesem Experiment langfristig außerdem die Wechselwirkung zwischen zwei Photonen studiert werden, wobei ein einzelnes Atom als nichtlineares Medium zur Vermittlung der Wechselwirkung genutzt werden soll [78]. Da dies aufgrund der sehr hohen Ein- und Auskoppelleffizienzen in den Resonator auch auf Basis von einzelnen Photonen möglich ist, bildet das Resonator-QED-Experiment einen wichtigen Fortschritt hin zu einer Entwicklung eines rein optischen logischen Quantengatters, welches Anwendung unter anderem in der optischen Quanten-Informationsverarbeitung findet [79].

A Ableitung der Funktion zur Kurvenanpassung

Wie in Abschnitt 1.5 erläutert wurde, lässt sich die Verteilung der Atome in einer magneto-optischen Falle und auch in einer optischen Melasse durch eine Funktion $f(\vec{r}, \vec{v})$ beschreiben, welche eine gaußförmige Verteilung der Orts- $\vec{r} = (x, y, z)$ und Geschwindigkeitskoordinaten $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ aufweist (1.28) [30]:

$$f(\vec{r}, \vec{v}) = \frac{N}{8\pi^3} \left(\frac{1}{D^2} \right)^{3/2} \left(\frac{m}{k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\vec{r}^2}{2D^2}\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m\vec{v}^2}{k_B T}\right). \quad (\text{A.1})$$

Dabei ist die Varianz der räumlichen Verteilung D^2 durch den Durchmesser der MOT D und die Varianz der Verteilung im Geschwindigkeitsraum $m/k_B T$ durch die Temperatur T der Atome bestimmt. Hierbei ist außerdem N ein Maß für die Atomzahl in der Falle, m die Masse eines Atoms und k_B die Boltzmann-Konstante.

Im Folgenden wird nun die zeitliche Entwicklung dieser Verteilung betrachtet, also das Verhalten der Wolke unter Einfluss der Gravitation nach Abschluss des Beschleunigungsvorgangs zum Zeitpunkt $t = 0$. Stöße zwischen einzelnen Atomen werden dabei vernachlässigt, da diese in einer MOT mit Atomzahldichten von 10^9 - 10^{10} Atome/cm³ keine wesentliche Rolle spielen, verglichen mit Stößen der Atome mit dem Hintergrundgas [25]. Außerdem wird angenommen, dass der Schwerpunkt der Wolke sich zum Startzeitpunkt mit der Geschwindigkeit v_0 senkrecht nach oben bewegt. Dies entspricht später der Beschleunigung der Wolke durch Verstimmung der oberen gegen die unteren MOT-Strahlen. Geht man von diesem Modell aus, so lässt sich die Verteilung der Wolke zum Startzeitpunkt $t = 0$ folgendermaßen beschreiben:

$$f(\vec{r}, \vec{v}, 0) = \frac{N}{8\pi^3} \left(\frac{m}{D^2 k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{2D^2}\right) \times \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m}{k_B T} (v_x^2 + v_y^2 + (v_z - v_0)^2)\right). \quad (\text{A.2})$$

Betrachtet man nun die zeitliche Entwicklung in z-Richtung durch den freien Fall:

$$z' = z + v_0 t - \frac{1}{2} g t^2 \quad v'_z = v_z - g t, \quad (\text{A.3})$$

und setzt dies in (A.2) ein, so ergibt sich für die Verteilung zum Zeitpunkt t :

$$f(\vec{r}', \vec{v}', t) = \frac{N}{8\pi^3} \left(\frac{m}{D^2 k_B T} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{x'^2 + y'^2 + (z' - v_0 t + \frac{1}{2} g t^2)^2}{2D^2}\right) \times \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m}{k_B T} (v_x'^2 + v_y'^2 + (v'_z - v_0 + g t)^2)\right). \quad (\text{A.4})$$

Integriert man nun über alle Geschwindigkeitskomponenten, erhält man die neue Verteilung der Atome, welche der Faltung der zwei Normalverteilungen aus (A.4) entspricht und damit wieder einer Normalverteilung ist:

$$\int \int \int f(\vec{r}', \vec{v}', t) d^3 \vec{v}' = \frac{N}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sigma^3(t)} \exp\left(-\frac{x'^2 + y'^2 + (z' - v_0 t + \frac{1}{2}gt^2)^2}{2\sigma^2(t)}\right). \quad (\text{A.5})$$

Wobei nun die Varianz der räumlichen Verteilung der Atome zusätzlich von der Temperatur T und Zeit t nach dem Start der Bewegung abhängt:

$$\sigma^2(t) = D^2 + \frac{k_B T}{m} t^2. \quad (\text{A.6})$$

Die Detektion dieser Verteilung erfolgt in der x - y -Ebene, so dass man nach erneuter Integration eine Funktion erhält, die die zeitliche Änderung der Verteilung der Wolke, in diesem Fall ausgewertet am Punkt $z' = h$, beschreibt:

$$f(h, t) = \int \int f(x', y', z', t) dx' dy' = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma(t)} \exp\left(-\frac{(h - v_0 t + \frac{1}{2}gt^2)^2}{2\sigma^2(t)}\right) \quad (\text{A.7})$$

Da im Experiment Teile der Atomwolke zwischen der ersten Detektion während der Aufwärtsbewegung und der zweiten Detektion in der Abwärtsbewegung durch die Expansion der Wolke verloren gehen und somit auf dem Rückweg nicht detektiert werden können wird dies durch einen Zusatzterm berücksichtigt. Es ergibt sich [30]:

$$f(h, t) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma(t)} \left[1 - \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\sigma^2(t)}\right)\right] \exp\left(-\frac{(h - v_0 t + \frac{1}{2}gt^2)^2}{2\sigma^2(t)}\right). \quad (\text{A.8})$$

Der Verlust wird also durch einen exponentiellen Abfall der Atomzahl mit der Zeit t berücksichtigt, wobei ρ ein Maß für die Fläche des Detektionsstrahls in der x - y -Ebene ist [76].

Diese Funktion $f(z, t)$ kann nun verwendet werden, um die vom Abfrage-Strahl in der Höhe h über dem Startpunkt aufgenommene Fluoreszenz der vorbeifliegenden, expandierenden und durch die Gravitation abbremsenden Atomwolke zu beschreiben. Dabei wird sowohl der erstmalige Durchflug der Wolke durch den Abfrage-Strahl zum Zeitpunkt t_1 als auch der zweite Durchflug zum Zeitpunkt $t_2 > t_1$ beschrieben.

Aus der Breite der beiden so entstehenden Peaks, welche ein Maß für die räumliche Verteilung der Wolke zum entsprechenden Zeitpunkt sind, lässt sich nun die Temperatur T der Wolke ermitteln. Es handelt sich also im Prinzip um eine *time-of-flight*-Messung angepasst für einen atomaren Springbrunnen, welcher von einem flachen Abfrage-Strahl detektiert wird.

B Bilder aus dem Labor

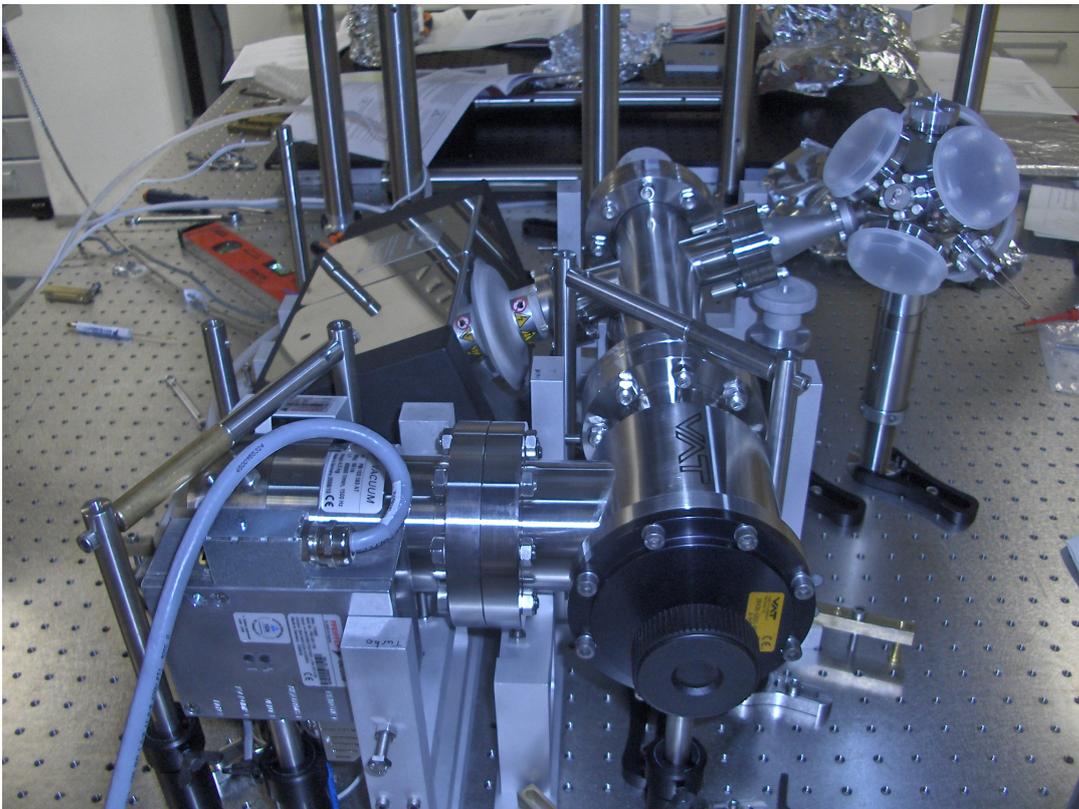


Abbildung B.1: Aufbau der unteren Vakuumkammer: Im Vordergrund ist die Turbopumpe und das Ventil sichtbar. Im linken Bildhintergrund ist die Ionengetterpumpe und am rechten Bildrand die MOT-Kammer zu sehen.

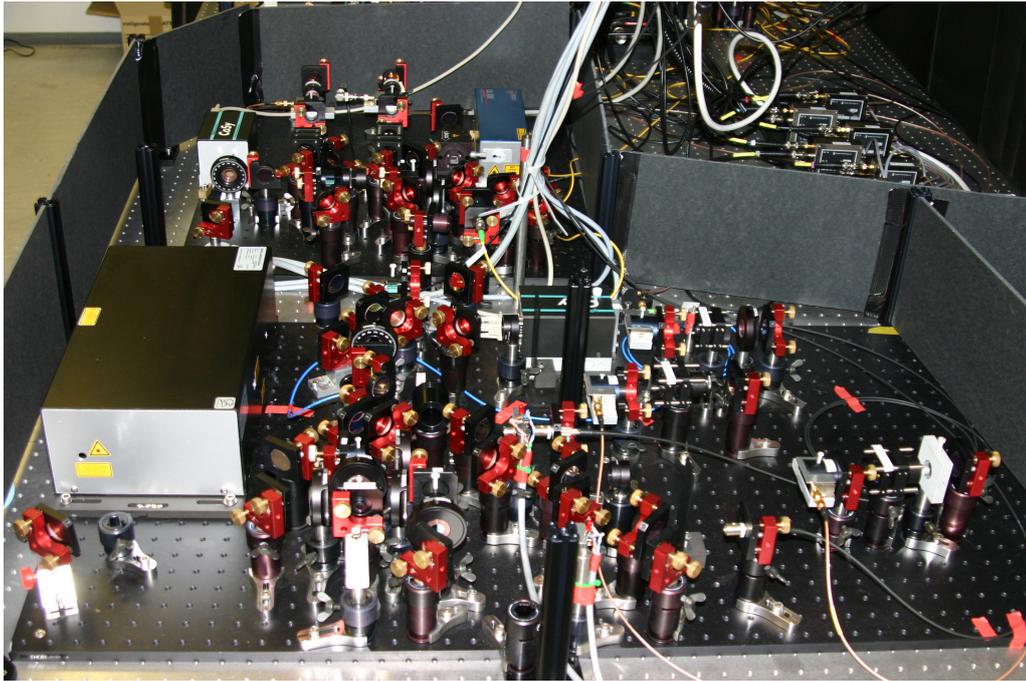


Abbildung B.2: Das Lasersystem: Zu sehen sind Aufbau des Kühl lasers (Vordergrund) und des Rückpump lasers (Hintergrund). Der Aufbau des Abfrage-Lasers ist nicht abgebildet

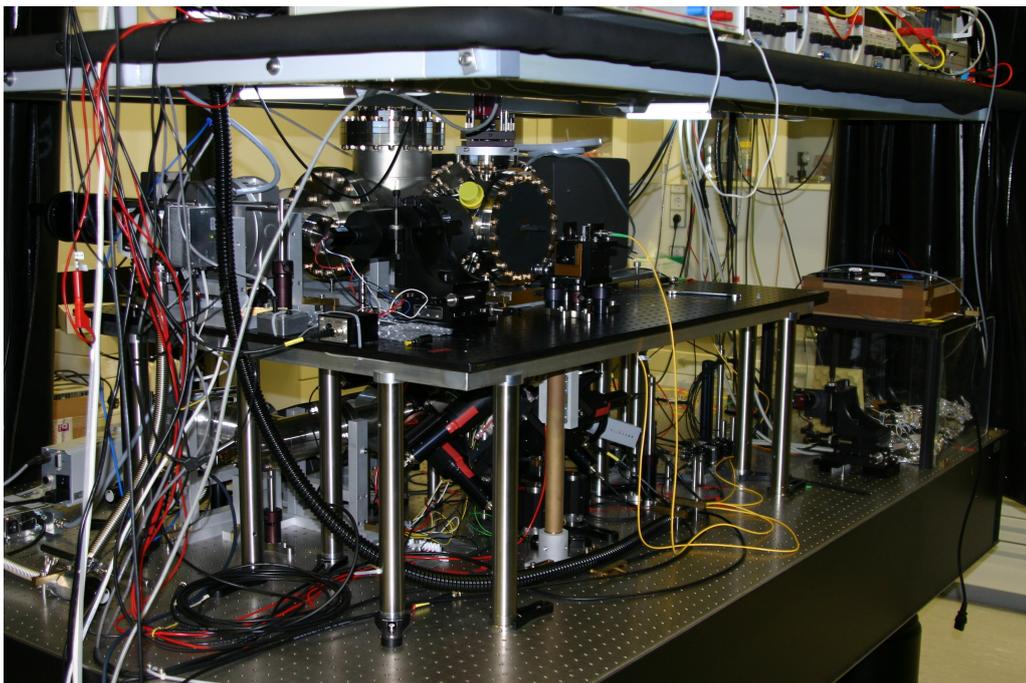


Abbildung B.3: Gesamtübersicht des Experiments: Deutlich sichtbar ist die obere Vakuumkammer in welche später der Resonator platziert wird. Unter der Zwischenebene befindet sich der Vakuumaufbau der MOT-Kammer. Letztere ist aufgrund der Faserkollimatoren zum Aufweiten der Kühlstrahlen jedoch kaum zu sehen.

Literaturverzeichnis

- [1] Dirac, P. A. M. The quantum theory of the emission and absorption of radiation. *Proceedings of the Royal Society of London A* **114**, 243–265 (1927).
- [2] Wheeler, J. A. & Feynman, R. P. Interaction with the absorber as the mechanism of radiation. *Reviews of Modern Physics* **17**, 157–181 (1945).
- [3] Wheeler, J. A. & Feynman, R. P. Classical electrodynamics in terms of direct inter-particle action. *Reviews of Modern Physics* **21**, 425–433 (1949).
- [4] Feynman, R. P. The development of the space-time view of quantum electrodynamics. Nobelprize.org (1965). URL http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1965/feynman-lecture.html.
- [5] Jaynes, E. & Cummings, F. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proceedings of the IEEE* **51**, 89–109 (1963).
- [6] Haroche, S. & Kleppner, D. Cavity quantum electrodynamics. *Physics Today* **42**, 24–30 (1989).
- [7] Vahala, K. J. Optical microcavities. *Nature* **424**, 839–846 (2003).
- [8] Vernooy, D. W., Furusawa, A., Georgiades, N. P., Ilchenko, V. S. & Kimble, H. J. Cavity QED with high-Q whispering gallery modes. *Physical Review A* **57**, 2293–2296 (1998).
- [9] Aoki, T. *et al.* Observation of strong coupling between one atom and a monolithic microresonator. *Nature* **443**, 671–674 (2006).
- [10] Gerginov, V. *et al.* Uncertainty evaluation of the caesium fountain clock PTB-CSF2. *Metrologia* **47**, 65–79 (2010).
- [11] Münstermann, P., Fischer, T., Pinkse, P. & Rempe, G. Single slow atoms from an atomic fountain observed in a high-finesse optical cavity. *Optics Communications* **159**, 63–67 (1999).
- [12] Maxwell, J. C. A treatise on electricity and magnetism, vol. 2. *Macmillan & Co., London* **2**, 391 (1873).
- [13] Einstein, A. Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. *Annalen der Physik* **6**, 132–148 (1905).
- [14] Steck, D. A. Rubidium 85 D-line data (2008). URL <http://steck.us/alkalidata>.

- [15] Foot, C. J. *Atomic Physics* (Oxford University Press, 2005).
- [16] Chu, S., Bjorkholm, J., Ashkin, A. & Cable, A. Experimental observation of optically trapped atoms. *Physical Review Letters* **57**, 314–317 (1986).
- [17] Metcalf, H. J. *Laser Cooling and Trapping* (Springer, 1999).
- [18] Hänsch, T. W. & Schawlow, A. L. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications* **13**, 68–69 (1975).
- [19] Chu, S., Hollberg, L., Bjorkholm, J. E., Cable, A. & Ashkin, A. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Physical Review Letters* **55**, 48–51 (1985).
- [20] Lett, P. D. *et al.* Observation of atoms laser cooled below the doppler limit. *Physical Review Letters* **61**, 169–172 (1988).
- [21] Dalibard, J. & Cohen-Tannoudji, C. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *Journal of the Optical Society of America B* **6**, 2023–2040 (1989).
- [22] Anderson, M. H., Eschner, J. R., Matthews, M. R., Wieman, C. E. & Cornell, E. A. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science* **269**, 198–201 (1995).
- [23] Davis, K. B. *et al.* Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Physical Review Letters* **75**, 3969–3973 (1995).
- [24] Raab, E., Prentiss, M., Cable, A., Chu, S. & Pritchard, D. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters* **59**, 2631–2634 (1987).
- [25] Steane, A. M., Chowdhury, M. & Foot, C. J. Radiation force in the magneto-optical trap. *Journal of the Optical Society of America B* **9**, 2142–2158 (1992).
- [26] Marchi, A. D. The optically pumped caesium fountain: 10^{-15} frequency accuracy? *Metrologia* **18**, 102–116 (1982).
- [27] Ramsey, N. F. History of atomic clocks. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology* **88**, 301–320 (1983).
- [28] Müller, H., Peters, A. & Chu, S. A precision measurement of the gravitational redshift by the interference of matter waves. *Nature* **463**, 926–930 (2010).
- [29] Wynands, R. & Weyers, S. Atomic fountain clocks. *Metrologia* **42**, 64–79 (2005).
- [30] Lamporesi, G. *Determination of the gravitational constant by atom interferometry*. Phd. thesis, Università degli studi die Firenze (2006).
- [31] Williams, C. *et al.* Cold collision frequency shifts in a ^{87}Rb atomic fountain. *Physical Review Letters* **85**, 3117–3120 (2000).
- [32] Salomon, C. *et al.* High-accuracy measurement of the ^{87}Rb ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain. *Europhysics Letters* **45**, 558–564 (1999).

- [33] Castagna, N., Guena, J., Plimner, M. D. & Thomann, P. A novel simplified two-dimensional magneto-optical trap as an intense source of slow atoms. *European Physical Journal of Applied Physics* **34**, 21–30 (2006).
- [34] Castagna, N. *An intense, highly collimated continuous caesium fountain*. Phd. thesis, Universita di Torino (2006).
- [35] Berman, P. R. *Cavity Quantum Electrodynamics* (Academic Press, INC., 1994).
- [36] Schrödinger, E. Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik. *Naturwissenschaften* **23**, 807–812; 823–828; 844–849 (1935).
- [37] Raimond, J. M., Brune, M. & Haroche, S. Colloquium: Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity. *Reviews of Modern Physics* **73**, 565–582 (2001).
- [38] Purcell, E. M. . Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Physical Review* **69**, 681–681 (1946).
- [39] Goy, P., Raimond, J. M., Gross, M. & Haroche, S. Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission. *Physical Review Letters* **50**, 1903–1906 (1983).
- [40] Kippenberg, T. J. A. *Nonlinear Optics in Ultra-high-Q Whispering-Gallery Optical Microcavities*. Phd. thesis, California Institute of Technology (2004).
- [41] Rettenmaier, A. *Aktive Frequenzstabilisierung eines durchstimmbaren Flüster-galeriemoden-Mikroresonators ultrahoher Güte*. Diplomarbeit, Johannes-Gutenberg Universität Mainz (2009).
- [42] Vernooy, D. W., Ilchenko, V. S., Mabuchi, H., Streed, E. W. & Kimble, H. J. High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared. *Optical Letters* **23**, 247–249 (1998).
- [43] Knight, J. C., Cheung, G., Jacques, F. & Birks, T. A. Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper. *Optics Letters* **22**, 1129–1131 (1997).
- [44] Pöllinger, M., O’Shea, D., Warken, F. & Rauschenbeutel, A. Ultrahigh-Q tunable whispering-gallery-mode microresonator. *Physical Review Letters* **103**, 053901 (2009).
- [45] Sumetsky, M. Whispering-gallery-bottle microcavities: the three-dimensional etalon. *Optical Letters* **29**, 8–10 (2004).
- [46] Pöllinger, M. *Herstellung und spektrale Charakterisierung von abstimmbaren glas-faserbasierten Mikroresonatoren*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2006).
- [47] Loyer, Y., Meschede, D. & Rauschenbeutel, A. Tunable whispering-gallery-mode resonators for cavity quantum electrodynamics. *Physical Review A* **72**, 031801 (2005).
- [48] Drever, R. W. P. *et al.* Laser phase and frequency stabilisation using an optical resonator. *Applied Physics B* **31**, 97–105 (1983).

- [49] O'Shea, D., Rettenmaier, A. & Rauschenbeutel, A. Active frequency stabilization of an ultra-high Q whispering-gallery-mode microresonator. *Applied Physics B* **99**, 623–627 (2010).
- [50] Carmichael, H. J. *Statistical Methods in Quantum Optics 1* (Springer Verlag, Heidelberg, 2002).
- [51] Gerry, C. C. & Knight, P. L. *Introductory Quantum Optics* (Cambridge University Press, 2008).
- [52] Meschede, D., Walther, H. & Müller, G. One-atom-maser. *Physical Review Letters* **54**, 551–554 (1985).
- [53] Rempe, G., Schmidt-Kaler, F. & Walther, H. Observation of sub-poissonian photon statistics in a micromaser. *Physical Review Letters* **64**, 2783 (1987).
- [54] Dieckmann, K., Spreeuw, J. C., Weidemüller & Walraven, J. T. M. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Physical Review A* **58**, 3891–3895 (1998).
- [55] Sauer, J. A., Fortier, K. M., Chang, M. S., Hamley, C. D. & Chapman, M. S. Cavity QED with optically transported atoms. *Physical Review A* **69**, 051804 (2004).
- [56] Aoki, T. *et al.* Efficient routing of single photons by one atom and a microtoroidal cavity. *Physical Review Letters* **102**, 083601 (2009).
- [57] Vetsch, E. *et al.* Optical interface created by laser-cooled atoms trapped in the evanescent field surrounding an optical nanofiber. *Physical Review Letters* **104**, 203603 (2010).
- [58] Maunz, P. L. W. *Cavity cooling and spectroscopy of a bound atom-cavity system*. Doktorarbeit, Technische Universität München (2004).
- [59] Edelmann, C. *Vakuumphysik* (Spektrum Akademischer Verlag, 1998).
- [60] Wutz, M. *Handbuch Vakuumtechnik* (Vieweg Verlag, 1997).
- [61] Rehband, O. *Aufbau einer Vakuumapparatur zur Spektroskopie dünner molekularer Schichten auf ultradünnen Glasfasern*. Diplomarbeit, Johannes-Gutenberg Universität Mainz (2009).
- [62] Vernooy, D. *Cold Atoms in Cavity-QED for Quantum Information Processing*. Phd. thesis, California Institute of Technology (2000).
- [63] Birnbaum, K. M. Ultra-high vacuum chambers. Tech. Rep., California Institute of Technology (2005).
- [64] Abraham, E. R. I. & Cornell, E. A. Teflon feedthrough for coupling optical fibers into ultrahigh vacuum systems. *Applied Optics* **37**, 1762–1763 (1998).
- [65] Buck, J. R. *Cavity-QED in Microsphere and Fabry-Perot Cavities*. Phd. thesis, California Institute of Technology (2003).
- [66] GammaVacuum. Ion pumping of cesium and rubidium. Tech. Rep., 00.003.971 (2006).

-
- [67] Demtröder, W. *Laserspektroskopie* (Springer-Verlag, 2000).
- [68] Saleh, B. E. A. & Teich, M. C. *Fundamentals of Photonics* (John Wiley & Sons, Inc., 2007).
- [69] Donley, E. A., Heavner, T. P., Levi, F., Tataw, M. O. & Jefferts, S. R. Double-pass acousto-optic modulator system. *Review of Scientific Instruments* **76**, 063112 (2005).
- [70] Utfeld, C. *Aufbau einer Hochleistungsquelle für ultrakalte Atome*. Diplomarbeit, Johannes-Gutenberg Universität Mainz (2006).
- [71] Ott, H. Private Kommunikation (2010).
- [72] Towensend, C. G., Edwards, N. H., Cooper, C. J., Zetie, K. P. & Foot, C. J. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Physical Review A* **52**, 1423–1440 (1995).
- [73] Gibble, K. E., Kasapi, S. & Chu, S. Improved magneto-optic trapping in a vapor cell. *Optics Letters* **17**, 526–528 (1992).
- [74] Walker, T., Sesko, D. & Wieman, C. Collective behavior of optically trapped neutral atoms. *Physical Review Letters* **64**, 408–411 (1990).
- [75] Puppe, T. A. *Trapping and Observing Single Atoms in the Dark*. Doktorarbeit, Technische Universität München und Max-Planck-Institut für Quantenoptik Garching (2007).
- [76] Lamporesi, G. *Realizzazione di una fontana di atomi di rubidio per un interferometro atomico*. Master's thesis, Università di Firenze (2003).
- [77] Murphy, E. & Slattery, C. All about direct digital synthesis (DDS). Tech. Rep., Analog Devices, Inc. (2004).
- [78] Turchette, Q. A., Hood, C. J., Lange, W., Mabuchi, H. & Kimble, H. J. Measurement of conditional phase shifts for quantum logic. *Physical Review Letters* **75**, 4710–4713 (1995).
- [79] Nielsen, M. A., Chuang, I. & Grover, L. K. *Quantum computation and quantum information* (Cambridge University Press, 2000).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich einen Dank an alle aussprechen, die mich innerhalb des letzten Jahres unterstützt haben und auf diese Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein erster Dank gilt Professor Arno Rauschenbeutel, da er mir ermöglicht hat, meine Diplomarbeit auf diesem spannenden Gebiet der Physik in einer großartigen Arbeitsgruppe durchzuführen und mir bei Problemen stets mit einem positiven Wort zur Seite stand. Ich danke außerdem Professor Michael Ostrick für die Bereitschaft zur Übernahme des Zweitgutachtens dieser Arbeit.

Des Weiteren geht ein großer Danke an meine beiden Betreuer Christian Junge und Danny O'Shea für die tolle Atmosphäre im Labor und die Unterstützung innerhalb des letzten Jahres, insbesondere in den letzten, anstrengenden Wochen. Trotz einiger Rückschläge im Experiment habt auch ihr dazu beigetragen, dass ich jeden Tag mit frischer Motivation ins Labor gehen konnte.

Der gesamten Arbeitsgruppe Rauschenbeutel danke ich für das schöne Arbeitsklima, die gegenseitige Hilfe bei physikalischen Fragestellungen, die entspannenden Mittagspausen und den vielen Kaffee. Ein besonderer Dank geht dabei an Melanie Müller für die gegenseitige Rückenstärkung in den letzten, für uns beide sehr kräftezehrenden Wochen.

Einen herzlichen Dank möchte ich Christine Best und Elvira Stuck-Kerth aus dem Sekretariat aussprechen, welche mir bei Fragen zu organisatorischen Dingen stets weiterhelfen konnten. Außerdem bedanke ich mich bei Michael Boeßenecker aus der Elektronikwerkstatt und bei der Werkstatt des Instituts für die schnelle Bearbeitung der Aufträge während dem Zusammenbau der Vakuumapparatur. Ein Dank geht auch an die Vakuumwerkstatt des Instituts für Kernphysik für das Reinigen der Vakuumkomponenten sowie an Herrn Grieb, welcher den Umzug der optischen Tische in das neue Labor samt teilweise aufgebautem Experiment ermöglicht hat.

Außerdem möchte ich mich bei meinem Physiklehrer in der Oberstufe Herrn Dr. Suckow ganz herzlich bedanken, ohne dessen großartigen Physikunterricht ich womöglich nicht diese wunderbare Fach studiert hätte.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern und meiner Schwester für die Unterstützung innerhalb des letzten Jahres und während des gesamten Studiums. Auch allen meinen Freunden gilt ein großer Dank für ihr Verständnis und die vielen ermutigenden Worte in den letzten Wochen.

Last but not least geht ein ganz großer Dank an Katharina Hammann für die Hilfe und Unterstützung in den letzten Wochen und die schöne gemeinsame Zeit in den letzten Jahren.