
Resonator-Quantenelektrodynamik auf einem Mikrofallenchip

Tilo Steinmetz



München 2008

Resonator-Quantenelektrodynamik auf einem Mikrofallenchip

Tilo Steinmetz

Dissertation
an der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Tilo Steinmetz
aus Ettlingen

München, den 29. April 2008

Erstgutachter: Prof. Dr. Theodor W. Hänsch

Zweitgutachter: Prof. Dr. Khaled Karrai

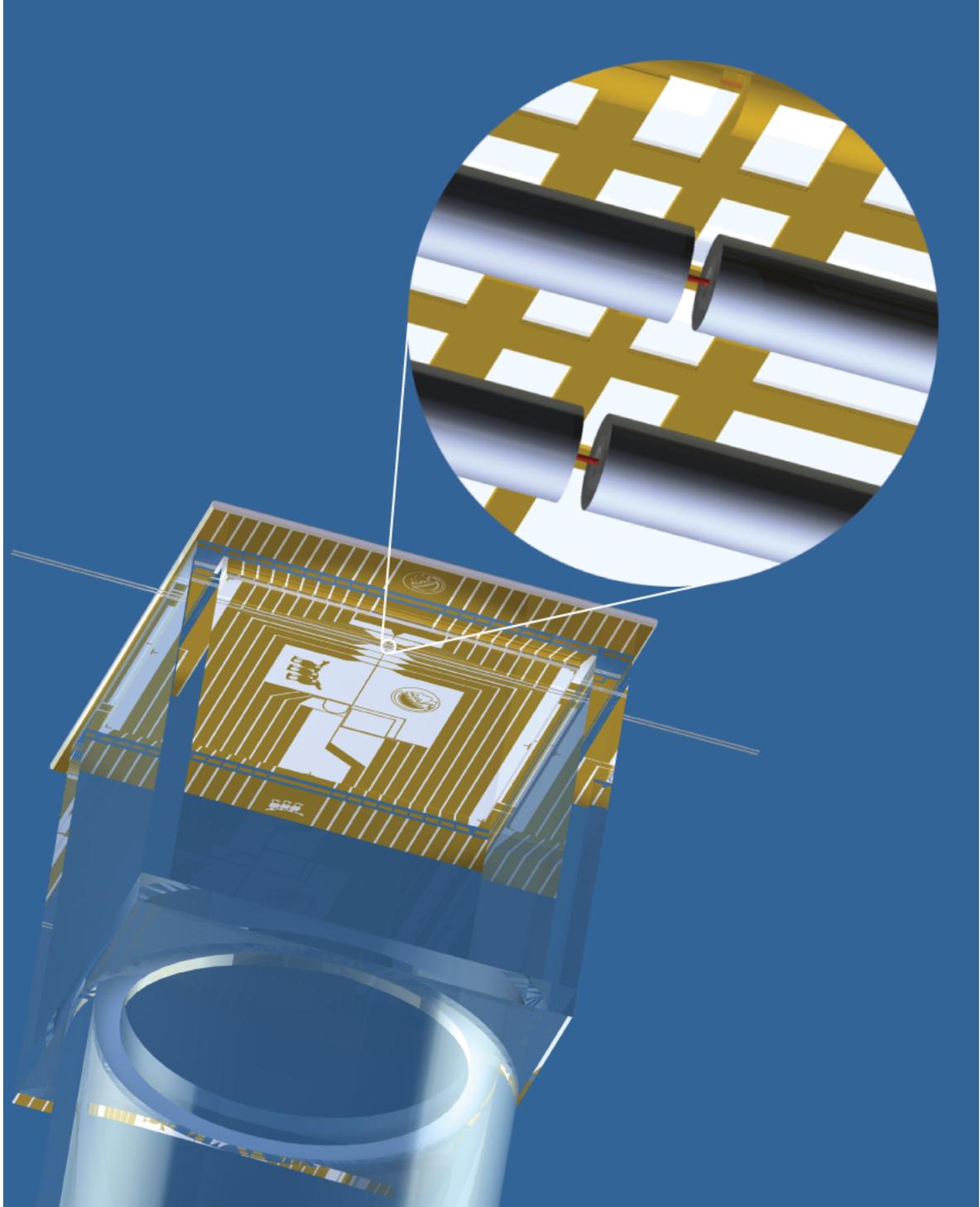
Tag der mündlichen Prüfung: 7. November 2008

Meinen Eltern

Zusammenfassung

In der vorliegenden Dissertation werden Experimente zur Resonator-Quantenelektrodynamik auf einem Mikrofallenchip beschrieben. Dabei konnte u. a. erstmals einzelne, in einer Chipfalle gefangene Atome detektiert werden. Hierfür wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuartiger optischer Mikroresonator entwickelt, der sich dank seiner Miniaturisierung mit der in unserer Arbeitsgruppe eingeführten Mikrofallentechnik zur Manipulation ultrakalter Atome kombinieren lässt. Für diesen Resonator werden Glasfaserenden als Spiegelsubstrate benutzt, zwischen denen sich eine stehende Lichtwelle ausbildet. Mit einem solchen *Faser-Fabry-Perot-Resonator* erzielen wir eine Finesse von bis zu $F \approx 37\,000$. Aufgrund der kleinen Modenvolumina kann trotz moderater Resonatorgüte die kohärente Wechselwirkung zwischen einem Atom und einem Photon so groß gemacht werden, dass das Regime der starken Atom-Resonator-Kopplung erreicht wird. Für die Ein-Atom-Ein-Photon-Kopplungsrate und die Ein-Atom-Ein-Photon-Kooperativität werden dabei Rekordwerte von $g_0 = 2\pi \cdot 300$ MHz bzw. $C_0 = 210$ erzielt.

Ebenso konnte erstmals das Regime starker Kopplung zwischen einem Bose-Einstein-Kondensat (BEC) und dem Feld eines Resonators hoher Güte erreicht werden. Das BEC wurde dabei mithilfe der magnetischen Mikrofallenpotentiale deterministisch an eine Position innerhalb des Resonators gebracht und zur Gänze in einen wohldefinierten Bauch einer zusätzlichen optischen Dipol-Stehwellenfalle im Resonator umgeladen. Das Spektrum des gekoppelten Atom-Resonator-Systems wurde für unterschiedliche Atomzahlen und Atom-Resonator-Verstimmungen vermessen, wobei ein kollektives Vakuum-Rabi-Splitting von mehr als 20 GHz erreicht werden konnte.



Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theorie	7
1.1 Grundlagen der Atom-Resonator-Wechselwirkung	7
1.1.1 Jaynes–Cummings-Modell	8
1.1.2 Tavis–Cummings-Modell	10
1.1.3 Multilevel-Kopplungsmodell	12
1.2 Theorie optischer Resonatoren	13
1.2.1 Einführung	14
1.2.2 Geometrie: Auswirkung auf Resonator-QED Parameter	19
1.2.3 Optische Resonatoren	21
1.2.4 Faser-Fabry–Perot-Resonatoren	23
1.3 Magnetische Mikrofallen	24
1.3.1 2D-Quadrupol-Draht-Falle	24
1.3.2 Dimple-Falle	27
1.3.3 3D-Quadrupol-Draht-Falle	29
1.3.4 Ioffe-Pritchard-Draht-Falle	30
2 Aufbau des Mikrofallenexperiments	31
2.1 Vakuumaufbau	31
2.1.1 Mikrofallensubstrate	32
2.1.2 Vakuumzelle	36
2.1.3 Vakuumapparatur	37
2.1.4 Rubidiumquelle	39
2.2 Experimentsteuerung	40
2.2.1 Spulenaufbau	41
2.2.2 Quadrupol U-Bügel, Substratkühlung	42
2.2.3 Elektrische Kontaktierung	43
2.3 Laseraufbau	44
2.3.1 MOT-Laser	46
2.3.2 Resonator-Laser	47
2.3.3 Absorptionsabbildung	50
2.4 Experimentelle Parameter der MOT-Phase	52
3 Faser-Fabry-Perot-Resonatoren	55
3.1 FFP-Resonator erster Generation	55
3.1.1 Transferbeschichtung	55
3.1.2 Charakterisierung des FFP-Resonators erster Generation	57
3.2 FFP-Resonatoren zweiter Generation	59

3.2.1	Oberflächenbearbeitung	59
3.2.2	Resonatorhalterung	60
3.2.3	Charakterisierung der FFP-Resonatoren zweiter Generation	62
3.3	Stabilisierung des Resonators	70
3.3.1	Intraresonatorordipolfalle	73
3.4	Parameter der FFP-Resonatoren	74
4	Atomdetektion mit einem FFP-Resonator niedriger Finesse	77
4.1	Mikrofallensubstrat in München	77
4.1.1	P-Quadrupolfalle	77
4.1.2	Quadrupoltransport	78
4.2	Atomdetektion im Wellenleiter	80
4.3	Elektrische Streufelder	81
4.4	Atom-Resonator Spektroskopie	82
4.5	Detektion kleiner Atomzahlen	83
5	Bose-Einstein-Kondensate in einem Resonator hoher Finesse	87
5.1	Mikrofallensubstrat in Paris	87
5.1.1	Atompräparation im Resonator	88
5.2	Erzeugung eines BECs im Resonator	90
5.2.1	RF-Evaporation	90
5.2.2	Oberflächenevaporation	92
5.2.3	90°-Drehung einer Dimplefalle	94
5.3	Charakterisierung der Detektionsfallen	98
5.3.1	Magnetfalle	98
5.3.2	Dipolfalle	101
5.4	Experimente mit einem BEC in einem optischen Resonator	103
5.4.1	Positionierung in der Stehwelle	103
5.4.2	Kollektives Vakuum-Rabi-Splitting	104
5.4.3	Aufheizen eines BECs	110
5.5	Atomdetektion durch Seitenanregung	113
6	Detektion einzelner Atome	115
6.1	Einzel-Atomdetektion im 2D-Wellenleiter	115
6.1.1	$g^{(2)}$ -Messung	117
6.2	Atomdetektion in der Resonatorordimplefalle	119
6.2.1	Atome zählen	119
6.2.2	Atomdetektion in der Dipolfalle	120
7	Ausblick	123
7.1	Experimente in naher Zukunft	123
7.2	Experimente mit zwei FFP-Resonatoren	124
7.3	Weiterentwicklung des CQED-Systems	124
A	Daten für ^{87}Rb und Konstanten	127
B	Rampen	129
B.1	Einfache Rampe: „TurnOn“	129
B.2	Feedforward	130
C	Magnetische Streufelder: le métro	131

Einleitung

Edward Mills Purcell hat im Jahre 1946 in einer kurzen Notiz die signifikante Erhöhung der spontanen Zerfallsrate eines Atoms vorhergesagt, welches über den Kernspin resonant an einen Radiofrequenz-Schwingkreis gekoppelt ist [1]. Diese Veröffentlichung wird gemeinhin als Geburtsstunde eines neuen Wissenschaftsfeldes betrachtet: der Resonator-Quantenelektrodynamik¹ (CQED). Das einfachste und fundamentalste System im Rahmen der CQED ist die Wechselwirkung zwischen einem einzelnen Atom und einem Resonator-Photon. Interessante Quantenphänomene können insbesondere dann beobachtet werden, wenn die Atom-Photon-Wechselwirkung das Regime der sogenannten starken Kopplung erreicht, was erstmalig 1963 von Jaynes und Cummings beschrieben wurde [2]. Dieses Regime liegt vor, wenn die Rate der kohärenten Atom-Photon-Kopplung größer ist als sämtliche Zerfallsraten des Systems. In diesem Fall ist die atomare Photonenemission nicht länger irreversibel, vielmehr kommt es zu einem periodischen, kohärenten Austausch der Anregung zwischen Atom und Resonator. Für zwei unterschiedliche spektrale Bereiche konnte mittlerweile starke Kopplung demonstriert werden; zum einen mit einzelnen hochangeregten Rydbergatomen innerhalb eines supraleitenden Mikrowellenresonators [3, 4], und zum anderen mit einzelnen neutralen Atomen im Feld eines optischen Resonators [5, 6]. Diese Pionierexperimente der CQED im Regime der starken Kopplung wurden zum einen mit Atomen aus einem Ofen und zum anderen mit lasergekühlten Atomen aus einer magnetooptischen Falle [7], beim freien Fall durch eine Resonatormode, durchgeführt. Dadurch waren sowohl die Wechselwirkungszeit, als auch die Ortsauflösung der Kopplung für diese Experimente limitiert. Eine vollständige Kontrolle über die Bewegung der Atome innerhalb des Resonators ist jedoch eine wichtige Voraussetzung für zukünftige Anwendungen der Resonator-Quantenelektrodynamik [8].

Atome im dreidimensionalen Bewegungsgrundzustand, wie er routinemäßig mit Bose-Einstein-Kondensaten (BEC) erzielt wird [9–11], bilden dabei einen idealen Ausgangspunkt. So kann ein BEC u. a. als Reservoir für einzelne Grundzustandsatome für die kontrollierte Atom-Photon-Kopplung dienen [12, 13], oder dazu benutzt werden, eine fundamental neue Situation zu schaffen, bei der N Atome, jedes gleich stark, an das Feld eines Resonators gekoppelt werden. Eine solche Zusammenführung zwischen der Physik ultrakalter Quantengase und der CQED wird erstmalig in der hier vorliegenden Arbeit demonstriert.

Neben der kontrollierten Positionierung und Speicherung von Atomen innerhalb der Resonatormode, wie es mit Ionenfallenexperimenten bereits eindrucksvoll gezeigt werden konnte [14], ist zudem ein deterministischer Transport der Atome über makroskopische Entfernungen, von der Position der magnetooptischen Falle bis hin zum Resonator, von besonderem Interesse. Eine Möglichkeit, diese Distanzen zu überbrücken,

¹engl. *Cavity Quantum Electrodynamics*

bieten optische Förderbänder [15–17]. Hier werden die Atome in Potentialbäuche einer verschiebbaren Dipolstehwellenfalle geladen, die senkrecht zur Resonatormode orientiert ist. Mithilfe resonatorinterner, fernverstimmter Dipolfallen [18] oder durch das nahresonante Resonatorfeld [19, 20] können die Atome schließlich innerhalb des Resonators gefangen werden. Betragen die Haltezeiten einzelner Atome in der Resonatormode anfänglich noch ~ 1 ms [19, 20], so konnte, unter Verwendung eines Resonator-Kühlmechanismus [21], die kontinuierliche Beobachtung eines einzelnen Atoms für 17 s erreicht werden [22].

Mit dem Transport der Atome in einer Dipolstehwellenfalle kann zwar die Position der Atome senkrecht zur Resonatormode eingestellt werden, eine exakte Lokalisierung entlang der Resonatorachse ist mit dieser Methode jedoch nicht möglich. Hierfür erweisen sich magnetische Mikrofallen als ideales Werkzeug. Die große Flexibilität in der Gestaltung von maßgeschneiderten Magnetfallenpotentialen erlaubt dabei eine genaue Positionierung der Atome in allen Raumrichtungen. In einem der ersten Experimente in unsere Arbeitsgruppe wurden lasergekühlte Atome mithilfe eines magnetischen Förderbandes kontrolliert über eine Strecke von 5 mm transportiert [23], sowie ein Bose–Einstein-Kondensat über 1,7 mm [24]. Mit einem weiteren Mikrofallenexperiment konnte sogar der Transport über eine Strecke von 24 cm demonstriert werden [25]. Ein Überblick über die Gestaltungsmöglichkeit magnetischer Mikrofallen kann den Experimenten in [26] abgelesen werden. Weitere bemerkenswerte Ergebnisse mit sogenannten Atomchips wurden allesamt mit Ensembles ultrakalter Atome durchgeführt [27–34]. Aufgrund großer Fortschritte in der Mikrofabrikation magnetischer Mikrofallen, zeichnen sich jedoch immer mehr Atomchipexperimente ab, die auf Einzelatomniveau durchführbar sind. So werden einzelne Atome auf einem Mikrofallenchip für die Quanteninformationsverarbeitung vorgeschlagen [35–38], Experimente zur Bestimmung der Atomzahlstatistik in stark korrelierten Vielteilchenzuständen möglich [39], oder die Erzeugung und Detektion kleiner BECs von Interesse [40, 41]. All diese Experimente verlangen einen auf einem Mikrofallenchip integrierten Einzelatomdetektor.

Im folgenden wird beispielhaft auf die Rolle einzelner Atome für die Quanteninformationsverarbeitung eingegangen, eine mögliche Implementierung eines Logikgatters auf einem Atomchip beschrieben und schließlich unterschiedliche Detektortypen für die Einzelatomdetektion auf einem Atomchip verglichen.

Einzelne Atome bieten sich als Träger von Quanteninformation für die Realisierung eines Quantencomputers in idealer Weise an: Sie lassen sich mit Laserlicht kühlen und fangen und in ein-, zwei- oder dreidimensionalen optischen Gittern anordnen [42, 43]. Mit dem Speichern der Information in atomaren Zuständen ist es jedoch nicht getan, vielmehr soll durch logische Gatteroperationen die Quanteninformation verarbeitet werden. Hierfür ist eine Wechselwirkung zwischen den Atomen notwendig. Damit solch ein Quantencomputer mit einer großen Zahl von stationären Quantenbits arbeiten oder gar in einem Netzwerk eingebunden werden kann, ist es zudem nötig, Quanteninformation von einer Stelle zu einer anderen zu übermitteln [44]. Beides lässt sich mit Photonen - fliegenden Qubits - bewerkstelligen [45]: Atome können Photonen emittieren und absorbieren und über diese in Wechselwirkung treten. Zugleich kann man in verschiedenen Photonenanzahlzuständen oder in den beiden möglichen Polarisationszuständen eines Photons Quanteninformation kodieren und über große Strecken senden, ohne dass Umwelteinflüsse dabei nennenswert stören. Allerdings erweist sich eine Verbindung der beiden Bausteine - Atome und Photonen - bislang als schwierig. Dies liegt insbesondere daran, dass die spontane Emission eines Photons für ein Atom im freien

Raum ein Zufallsprozess ist. Weder lässt sich kontrollieren wann, noch in welche Richtung das Atom ein Photon emittiert. Eine wohlkontrollierbare Schnittstelle zwischen einzelnen Atomen und Photonen, wie es in einem CQED-System gegeben ist, ist daher vonnöten.

Die ursprüngliche Motivation zur Konstruktion eines CQED-Systems auf einem Mikrofallenchip geht auf ein Phasengatterschema von T. Calarco et al. zurück [46], wobei der Resonator hier lediglich die Rolle eines Einzelatomdetektors einnimmt. Befinden sich zwei Atome mit internen Zuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ in zwei benachbarten Fallen, so können diese durch geschickte Wahl der Fallenparameter - in diesem Fall durch Zuhilfenahme von elektrostatischen Feldern - zustandsselektiv vereint und wieder getrennt werden (Abbildung 1). Die Atome nehmen nur dann eine Kollisionsphase auf, wenn sich beide im Zustand $|1\rangle$ befinden. Somit kann ein Phasengatter erzeugt werden, welches der in Abbildung 1 angegebenen Wahrheitstabelle gehorcht. Dieses fundamentale Zwei-Qubit-Quantengatter kann als Grundbaustein eines Quantencomputers betrachtet werden [47, 48]. Eine realistische Implementierung des oben beschriebenen Phasengatterschemas wurde von P. Treutlein aus unserer Arbeitsgruppe vorgeschlagen [37]. Hier wird die Zustandsabhängigkeit der Magnetfallenpotentiale durch die Überlagerung von lokalen, auf dem Mikrofallenchip erzeugten Mikrowellenpotentialen erreicht. Dass diese Gatteroperationen dabei in unmittelbarer Nähe zu einer sich auf Raumtemperatur befindenden Substratoberfläche stattfinden, hat auf die Kohärenz der Quantenoperation keinen Einfluss. Um dies zu verifizieren, haben wir Ramsey- und Spin-Echo-Experimente in einem Abstand von $9\ \mu\text{m}$ zum Mikrofallensubstrat durchgeführt und konnten dabei Kohärenzzeiten von 2,8 s erzielen [28].

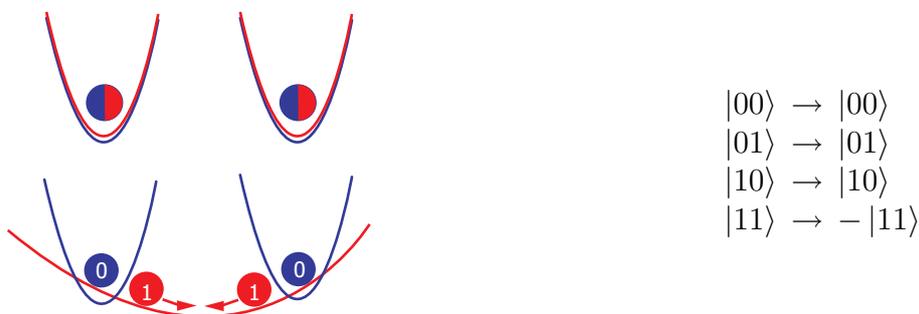


Abbildung 1: Kollisionsphasengatter für neutrale Atome. Durch die Kombination von magnetischen Feldern und Mikrowellenpotentialen auf einem Mikrofallenchip können Fallenpotentiale erzeugt werden, die von den internen Zuständen der Atome abhängig sind und die Wahrheitstabelle eines Zwei-Qubit-Quantengatters erfüllen.

Für die Detektion einzelner gefangener Atome in einer magnetischen Mikrofalle wurden in den letzten Jahren unterschiedlichste Detektortypen zur Integration auf einem Mikrofallenchip vorgeschlagen [49–51]. Die Hauptschwierigkeit hierbei besteht darin, die Resonatormode bis auf einen Abstand von $\sim 200\ \mu\text{m}$ zur Substratoberfläche zu bringen; die Verwendung eines traditionellen Fabry-Perot-Resonators kann wegen seiner makroskopischen Spiegelsubstrate daher bereits ausgeschlossen werden. Monolithische Mikroresonatoren wie Mikrosphären [52], Mikrotoroide [53] oder photonische Kristalle [54] bieten sich dagegen für eine Integration besser an. Diese Resonatoren haben jedoch den großen Nachteil, dass sich das Feldmaximum innerhalb des Resonatormediums befindet und exponentiell mit dem Abstand zur Oberfläche abfällt. Um eine starke Atom-Resonator-Wechselwirkung erzielen zu können, müssten die Atome

daher in einen Abstand zur Resonatoroberfläche gebracht werden, bei dem das Fangen in einer magnetischen Mikrofalle aufgrund des attraktiven Casimir-Polder-Potentials nicht mehr möglich ist. In der Arbeitsgruppe von C. Zimmermann wird eine Einzela-tomdetektion auf einem Mikrofallenchip durch Photoionisation und dem Einsatz eines Channeltrons angestrebt [55]. Diese Detektionsmethode verspricht zwar eine hohe Detektionseffizienz, hat jedoch den Nachteil, destruktiv zu sein.

Vor diesem Hintergrund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein faserbasierter Fabry-Perot-Resonator entwickelt, der sich dank seiner Miniaturisierung auf einen Mikrofallenchip integrieren lässt [56] und zudem das Regime der starken Atom-Resonator-Kopplung erreicht [57]. Ebenfalls wurde eigens für dieses Experiment ein neuartiger, kompakter Vakuumaufbau konzipiert, der die Skalierung eines CQED-Systems ermöglicht [58].

Gliederung der Arbeit

- Das erste Kapitel beschäftigt sich mit den theoretischen Grundlagen der Arbeit. Dabei werden Einführungen in die CQED, von Fabry-Perot-Resonatoren und magnetischen Mikrofallen gegeben.
- Kapitel 2 widmet sich dem experimentellen Aufbau. Es wird eine neuartige Vakuumanlage für Mikrofallenexperimente vorgestellt, die Herstellung der Mikrofallensubstrate beschrieben, sowie das Lasersystem für die Laserkühlung und den Resonatorbetrieb eingeführt.
- In Kapitel 3 werden die in dieser Arbeit benutzten Faser-Fabry-Perot-Resonatoren vorgestellt und vollständig charakterisiert. Der gesamte Resonatoraufbau, sowie dessen Integration auf einen Mikrofallenchip wird beschrieben und es wird auf die unterschiedlichen Stabilisierungsmethoden der Faserresonatoren eingegangen.
- Im vierten Kapitel werden die ersten CQED Experimente mit einem auf einem Mikrofallenchip integrierten Faserresonator niedriger Finesse beschrieben. Es wird eine Spektroskopie des gekoppelten Atom-Resonator-Systems durchgeführt und die Detektion kleiner Atomzahlen gezeigt.
- Kapitel 5 zeigt die erste starke Kopplung eines Bose-Einstein-Kondensats mit dem Feld eines optischen Resonators. Die große Flexibilität der Mikrofallen wird dabei durch die Positionierung eines BECs in nur einen Stehwellenbauch des Resonators demonstriert. Das Vakuum-Rabi-Splitting des gekoppelten Systems wird in Abhängigkeit zur Atomzahl und in Abhängigkeit zur Atom-Resonator-Verstimmung gemessen. Schließlich wird die Heizung eines BECs in Abhängigkeit zur Kopplung an die Resonatormode studiert.
- In Kapitel 6 wird die erstmalige Detektion einzelner, in einer Mikrofalle gefangener Atome demonstriert.
- Mit einem Ausblick über zukünftige Experimente und einer Diskussion über eine mögliche Verbesserung der FFP-Resonatoren schliesst die Arbeit mit dem 7. Kapitel.

Experimentumzug von München nach Paris

Dem Ruf meines Doktorarbeitbetreuers Jakob Reichel an die *Ecole Normale Supérieure* in Paris während meiner Promotionszeit habe ich es zu verdanken, dass ich in dieser Arbeit Ergebnisse aus zwei verschiedenen Laboratorien vorstellen kann: zum einen an der Fakultät für Physik der Ludwig-Maximilians-Universität in München und zum anderen aus dem Laboratoire Kastler-Brossel in Paris. Da der Umzug des Experiments zwischen München und Paris „adiabatisch“ stattgefunden hat, wird es auch keine eindeutige Zweiteilung des Manuskripts geben. Die Entwicklung und die Herstellung, sowohl der Mikrofallensubstrate als auch der Faserresonatoren, wurden für beide Experimente an der LMU in München durchgeführt; in welchem der beiden Labore welche Resultate erzielt wurden, wird aus dem Fließtext der Arbeit hervorgehen.

Kapitel 1

Theorie

Mit der Resonator-Quantenelektrodynamik (CQED) und der Physik ultrakalter Quantengase werden in dieser Arbeit erstmals zwei Teilgebiete der Atomphysik zusammengebracht, die über Jahre hinweg regelmäßig spektakuläre Ergebnisse hervorgebracht haben [9, 11, 19, 59–61]. Als Bindeglied zwischen den beiden Disziplinen wird die in unserer Arbeitsgruppe entwickelte Mikrofallentechnik eingesetzt [27, 35, 62]. Daher befasst sich das vorliegende Kapitel sowohl mit den theoretischen Grundlagen der fundamentalen Wechselwirkung zwischen Atomen und einem Lichtfeld als auch mit denen magnetischer Mikrofallen. Um eine geeignete Wahl der Resonatorparameter für dieses Experiment treffen zu können, wird nach einer Einführung über Fabry–Perot-Resonatoren die Abhängigkeit der Resonatorgeometrie auf die Resonator-QED-Parameter diskutiert.

1.1 Grundlagen der Atom-Resonator-Wechselwirkung

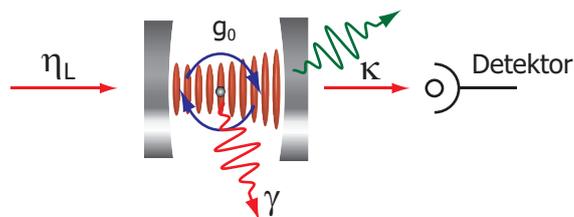


Abbildung 1.1: Das Atom-Resonator-System in schematischer Darstellung. Es sind γ und κ die Zerfallsraten für Atom und Resonator, g_0 die Atom-Resonator-Kopplungskonstante und η_L die Pumprate.

Im ersten Teilabschnitt dieses Kapitels wird eine theoretische Beschreibung des Atom-Resonator-Systems gegeben. Dabei wird die in Abbildung 1.1 schematisch dargestellte Wechselwirkung zwischen einem Atom und dem elektromagnetischen Feld innerhalb eines Resonators mit dem *Jaynes–Cummings*-Modell beschrieben. Eine Erweiterung dieses Modells auf N mit dem Resonatorfeld gekoppelter Atome führt uns direkt zum *Tavis–Cummings*-Modell. Schließlich wird mit einem einfachen Multilevel-Kopplungsmodell das Auftreten eines *Anticrossings* im gekoppelten N -Atome-Resonator-Spektrum erklärt.

1.1.1 Jaynes–Cummings-Modell

Die quantenmechanische Beschreibung der Wechselwirkung eines einzelnen, ruhenden Zwei-Niveau-Atoms mit dem quantisierten Lichtfeld eines optischen Resonators geht von einem Hamiltonoperator mit folgenden Anteilen aus:

$$H = H_{\text{Atom}} + H_{\text{Mode}} + H_{\text{int}}. \quad (1.1)$$

Die Bausteine dieses Hamiltonoperators sind in Abbildung 1.2 graphisch dargestellt, wobei a^\dagger und a die Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperatoren für Photonen in einem Resonator sind und der kanonischen Vertauschungsrelation $[a, a^\dagger] = 1$ für Bosonen gehorchen. $\sigma^+ = |e\rangle\langle g|$ entspricht dem atomaren Anregungsoperator und $\sigma^- = |g\rangle\langle e|$ dem dazu adjungierten Operator. Der Energieabstand des atomaren Grundzustands $|g\rangle$ zum angeregten Zustand $|e\rangle$ entspricht $\hbar\omega_A$ und die Resonanzfrequenz des Resonators ist $\omega_C / 2\pi$. In der sog. Drehwellennäherung¹ und der elektrischen Dipolnäherung erhält man aus (1.1) den sog. *Jaynes–Cummings-Hamiltonoperator* [2, 63]:

$$H_{\text{JC}} = \hbar\omega_A \sigma^+ \sigma^- + \hbar\omega_C a^\dagger a + \hbar g_1 (\sigma^+ a + \sigma^- a^\dagger) \quad (1.2)$$

Die Stärke der Atom-Resonator-Wechselwirkung wird durch die Kopplungskonstante

$$g_1(\mathbf{r}) = g_0 \psi(\mathbf{r}), \quad \text{mit} \quad g_0 = \sqrt{\frac{\omega_C}{2\hbar\epsilon_0 V}} \cdot \mu_{eg} \quad (1.3)$$

beschrieben und hängt vom Modenvolumen V , dem Dipolmatrixelement μ_{eg} des atomaren Übergangs und vom Aufenthaltsort \mathbf{r} des Atoms innerhalb der Resonatormode $\psi(\mathbf{r})$ ab (ϵ_0 ist die Permittivitätskonstante). Die TEM₀₀-Resonatorgrundmode lässt sich schreiben als:

$$\psi(\mathbf{r}) = \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda_C}\right) \cdot \exp\left[-\frac{y^2 + z^2}{w_0^2}\right], \quad (1.4)$$

wobei w_0 der Modenradius und $\lambda_C = 2\pi c / \omega_C$ die Wellenlänge der Resonatorstehwelle ist. Um eine möglichst große Kopplung zwischen Atom und Resonatorfeld zu erreichen, ist neben der Wahl eines kleinen Modenvolumens die genaue Positionierung des Atoms innerhalb der Resonatorstehwelle essentiell. Eine ausführliche Diskussion über den Einfluss der Resonatorgeometrie auf die Kopplungskonstante wird in Abschnitt 1.2.2 gegeben.

Durch Diagonalisieren des Hamiltonoperators H_{JC} gewinnt man die neuen Eigenzustände des gekoppelten Atom-Resonator-System. Diese sind Linearkombinationen der ungekoppelten Produktzustände $|g, n+1\rangle$ (Atom im Grundzustand und $n+1$ Photonen im Resonator) und $|e, n\rangle$ (Atom im angeregten Zustand und n Photonen im Resonator) und werden *dressed states* genannt:

$$|n+\rangle = \sin\theta_n |e, n\rangle + \cos\theta_n |g, n+1\rangle \quad (1.5)$$

$$|n-\rangle = \cos\theta_n |e, n\rangle - \sin\theta_n |g, n+1\rangle. \quad (1.6)$$

Der Kopplungswinkel θ_n ist durch

$$\tan\theta_n = \frac{\delta_n}{\Omega_n - \Delta_C} \quad (1.7)$$

¹engl. *rotating wave approximation* (RWA)

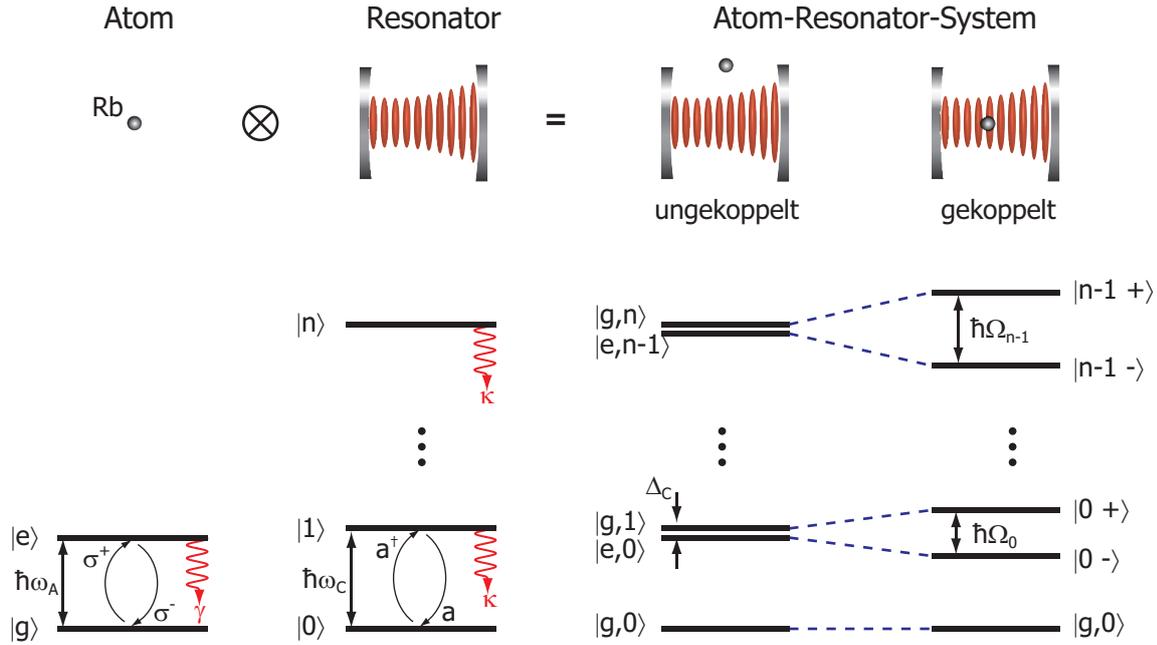


Abbildung 1.2: Jaynes–Cummings-Modell. Ein Zwei-Niveau-Atom mit Grundzustand $|g\rangle$ und angeregtem Zustand $|e\rangle$ wechselwirkt mit dem quantisierten Lichtfeld eines Resonators. Die Eigenzustände des gekoppelten Systems werden *dressed states* genannt, deren Energieniveaus um die effektive Rabi-Frequenz Ω_n aufgespalten werden.

definiert. Dabei ist

$$\Omega_n = \sqrt{\Delta_C^2 + \delta_n^2} \quad (1.8)$$

die effektive Rabi-Frequenz und $\Delta_C = \omega_C - \omega_A$ die Frequenzverstimmung zwischen der atomaren Übergangsfrequenz und dem Resonatorfeld.

$$\delta_n = 2g_1(\mathbf{r})\sqrt{n+1} \quad (1.9)$$

ist die n -Photonen-Rabi-Frequenz eines Atoms auf Resonanz. Die Energieeigenwerte der *dressed states* lauten

$$E_{n\pm} = \hbar\omega_C(n+1) \pm \frac{1}{2}\hbar\Omega_n. \quad (1.10)$$

Abbildung 1.2 zeigt schematisch das Energiespektrum des *Jaynes–Cummings-Modells*. Die Eigenzustände $|n\pm\rangle$ bilden dabei Doublets im Abstand $\hbar\omega_C$ mit einer Energieaufspaltung $\Delta E_n = \hbar\Omega_n$. Für einen leeren Resonator ($n = 0$) ist die Energieaufspaltung $\Delta E_0 = \hbar\Omega_0 = \hbar\sqrt{\Delta_C^2 + 4g_1^2}$ und wird als Normalmodenaufspaltung² bezeichnet. Ein angeregtes Atom in einem leeren Resonator reicht demnach aus, einen kohärenten Anregungsaustausch zwischen den Zuständen $|e, 0\rangle$ und $|g, 1\rangle$ mit der Frequenz Ω_0 zu starten, dieses Phänomen wird daher auch Vakuum-Rabi-Oszillation genannt. Für eine resonante Wechselwirkung ($\Delta_C = 0$) ist die Oszillationsfrequenz $2g_0$ und wird Vakuum-Rabi-Frequenz genannt.

Starke Kopplung

Damit das System überhaupt eine Rabi-Oszillation durchlaufen kann, bevor dissipativer Zerfall die kohärente Kopplung zerstört, muss das Atom „stark“ an die Resonatormode

²engl. *normal-mode splitting*

gekoppelt sein, d. h. die Kopplungskonstante g_0 muss größer sein als die Zerfallsraten für Atom (γ) und Resonator (κ); es gilt demnach die Bedingung

$$g_0 > \kappa, \gamma \quad (1.11)$$

zu erfüllen. Dieses Regime wird in der Resonator-QED als *strong-coupling limit* bezeichnet. Gilt für ein Atom-Resonator-System jedoch $g_0 < \kappa$, so wird dieser Grenzfall als *bad-cavity limit* bezeichnet. Weitere charakteristische Größen zur Beschreibung des Atom-Resonator-Systems sind die *kritische Photonenzahl* $n_0 = \frac{\gamma^2}{g_0^2}$, die angibt, bei welcher Intraresonatorphotonenzahl die kohärente Wechselwirkung zu sättigen beginnt, und die *kritische Atomzahl* $N_0 = \frac{2\kappa\gamma}{g_0^2}$; dies ist die mittlere Atomzahl im Resonator, bei welcher ein kohärenter Austausch beginnt zu überwiegen [64]. Ihr Kehrwert

$$C_0 = \frac{1}{N_0} = \frac{g_0^2}{2\kappa\gamma} \quad (1.12)$$

wird als *Kooperativität* bezeichnet. Ein System, für das $C_0 > 1$ gilt, bedeutet, dass bereits einzelne Quanten die Dynamik bestimmen und die kohärente Wechselwirkung dominiert. Dieses Kriterium kann auch von einem Resonator im *bad-cavity limit* erreicht werden. Voraussetzung hierfür ist, dass dieser die Bedingung $g_0^2/\kappa > \gamma$ erfüllt.

Purcell-Effekt

Befindet sich ein Atom in einem angeregten Zustand, so kann es durch spontanen Zerfall, unter Abgabe eines Photons, in den Grundzustand übergehen. Koppelt man das Atom hingegen stark an einen resonanten optischen Resonator hoher Finesse, so erfolgt die Emission des Photons bevorzugt in die Resonatormode³. Der Zerfall des Lichtfeldes im Resonator führt schließlich zu einem gerichtet emittierten Einzelphoton. Bereits im Jahr 1946 wurde von Purcell ein Effekt vorhergesagt, wonach die Spontanemission eines an einen Resonator gekoppelten Atoms erhöht ist [1]. Experimentell wurde der nach ihm benannte *Purcell-Effekt* zum ersten Mal von Goy et al. [67] mit Rydbergatomen in einem supraleitenden Mikrowellenresonator und von Heinzen et al. [68] in einem optischen Resonator gezeigt. Es gilt für die Gesamtzerfallsrate γ' des gekoppelten Atoms:

$$\gamma' = \gamma + \frac{g_0^2}{\kappa} = (1 + 2C_0)\gamma. \quad (1.13)$$

Der Faktor $F = (1 + 2C_0)$ heißt dementsprechend *Purcell-Faktor*.

1.1.2 Tavis–Cummings-Modell

Möchte man die kollektive Kopplung eines Ensembles bestehend aus N Zwei-Niveau-Atomen an eine Resonatormode studieren, so kann hierfür das *Tavis–Cummings-Modell* betrachtet werden [69]. Ausgangspunkt für dieses Modell sind N unbewegliche Atome, die alle identisch an eine Resonatormode mit der Kopplungskonstanten g_1 koppeln (Abbildung 1.3). Für das i -te Atom sind $|g_i\rangle$ und $|e_i\rangle$ der interne Grund- und angeregte Zustand. Sind zu Beginn alle Atome im Grundzustand $|\Psi_0\rangle = |g \dots g\rangle$, und wird

³Umgekehrt kann eine Reduzierung der Spontanemission durch einen das Atom umschließenden Resonator erreicht werden [65, 66].

das System schwach angeregt, so muss der erste angeregte Zustand die intrinsische Symmetrie der vorliegenden Situation erfüllen, daher gilt für ihn [70]

$$|\Psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} (|e, g \dots g\rangle + |g, e \dots g\rangle + \dots + |g \dots g, e\rangle). \quad (1.14)$$

Für den Kopplungsterm im Hamiltonoperator gilt:

$$\hat{V} = g_1 \left(\sum_i a |e_i\rangle \langle g_i| \right) + \text{h.c.} \quad (1.15)$$

Das Matrixelement g_N zwischen dem atomaren Grundzustand mit einem Photon in der Resonatormode $|1\rangle \otimes |\Psi_0\rangle$ und dem ersten atomaren angeregten Zustand ohne Photon im Resonator $|0\rangle \otimes |\Psi_1\rangle$ lässt sich daher schreiben als:

$$g_N = \langle 0| \otimes \langle \Psi_1| \hat{V} |\Psi_0\rangle \otimes |1\rangle = \sqrt{N} g_1 \quad (1.16)$$

$$\text{mit} \quad \bar{g}_1^2 = \frac{1}{N} \int \rho(\mathbf{r}) g_1^2(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (1.17)$$

und der atomaren Dichteverteilung $\rho(\mathbf{r})$. Die Kopplung des Ensembles an die Resonatormode kann demnach wie die Kopplung eines „Superatoms“ an die Mode betrachtet werden, wobei die Kopplungsstärke um einen Faktor \sqrt{N} erhöht ist. Im kollektiven *strong-coupling limit* $g_N > \kappa, \gamma$ oszilliert das Atomensemble zwischen seinem Grundzustand und einem symmetrischen angeregten Zustand, wobei eine einzelne Anregung von allen Atomen geteilt wird. Das gekoppelte N -Atome-Resonator System besitzt somit die Eigenenergien

$$E_{\pm} = \hbar\omega_A + \frac{\hbar}{2} \left(\Delta_C \pm \sqrt{\Delta_C^2 + 4g_N^2} \right). \quad (1.18)$$

Für die kollektive Kooperativität gilt dann

$$C_N = \frac{g_N^2}{2\kappa\gamma} = N C_1. \quad (1.19)$$

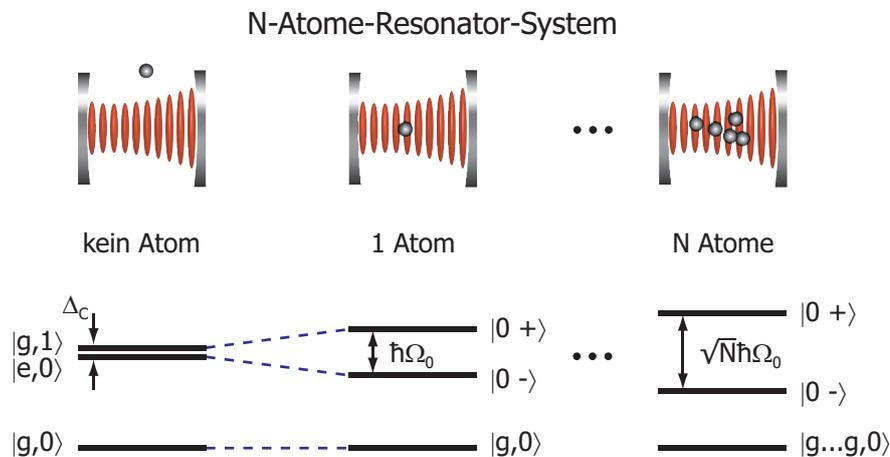


Abbildung 1.3: Die Wechselwirkung von N Zwei-Niveau-Atomen mit dem quantisierten Lichtfeld des Resonators vergrößert das Rabi-Splitting um einen Faktor \sqrt{N} .

1.1.3 Multilevel-Kopplungsmodell

In unserem Experiment werden ^{87}Rb Atome im $|F = 2\rangle$ -Hyperfeinniveau des $5S_{1/2}$ -Grundzustands gefangen. Dabei ist $\Delta_L = \omega_L - \omega_A$ die Verstimmung des Detektionslasers relativ zum $5S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5P_{3/2} |F' = 3\rangle$ Übergang der D_2 -Linie. Wenn die Verstimmung $|\Delta_L| \gtrsim 500$ MHz beträgt und somit größer als die Hyperfeinaufspaltung des angeregten Zustand $5P_{3/2}$ ist, so können die Übergänge $5S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5P_{3/2} |F' = 1,2,3\rangle$ im Ganzen betrachtet und die Atome als Zwei-Niveau Systeme beschrieben werden. Für die in diesem Experiment erreichten großen Atome-Resonator-Kopplungsstärken müssen jedoch zusätzliche Atomniveaus mitberücksichtigt werden, insbesondere wenn die Kopplung g_N in der Größenordnung der Hyperfeinaufspaltung des $5S_{1/2}$ -Grundzustands $\Delta_{\text{HFS}} = (E_{|F=2\rangle} - E_{|F=1\rangle})/\hbar \approx 2\pi \times 6,8$ GHz liegt und die Übergänge $|F = 1\rangle \rightarrow 5P_{3/2}$ und $|F = 2\rangle \rightarrow |\text{oberer dressed state}\rangle$ gleichzeitig resonant mit dem Detektionslicht werden. Diese neue Situation führt zu einem weiteren Übergang im Spektrum, geht man davon aus, dass sich bereits zu Beginn des Experiments eine kleine Zahl von Atomen im Zustand $|F = 1\rangle$ befinden.

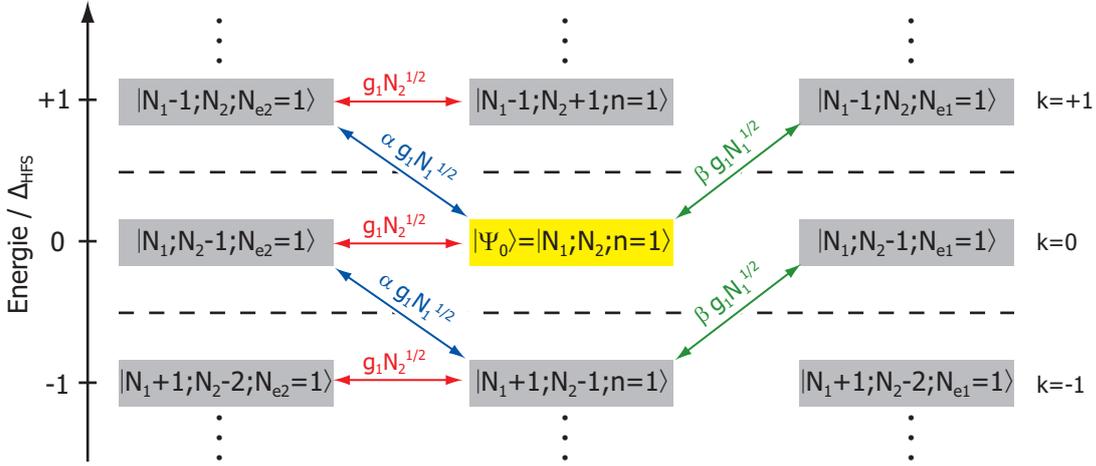


Abbildung 1.4: Darstellung der ersten angeregten Zustände die für die Berechnung des Resonatortransmissionsspektrums mitberücksichtigt werden. N_1 und N_2 sind die Zahl der Atome im $|F = 1\rangle$ und $|F = 2\rangle$ -Zustand. Die linke und rechte Spalte entsprechen den „atomähnlichen“ Zuständen, mit jeweils einem angeregten Atom. Die mittlere Spalte entspricht den „resonatorähnlichen“ Zuständen, mit jeweils einem Photon im Resonator. Die vertikale Achse ist die Energie in Einheiten der Hyperfeinaufspaltung Δ_{HFS} des Grundzustands. Der Ausgangszustand $|\Psi_0\rangle$ befindet sich im Zentrum. Die Verbindungspfeile zeigen die Kopplungsstärke an. Der Resonator ist auf den $5S_{1/2} |F = 2\rangle \rightarrow 5P_{3/2} |F' = 3\rangle$ -Übergang gestimmt, d. h. $\Delta_C = 0$.

Mithilfe eines Vier-Niveau-Atom Modells kann dieser neue Übergang erklärt werden. Die Niveaus des Modells bestehen aus den beiden Grundzuständen $|g_{1,2}\rangle \equiv 5S_{1/2} |F = 1, 2\rangle$ mit den Energien $-\hbar\Delta_{\text{HFS}}$ und 0 , und den angeregten Zuständen $|e_{1,2}\rangle$ mit der Energie $\hbar\omega_A$. Die Atom-Resonatorkopplung kann somit in Drehwellennäherung geschrieben werden als:

$$\hat{V}_1 = \hat{\mathbf{D}} \cdot \hat{\mathbf{E}} = \hbar g_1 a (|e_1\rangle \langle g_2| + \alpha |e_1\rangle \langle g_1| + \beta |e_2\rangle \langle g_1|) + \text{h.c.} \quad (1.20)$$

wobei die Parameter $\alpha, \beta \lesssim 1$ von der Polarisation des Resonatorfelds abhängen. Ein allgemeiner Zustand des N -Atome + Resonator-Systems wird durch die Anzahl

der Atome in jedem Zustand und die Zahl der Photonen im Resonator beschrieben: $|\Psi\rangle = |N_{g_1}; N_{g_2}; N_{e_1}; N_{e_2}; n\rangle$. Der Ausgangszustand des Systems ist $|N_1; N_2; 0; 0; 0\rangle$, wobei die Annahme gemacht wird, dass sich ein relativ kleiner Anteil der Atome $N_1 \ll N_2$ im $|F=1\rangle$ -Zustand befindet. Wird der Resonator schwach durch den Detektionslaser gepumpt, so wird das System zum „resonatorähnlichen“ Zustand $|\Psi_0\rangle = |N_1; N_2; 0; 0; 1\rangle$ angeregt. Dieser Zustand koppelt wiederum mit weiteren Zuständen, die dieselbe Anzahl an Anregungen $M = N_{e_1} + N_{e_2} + n = 1$ besitzen. Verallgemeinert lassen sich diese Zustände schreiben als $|N_1 - k; N_2 + k - N_e; N_{e_1}; N_{e_2}; n\rangle$, mit $N_e = N_{e_1} + N_{e_2}$ und k eine ganze Zahl (Abbildung 1.4). Für wachsendes $|k|$ werden die Zustände mit den Energien $\sim k \times \hbar\Delta_{\text{HFS}}$ zunehmend weniger resonant mit dem ursprünglichen Zustand $|\Psi_0\rangle$. Daher beschränken wir uns auf die Werte $k = -3 \dots 3$ und diagonalisieren die Kopplung \hat{V}_1 des 3×7 -dimensionalen Unterraums. Jede Eigenenergie E entspricht einem Maximum im Frequenzspektrum bei einer Verstimmung $\delta \equiv (E - E_{\Psi_0})/\hbar = \omega_L - \omega_C$, mit einer Gewichtung $\sim |\langle\Psi|\Psi_0\rangle|^2$. Ist der Resonator auf den $5S_{1/2} |F=2\rangle \rightarrow 5P_{3/2} |F'=3\rangle$ Übergang gestimmt ($\Delta_C = 0$), dann wird durch das Multilevel-Kopplungsmodell ein *Anticrossing* im positiven Teil des Spektrums ($\delta > 0$) vorhergesagt, nämlich genau dann, wenn die zweifache Resonanzbedingung $g_1\sqrt{N_2} = \Delta_{\text{HFS}}$ erfüllt ist. Das *Anticrossing* liegt bei einer Frequenz $\delta = \Delta_{\text{HFS}}$ und die Frequenzaufspaltung beträgt $\sim \beta g_1\sqrt{N_1}$ (Abbildung 1.5).

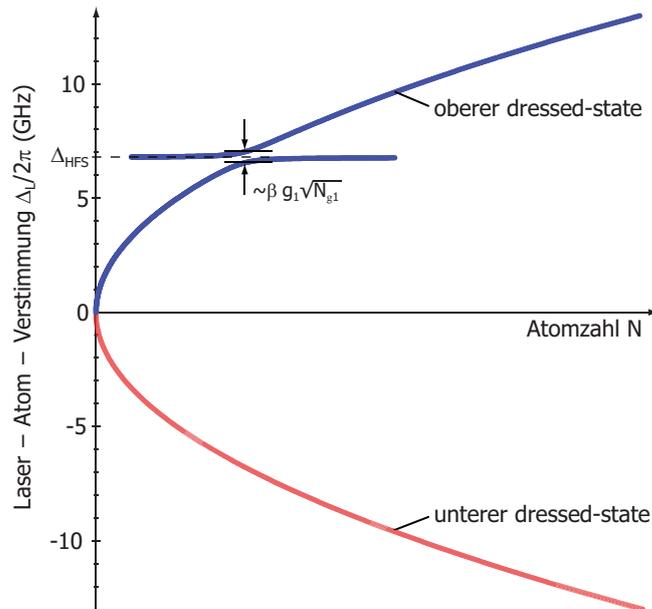


Abbildung 1.5: Resonatortransmissionsspektrum in Abhängigkeit zur Intraresonatoratomzahl N berechnet mithilfe des einfachen Multilevel-Kopplungsmodells. Ein *Anticrossing* im Spektrum tritt bei der Frequenz $\delta = \Delta_{\text{HFS}}$ auf, wobei die Frequenzaufspaltung $\sim \beta g_1\sqrt{N_{g_1}}$ beträgt. Für die Berechnung wurde $\Delta_C = 0$, $\alpha = 0$, $\beta = 1$, $N_1/N_2 = 0.25\%$ benutzt.

1.2 Theorie optischer Resonatoren

Der nun folgende Abschnitt wird die theoretischen Grundlagen eines Fabry-Perot-Resonators zusammenfassen. Ziel ist es, sämtliche Resonatorgrößen einzuführen, die zur Charakterisierung eines Resonator-QED-Systems benötigt werden. Um schließlich die

geeigneten Parameter für den Resonator dieser Arbeit wählen zu können, wird der Einfluss der Resonatorgeometrie auf die relevanten Resonator-QED-Parameter diskutiert. Einem kurzen Überblick über bereits existierende optische Resonatortypen folgt die Einführung des Mikroresonators dieser Arbeit.

1.2.1 Einführung

Das nach ihren Begründern Charles Fabry und Alfred Perot⁴ benannte Fabry–Perot-Interferometer wurde in ihrer Arbeit *Sur les franges des lames minces argentées et leur application à la mesure de petites épaisseurs d'air* 1897 zum ersten Mal vorgestellt [72]. Die Erweiterung des dort gezeigten Prinzips der Vielstrahlinterferenz auf optische Resonatoren mit transversalen Moden wird z. B. in [73] ausführlich beschrieben.

Stabilität

Ein Resonator ist genau dann stabil, wenn ein Gaußstrahl nach beliebig vielen Umläufen den Resonator nicht durch Aufweiten seines Strahldurchmessers verlassen hat. Mithilfe der Matrixdarstellung (ABCD-Matrix) der paraxialen Optik [74] lässt sich eine einfache Ungleichung für Resonatoren ableiten, die nur von der Resonatorlänge d und den Krümmungsradien $r_{1,2}$ der Resonatorspiegel abhängt:

$$0 \leq \left(1 - \frac{d}{r_1}\right) \left(1 - \frac{d}{r_2}\right) \leq 1. \quad (1.21)$$

Diese Ungleichung beschreibt die Bereiche stabiler Resonatorgeometrien und ist graphisch in Abbildung 1.6 a) dargestellt. Sie kann als Stabilitätskriterium für optische Resonatoren betrachtet werden.

Geometrie

Durch die Krümmungsradien und den Abstand zweier Spiegel wird die Form des Lichtfeldes im Resonator vollständig bestimmt [75]. Betrachtet man zwei Spiegel mit den Krümmungsradien $r_{1,2}$ in einem Abstand d , so bildet sich eine Mode aus, deren Strahl-taille $2w_0$ durch

$$w_0^2(r_1, r_2, d) = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{d(r_1 - d)(r_2 - d)(r_1 + r_2 - d)}{(r_1 + r_2 - 2d)^2}} \quad (1.22)$$

gegeben ist und sich in einem Abstand

$$t_{1(2)} = \frac{d(r_{2(1)} - d)}{r_1 + r_2 - 2d} \quad (1.23)$$

vom ersten (zweiten) Spiegel entfernt befindet (Abbildung 1.6 b). Zudem sind noch die Strahldurchmesser $2w_1$ und $2w_2$ auf den Spiegeloberflächen von besonderem Interesse. Sie sind gegeben durch

$$w_{1,2}^2(r_1, r_2, d) = \frac{\lambda r_{1,2}}{\pi} \sqrt{\frac{r_{2,1} - d}{r_{1,2} - d} \frac{d}{r_1 + r_2 - d}}. \quad (1.24)$$

⁴Obwohl A. Perot seine Veröffentlichungen mit *A. Pérot* unterzeichnet hat, wird in dieser Arbeit die „offizielle“ Schreibweise, also die der Geburtsurkunde, ohne *accent aigu* benutzt [71].

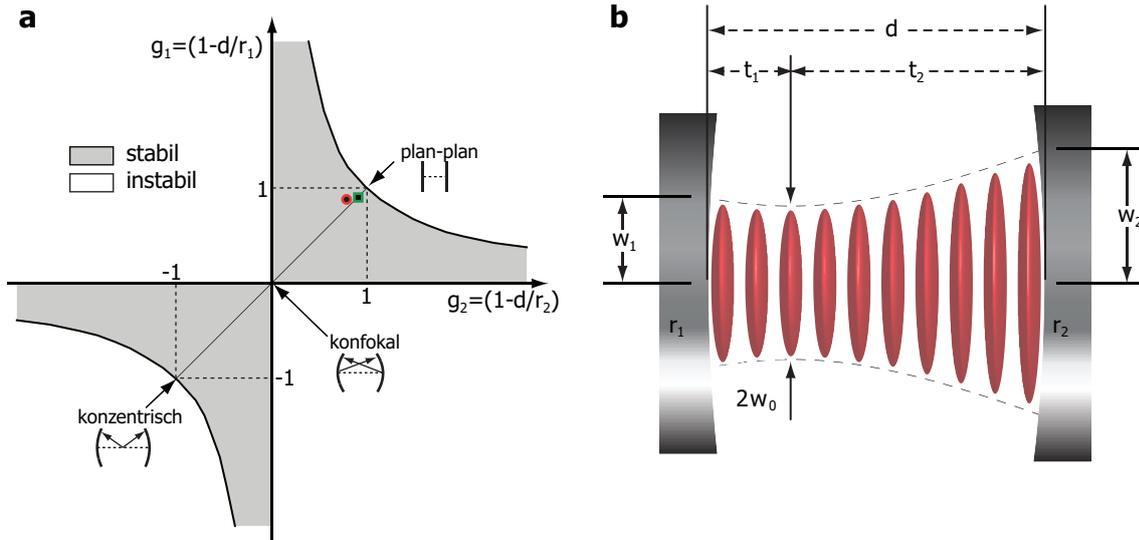


Abbildung 1.6: a) Stabilitätsdiagramm für Fabry-Perot-Resonatoren. Die grau unterlegten Flächen kennzeichnen Bereiche, in denen ein stabiler Resonatorbetrieb möglich ist. Für Resonatoren, die aus zwei konkaven Spiegeln bestehen, gilt $g_1, g_2 < 1$, mit $g_{1,2} = 1 - \frac{d}{r_{1,2}}$. Im ersten Quadranten sind diejenigen Resonatoren angesiedelt, bei denen der Spiegelabstand kleiner als der Krümmungsradius ist, im dritten Quadranten ist der Spiegelabstand größer als der Krümmungsradius. Stabile Resonatoren mit einem konvexen Spiegel sind in den Bereichen $g_1 > 1$ oder $g_2 > 1$ zu finden. Symmetrische Resonatoren befinden sich auf der Geraden $g_1 = g_2$. Die in dieser Arbeit benutzten Resonatoren sind jeweils durch ein grünes Kästchen (München-Experiment) und einem roten Kringel (Paris-Experiment) im Stabilitätsdiagramm eingezeichnet. b) Die geometrischen Parameter, Krümmungsradien $r_{1,2}$ und Spiegelabstand d eines Fabry-Perot-Resonators bestimmen die Form des Resonatorfeldes.

In Abbildung 1.7 sind der Tailenradius und die Strahlradien auf den Spiegeloberflächen in Abhängigkeit des Abstandes der beiden Resonatorspiegel dargestellt. Für den Graphen wurde (o.B.d.A.) ein Spiegelpaar mit unterschiedlichen Krümmungsradien $r_{(1,2)} = (450, 150) \mu\text{m}$ gewählt, welches in einem der beiden Versuchsaufbauten dieser Arbeit zum Einsatz kommt. Hieraus ist ersichtlich, dass sich eine minimale Taille entweder für einen Spiegelabstand $d = 0$ oder für einen Abstand $d = r_2$ ergibt. Der Strahldurchmesser auf dem Spiegel mit dem größeren Krümmungsradius (r_1) unterscheidet sich nur wenig von dem der Strahlteile, wohingegen der Strahldurchmesser auf dem stärker gekrümmten Spiegel (r_2) für einen Spiegelabstand von $d = r_2$ divergiert. Dieser Effekt muss bei der Wahl der Resonatorlänge für das Resonator-QED-Experiment mitberücksichtigt werden.

Modenvolumen

Das Modenvolumen V eines Fabry-Perot-Resonators erhält man durch Integration über die Resonatorgrundmode (1.4):

$$V = \int |\psi(\mathbf{r})|^2 dV = \frac{\pi w_0^2}{4} d. \quad (1.25)$$

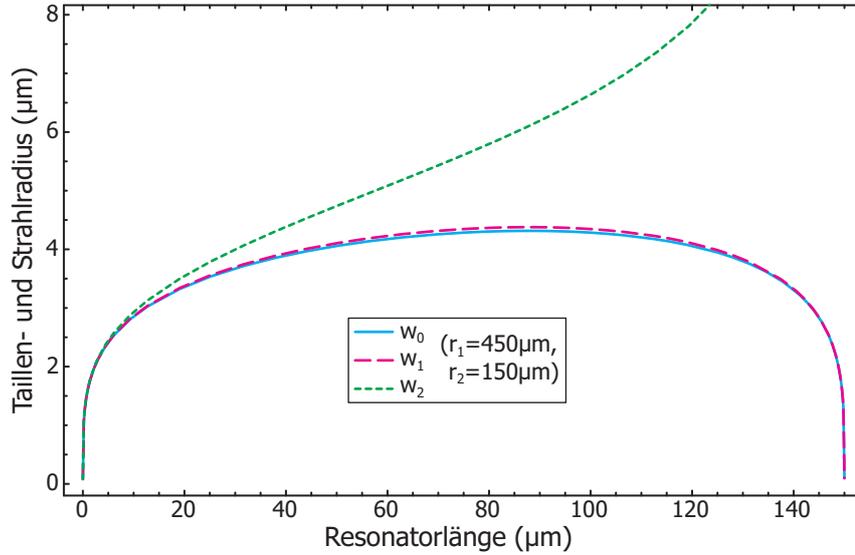


Abbildung 1.7: Tailenradius w_0 und Strahlradius $w_{1,2}$ auf den Spiegeln in Abhängigkeit vom Spiegelabstand d für gegebene Spiegelradien $r_{1,2} = (450, 150) \mu\text{m}$. Diese Konfiguration entspricht in etwa der einer plan-konkaven Resonatorgeometrie, bei der die Taille auf dem planen Spiegel zu liegen kommt.

Hieraus ist ersichtlich, dass das Modenvolumen nur von der Resonatorlänge und der Strahltaile bzw. mit (1.22) von der Resonatorlänge und den Krümmungsradien der Spiegel abhängt.

Resonanzeigenschaften

Um eine quantitative Aussage über das Resonanzverhalten eines Resonators machen zu können, muss man alle Anteile einer einlaufenden Welle betrachten, die sich an jeder Grenzfläche in Reflektivität R , Transmission T und Verluste L aufteilt und die Erhaltungsgleichung $R + T + L = 1$ erfüllt. Durch Vielstrahlinterferenz ergeben sich für die vom Resonator transmittierte Intensität I_{trans} und reflektierte Intensität I_{refl} die Gleichungen:

$$I_{\text{trans}} = \frac{T^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(kd)} \quad (1.26)$$

$$I_{\text{refl}} = (R + T) \left[1 - \frac{(1 - R)^2 - \frac{RL^2}{R+T}}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2(kd)} \right]. \quad (1.27)$$

Dabei sind $k = 2\pi/\lambda = 2\nu/c$ die Wellenzahl und d der Spiegelabstand. Aus Gleichung (1.26) ergibt sich eine periodische Folge von Transmissionsmaxima bzw. Transmissionsminima im Abstand $\Delta(kd) = \pi$ mit den Werten:

$$I_{\text{trans}}^{\text{res}} = \frac{T^2}{(1 - R)^2} = \frac{T^2}{(T + L)^2} \quad (1.28)$$

$$I_{\text{refl}}^{\text{res}} = \frac{RL^2}{(1 - R)^2}. \quad (1.29)$$

Der Frequenzabstand

$$\Delta\nu = \frac{c}{2d} \quad (1.30)$$

zwischen zwei aufeinanderfolgenden Resonanzen wird auch freier Spektralbereich⁵ (FSR) genannt und ist lediglich vom Abstand der Resonatorspiegel abhängig. Neben der Grundmode (1.4) gibt es Moden höherer Ordnung (sog. Laguerre-Gauß-Moden), die die Bedingungen für einen stabilen Resonatorbetrieb ebenfalls erfüllen. Diese Moden besitzen gegenüber der Grundmode eine Phasenverschiebung, die von der Modenordnung (p, l) abhängt. Die verallgemeinerte Resonanzfrequenzen sieht dann wie folgt aus:

$$\nu_{n,p,l} = \frac{c}{2d} \left(n + \frac{2p+l+1}{\pi} \arccos \sqrt{g_1 g_2} \right). \quad (1.31)$$

Hier ist n die longitudinale Modenordnung und gibt die Zahl der Intensitätsmaxima im Resonator an, p und l sind die Modenordnungen der Laguerre-Polynome, mit denen sich die zugehörigen Lösungen der Wellengleichung mathematisch beschreiben lassen.

Aus Gleichung (1.26) lässt sich die Linienbreite $\delta\nu$ der Resonanz⁶ (FWHM) bestimmen:

$$\delta\nu \approx \frac{(1-R)}{\pi\sqrt{R}} \Delta\nu. \quad (1.32)$$

Wie leicht zu sehen, ist die Breite einer Resonanz von den Beschaffenheiten der Spiegel abhängig; je größer die Reflektivität der Spiegel, desto schmaler ist die Resonanzlinie. Allerdings ist die Resonatorlinienbreite auch direkt proportional zum Abstand der Resonatorspiegel (s. 1.30); je größer der Spiegelabstand, desto schmaler die Resonanzlinie. Das Verhältnis der Resonanzfrequenz ν zur Linienbreite der Resonanz wird als Güte Q des Resonators bezeichnet:

$$Q = \frac{\nu}{\delta\nu}. \quad (1.33)$$

Für eine längenunabhängige Charakterisierungsgröße des Resonators definiert man die dimensionslose Größe *Finesse* F als:

$$F = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} \approx \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}. \quad (1.34)$$

Dämpfungsrate

Unterbricht man die den Resonator treibende externe Lichtquelle, so klingt die gespeicherte Energie aufgrund von Absorption, Streuung und der Auskopplung durch die teildurchlässigen Spiegel zeitlich ab. Die Abklingzeit τ , nach der die Intensität auf den $1/e$ -ten Teil gefallen ist, ergibt sich zu:

$$\tau = \frac{1}{2\pi\delta\nu}. \quad (1.35)$$

Die Amplitude des elektrischen Feldes zerfällt mit der doppelten Zeitkonstanten, weshalb für die Dämpfungsrate κ des Resonators gilt:

$$\kappa = \frac{1}{2\tau} = \frac{\pi c}{2Fd}. \quad (1.36)$$

Mit den Gleichungen (1.30, 1.35) für $\Delta\nu$ und $\delta\nu$, sowie der Definition der Finesse (1.34) erhält man die Beziehung

⁵engl. *free spectral range*

⁶engl. *full width at half maximum*

$$F = \frac{\pi c \tau}{d} = \pi N. \quad (1.37)$$

Hieraus erkennt man, dass die Finesse (genauer F/π) als Maß für die Anzahl der Umläufe eines Photons im Resonator betrachtet werden kann, bevor es diesen wieder verlässt.

Verlustmechanismen

Für Experimente mit Resonatoren hoher Güte ist die Charakterisierung der Spiegelsubstrate von großer Bedeutung, da die Dämpfung des Feldes im Resonator im Wesentlichen durch zwei Verlustmechanismen bestimmt wird. Einerseits sind es die Transmissionsverluste durch die beiden Resonatorspiegel T_1 und T_2 , andererseits sind dies die Absorptions- und Streuverluste $L_i = (A + S)_i$ je Spiegel und Umlauf. Die Streuverluste S_i eines Spiegels haben ihren Ursprung in der Oberflächenrauigkeit der Spiegelsubstrate, da diese Rauigkeit von den aufgedampften, dielektrischen $\lambda/4$ -Schichten beibehalten, wenn nicht sogar verstärkt werden und somit Streuzentren im Resonator verursachen. Für die Streuverluste gilt die Beziehung

$$S_i = \left(\frac{4\pi\sigma_{\text{rel}}}{\lambda} \right)^2. \quad (1.38)$$

Die mittlere Rauigkeit σ_{rel} der Oberfläche kann mithilfe eines Raster-Kraft-Mikroskops gemessen werden. Die Absorptionsverluste A_i eines Spiegels hängen im Wesentlichen von der Qualität des dielektrischen Schichtsystems ab. Die Herstellung eines solchen Schichtsystems ist ein sehr komplexer Prozess und wird in seiner Vollendung nur von sehr wenigen Firmen beherrscht, umso mehr ist die Bestimmung der Absorptionsverluste ein wichtiger Teil ihrer Arbeit. Die in (1.34) eingeführte Finesse eines Resonators lässt sich nun alternativ durch diese Verluste darstellen:

$$F \approx \frac{2\pi}{T_1 + T_2 + L_1 + L_2} = \frac{\pi}{T + L}. \quad (1.39)$$

Die hier gemachte Annahme zweier identischer Spiegel ($T_1 = T_2 = T$, $L_1 = L_2 = L$) ist dann gerechtfertigt, wenn das Beschichtung beider Spiegel im gleichen Bedampfungsprozess hergestellt wurde und die Spiegelsubstrate vergleichbare Oberflächenqualität besitzen.

Umgekehrt lassen sich, bei nichtvorhandenen Spiegelschichtdaten, mithilfe einer vollständigen Charakterisierung eines Fabry–Perot-Resonators die Verlustmechanismen separat bestimmen. Hierfür muss, neben der Bestimmung der Finesse, die eingekoppelte Leistung P_{in} , die transmittierte Leistung P_{trans} und die reflektierte Leistung P_{refl} am Resonator gemessen werden. Diese Messgrößen gehorchen der Beziehung [76]:

$$\frac{P_{\text{trans}}}{P_{\text{refl}} - P_{\text{in}}} = \frac{T^2 \left(\frac{F}{\pi}\right)^2}{L^2 \left(\frac{F}{\pi}\right)^2 - 1}. \quad (1.40)$$

Zusammen mit (1.39) sind die beiden Größen T und L vollständig bestimmt. Nach T und L aufgelöst erhält man:

$$T = \frac{\pi}{F} \left(\frac{2P_{\text{trans}}}{P_{\text{in}} - P_{\text{refl}} + P_{\text{trans}}} \right) \quad (1.41)$$

$$L = \frac{\pi}{F} \left(\frac{P_{\text{in}} - P_{\text{refl}} - P_{\text{trans}}}{P_{\text{in}} - P_{\text{refl}} + P_{\text{trans}}} \right). \quad (1.42)$$

Geometrische Verluste

Neben den Verlusten aus Absorption und Streuung an den Spiegeln müssen wir, ob der Miniaturisierung der Spiegelsubstrate durch Glasfasern, Verluste durch die endliche Ausdehnung der Spiegelflächen mitberücksichtigen. Pro Umlauf kommt es zu einem Abschneideverlust

$$\eta_i = e^{-\frac{2a_i^2}{w_i^2}} \quad (1.43)$$

an den Spiegeln i , die den Verlusten in (1.39) hinzuaddiert werden müssen, wobei a_i der Radius der effektiven Spiegelfläche ist und w_i der Strahldurchmesser (1.24) auf ebendiesem Spiegel. Für $w_i \approx 2,63a_i$ betragen die Verluste bereits 1 ppm. Wie in Abbildung 1.7 zu sehen, wächst der Strahlradius w_1 auf dem Spiegel R_1 mit zunehmendem Spiegelabstand und damit auch die Verluste η_1 . Für einen asymmetrischen Resonator können die Verluste auf dem zweiten Spiegel vernachlässigt werden, da $\eta_2 \rightarrow 0$ für $w_2 \rightarrow 0$. Im Falle eines symmetrischen Resonators müssen die Verluste jedoch von beiden Spiegeloberflächen mitberücksichtigt werden, da für die konzentrische Resonatorgeometrie ($d = 2R$) die Strahldurchmesser auf beiden Spiegeln divergieren. Eine Betrachtung der Finesse (bzw. der Güte) in Abhängigkeit der Resonatorlänge ist für dieses Experiment von Interesse. In Abbildung 1.8 wurde für die effektiven Spiegelradien $a_i = 15 \mu\text{m}$ und für die Krümmungsradien wiederum $r_1 = 450 \mu\text{m}$ und $r_2 = 150 \mu\text{m}$ angenommen.

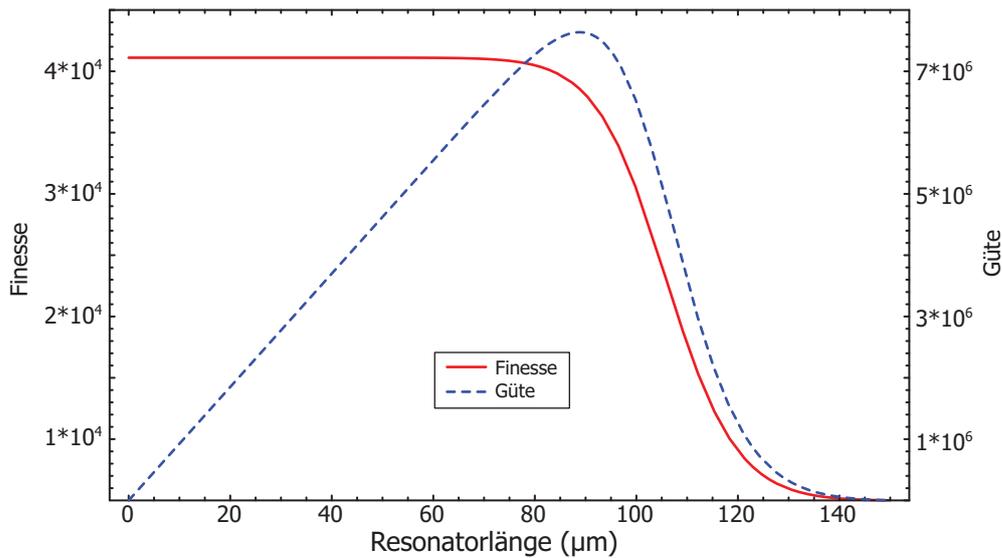


Abbildung 1.8: Finesse und Güte eines Resonators in Abhängigkeit vom Spiegelabstand. Durch das Aufweiten der Resonatormode auf den Spiegeloberflächen mit zunehmendem Spiegelabstand kommt es für kleine effektive Spiegelflächen zu Abschneideverlusten und daher zu einer Abnahme der Finesse bzw. Güte des Resonators mit zunehmender Resonatorlänge.

1.2.2 Geometrie: Auswirkung auf Resonator-QED Parameter

Die in Abschnitt 1.1.1 eingeführten Resonator-QED Parameter werden nun durch die im vorherigen Abschnitt gewonnenen Resonatorparameter dargestellt. Das Maximum der Kopplung g_0 aus (1.3) befindet sich im Bauch der Stehwellenresonatormode am Ort der Strahltaile w_0 . Dieser Wert ist einzig durch die Geometrie des Resonators

bestimmt und kann somit durch die Resonatorparameter bestimmt werden:

$$g_0 = \sqrt{\frac{3\lambda^2 c \gamma}{\pi^2 w_0^2 d}}. \quad (1.44)$$

Die Resonatorzerfallsrate κ ist nach (1.36) sowohl von der Finesse des Resonators, als auch von dessen Länge abhängig. Beide Größen sind in Abbildung 1.9 a) in Abhängig-

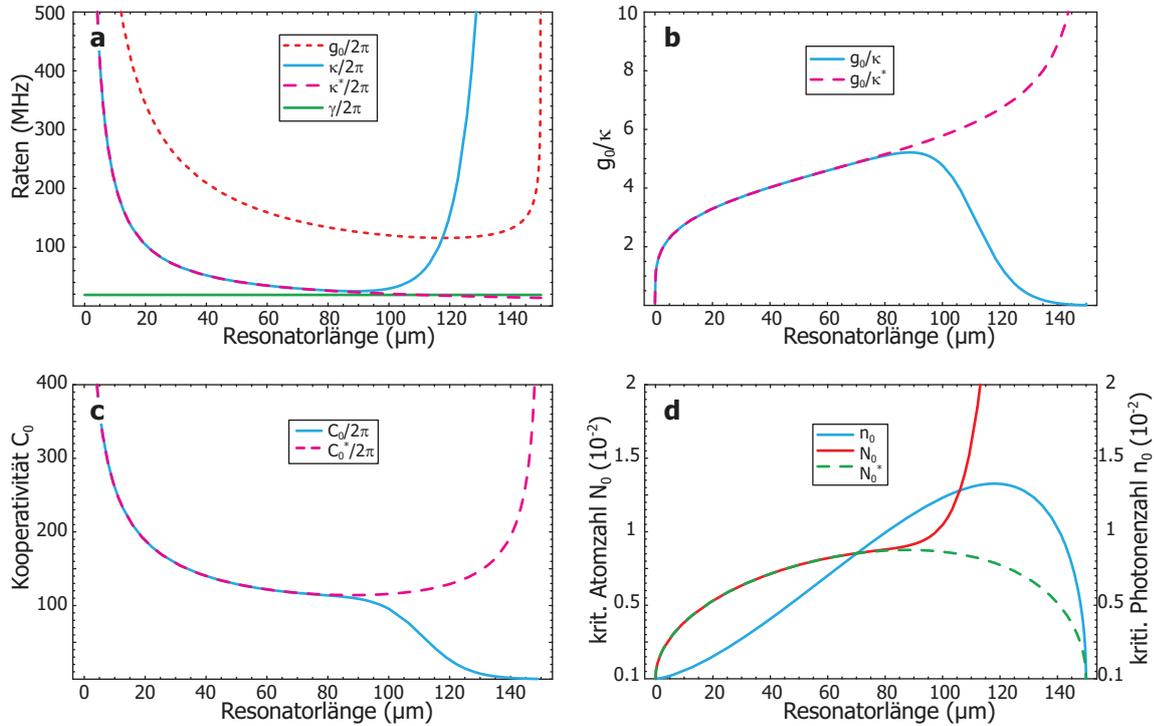


Abbildung 1.9: Abhängigkeiten der Resonatorparameter von der Resonatorlänge, mit und ohne (gestrichelt) Abschneideverluste. Die Berechnungen wurden für einen Resonator mit Finesse $F = 37000$ und Spiegelkrümmungen $r_{1,2} = (450, 150) \mu\text{m}$ durchgeführt. a) Kopplungsstärke g_0 und Resonatorzerfallsrate κ , b) Verhältnis zwischen Kopplungsstärke und Resonatorzerfallsrate, c) Kooperativität C_0 , d) kritische Photonenzahl n_0 und kritische Atomzahl N_0 .

keit von der Resonatorlänge aufgetragen. Um zu prüfen, inwieweit sich ein System im *strong-coupling limit* befindet, muss das Verhältnis der kohärenten Kopplung zum dissipativen Zerfall betrachtet werden. Daher ist in Abbildung 1.9 b) das Verhältnis g_0/κ mit und ohne Abschneideverluste an den Spiegeln in Abhängigkeit zur Resonatorlänge gezeigt. Maximieren dieses Ausdrucks würde bedeuten, den Spiegelabstand des Resonators so groß zu wählen, bis die Finesse durch den Einfluss der Abschneideverluste zu fallen beginnt.

Die Kooperativität C_0 aus (1.12) kann ebenfalls durch die Resonatorparameter ausgedrückt werden. Man erhält für:

$$C_0 = \frac{3\lambda^2 F}{\pi^3 w_0^2}. \quad (1.45)$$

In Abbildung 1.9 c) ist die Kooperativität gegen die Resonatorlänge aufgetragen. Im Gegensatz zum *strong-coupling*-Kriterium bedeutet die Maximierung der Kooperati-

vität die Wahl eines möglichst kleinen Spiegelabstandes. Somit bestehen zwei widersprüchliche Anforderungen an die Länge des Resonators und es muss folglich ein Kompromiss bei der Wahl des Spiegelabstandes getroffen werden.

1.2.3 Optische Resonatoren

Bevor das in dieser Arbeit benutzte Resonator-QED-System vorgestellt wird, soll ein kurzer Überblick über bereits existierende optische Resonatoren gegeben werden (Abbildung 1.10). Dabei wird zum einen auf die Integrationsmöglichkeit dieser Resonatoren mit dem Mikrofallenexperiment eingegangen und zum anderen auf deren Tauglichkeit für Resonator-QED-Experimente.

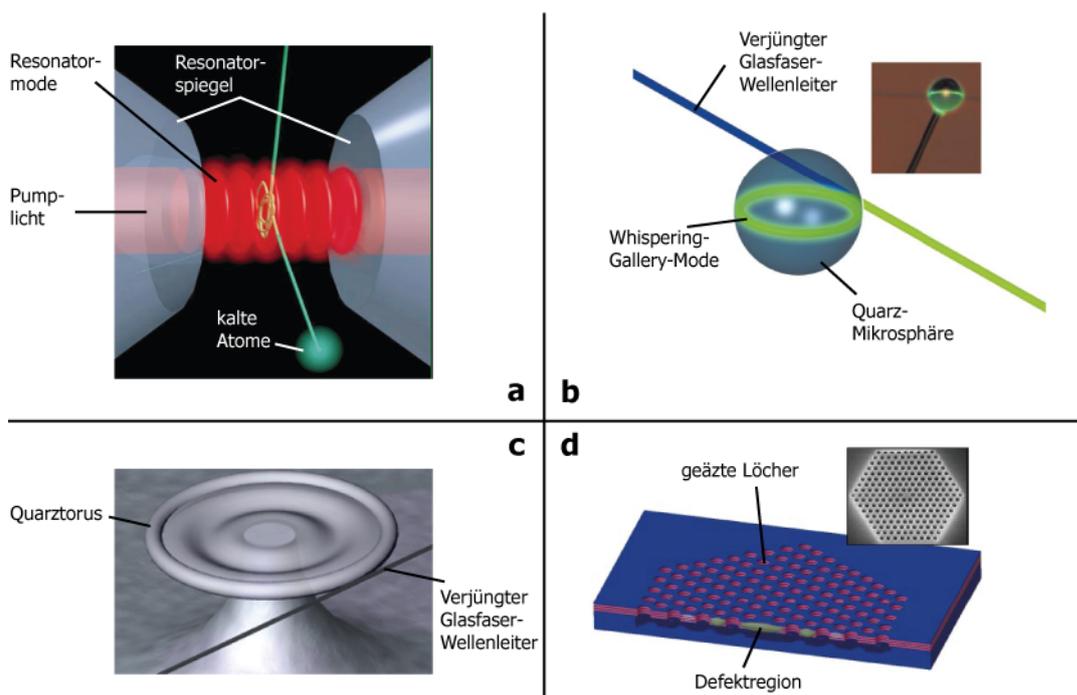


Abbildung 1.10: Galerie unterschiedlicher optischer Resonatoren: a) klassischer Fabry-Perot-Resonator, b) Mikrosphäre, c) Mikrotorus, d) photonischer Kristall. (Graphiken aus [77])

Klassische Hoch-Finesse-Resonatoren

Die klassischen Fabry-Perot-Resonatoren hoher Finesse bestehen aus makroskopischen Spiegelsubstraten mit einem Durchmesser von ~ 3 mm (Abbildung 1.10 a). Die extrem verlustarmen und hochreflektierenden Spiegelschichten erlauben dabei eine Finesse von bis zu $F = 2 \cdot 10^6$ [78]. Die maximal erreichbare Kopplungsstärke $g_0 \leq 200$ MHz wird dabei durch die Geometrie der Spiegelsubstrate vorgegeben. Für eine Integration auf einem Mikrofallenchip sind diese Resonatoren allerdings ungeeignet⁷, da die Resonatormode in einem Abstand zur Substratoberfläche zu liegen kommen würde, in dem das

⁷Teper et al. [79] haben einen solchen klassischen Fabry-Perot-Resonator mit einem Mikrofallenexperiment kombiniert, indem sie die Resonatorspiegel um das Mikrofallensubstrat platziert haben. Der Spiegelabstand beträgt dabei $d = 2,66$ cm und die Resonatormode ist in einem Abstand von $200 \mu\text{m}$ zur Substratoberfläche entfernt. Allerdings kann mit einer solchen Resonatorgeometrie das *strong-coupling limit* nicht erreicht werden.

Fangen der Atome mit einer magnetischen Mikrofalle nur noch sehr schlecht möglich ist.

Mikrosphären

Die optischen Resonatoren mit der größten Güte ($Q \approx 8 \cdot 10^9$) sind die sog. Mikrosphärenresonatoren [52, 80–82] (Abbildung 1.10 b). Um mit diesem Resonatortyp das Regime der starken Kopplung zu erreichen, muss ein Atom an das evaneszente Feld einer Flüstergalerie-Mode⁸ in einem Abstand von ~ 100 nm zur Sphäre gebracht werden. Dieser Bereich ist jedoch wegen des attraktiven Casimir-Polder-Potentials [83–85] für eine kontrollierte Positionierung eines Atoms nicht ohne weiteres zugänglich. Eine weitere Schwierigkeit dieser Resonatoren ist die Ein- und Auskopplung des Detektionslichts in die Mikrosphäre. Dies geschieht wahlweise über das evaneszente Feld einer verjüngten Faser oder das eines Prismas, die wiederum der Kontrolle sämtlicher Ortsfreiheitsgrade bedürfen. Nachteilig ist außerdem die geringe Frequenzdurchstimmbarkeit eines solchen monolytischen Resonatortyps. Die Integration einer Mikrosphäre in ein Mikrofallenexperiment wurde in unserer Gruppe bereits realisiert [25, 86], jedoch konnte die Kopplung von Atomen an die Mode der Mikrosphäre noch nicht gezeigt werden.

Mikrotorus

Mit einem Mikrotorus [87] (Abbildung 1.10 c) konnte vor kurzem die erste starke Kopplung einzelner Atome mit einem monolytischen Resonator demonstriert werden [88]. Hierbei wurden lasergekühlte Atome aus einer MOT auf das Resonatorsystem fallengelassen. Für eine kontrollierte Atom-Resonator-Wechselwirkung stößt man mit diesem System allerdings auf dieselben Probleme wie mit den Mikrosphären: Da das Licht durch Totalreflexion im Torus als umlaufende Resonatormode überhöht wird, muss man die Atome nahe (~ 100 nm) an die Torusoberfläche bringen, um eine starke Kopplung zu erlangen. Obwohl dieser Resonator in Mikrostrukturierungstechnik hergestellt wird, ist die Integration eines solchen Systems auf ein Mikrofallenchip nicht einfach, da die Ein- und Auskopplung wiederum über verjüngte Fasern erfolgt. Die maximale Güte für einen Mikrotorus-Resonator liegt bei $Q \approx 10^8$.

Photonische Kristalle

Ein vielversprechender Ansatz eines optischen Systems mit kleinem Modenvolumen, das zugleich gut auf ein Mikrofallenchip zu integrieren wäre, sind photonische Kristalle [54, 89] (Abbildung 1.10 d). Sie bestehen aus einer Anordnung (*Array*) an geätzten Löchern ($\varnothing \approx 100$ nm) in einem Kristall mit Brechungsindex n . Eine Defektstelle (Loch unterschiedlicher Größe im Vergleich zu den Arraylöchern) bewirkt dabei eine Feldüberhöhung im Kristall. Das Modenvolumen kann hierbei bis auf $V = 0,01 \mu\text{m}^3$ reduziert werden, was einer Ein-Atom-Kopplungsstärke von bis zu 17 GHz bedeuten würde (Gl. (1.3)). Obwohl sich das Feldmaximum für diese photonischen Kristalle im Zentrum des Defektlochs befindet, bleibt der Abstand zur Substratoberfläche dennoch sehr klein. Eine kontrollierte Positionierung der Atome im Resonatorfeld ist für diesen Resonatortyp ebenfalls extrem schwierig.

⁸engl. *Whispering-Gallery-Mode*

1.2.4 Faser-Fabry–Perot-Resonatoren

Um die Vorteile der Mikrofallentechnik für ein Resonator-QED-Experiment nutzen zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Resonatortyp entwickelt, der sowohl miniaturisiert - also integrierbar in ein Mikrofallenexperiment - als auch Resonator-QED-tauglich ist. Das Prinzip dieses Resonators ist in Abbildung 1.11 graphisch dargestellt: Zwei Glasfaserspitzen, deren Endflächen mit konkaven, hochreflektierenden Spiegeln versehen sind, werden gegeneinander so ausgerichtet, dass sich zwischen ihnen ein Resonatorstehwellenfeld ausbilden kann. Die Einkopplung des Laserlichts in den Resonator erfolgt über eine Singlemodefaser, die Auskopplung über eine Multimodefaser. Diese Variation eines klassischen Fabry–Perot-Resonators nennen wir fortan FFP-Resonator (Faser-Fabry–Perot-Resonator) [90–92]. Die Vorteile und besonderen Eigenschaften eines FFP-Resonators sind:

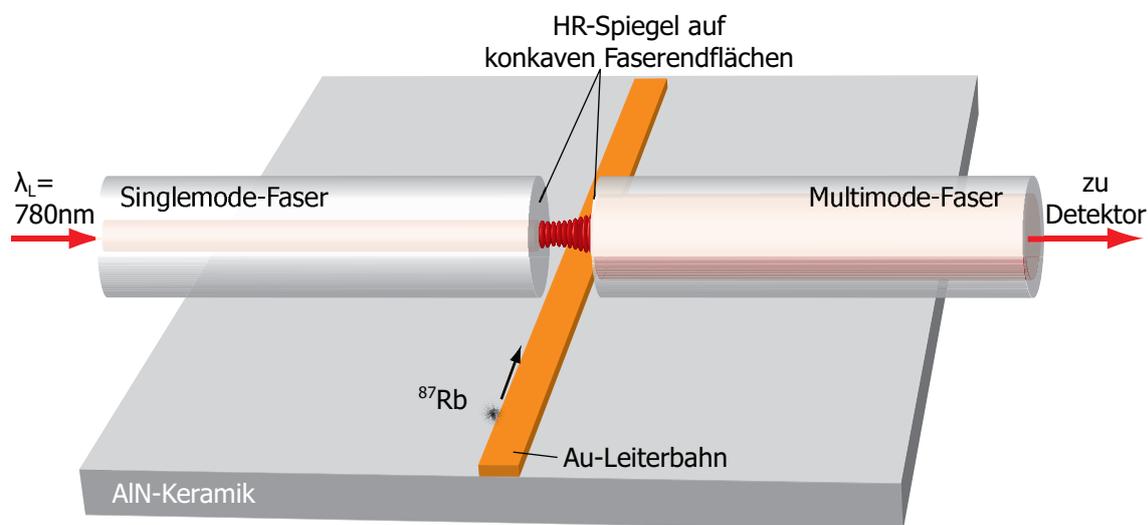


Abbildung 1.11: Integration eines Fabry–Perot-Resonators auf ein Mikrofallenchip. Durch die Verwendung von Glasfaserkabeln als Spiegelsubstrate kann die Resonator-mode bis auf $\sim 65 \mu\text{m}$ an die Substratoberfläche gebracht werden. Das Maximum des Resonatorfeldes ist für eine Kopplung mit Atomen zugänglich.

- Durch die Verwendung von Glasfaserkabeln als Spiegelsubstrate kann die Resonatormode bis auf $\sim 65 \mu\text{m}$ an die Mikrofallenoberfläche gebracht werden⁹.
- Das Maximum des Resonatorfeldes befindet sich zwischen den beiden Glasfaserspitzen (Spiegeln) und ist demnach frei zugänglich für die Atom-Resonator-Kopplung.
- Die Länge des Resonators ist über mindestens einen freien Spektralbereich (FSR) durchstimmbare, da mindestens eine Faser mithilfe eines Piezoelements verschoben werden kann.
- Durch die Miniaturisierung der Spiegelsubstrate ist eine Resonatorgeometrie mit kleinen Krümmungsradien ($r \approx 100 \mu\text{m}$) und gleichzeitiger kurzer Resonatorlänge ($d \approx 10 \mu\text{m}$) möglich. Ein kleines Modenvolumen und somit große Atom-Feld-Kopplung ist dadurch realisierbar.

⁹Entspricht in etwa dem halben Durchmesser einer Standardglasfaser.

- Die intrinsische Faserkopplung des Systems vereinfacht die Ein- und Auskopplung des Detektionslichts in den Resonator.
- Durch die Miniaturisierung des Resonators und durch die Faserkopplung besteht die Möglichkeit, viele Resonatoren zu produzieren und nahe beieinander zu platzieren (Skalierbarkeit).

Um einen Eindruck zu gewinnen, wo inmitten der zahlreichen Resonatorsysteme der hier vorgestellte FFP-Resonator anzusiedeln ist, sind dessen relevante Resonator-QED-Parameter - die noch ausführlich in Kapitel 3 dieser Arbeit diskutiert werden - gemeinsam mit denen anderer Experimente in Tabelle 1.1 zusammengetragen. Daraus geht hervor, dass mit einem FFP-Resonator, dank seiner herausragenden geometrischen Eigenschaften, auch mit einer verhältnismäßig moderaten Finesse das Regime der starken Kopplung erreicht werden kann.

Resonatortyp	$g_0 / 2\pi$ [MHz]	V [μm^3]	F bzw. Q	$\frac{g_0}{\max(\kappa, \gamma)}$
trad. Fabry–Perots [20, 78]	110	1000	$F = 2 \cdot 10^6$	7,7
Mikrosphären [81]	24	300	$Q = 8 \cdot 10^9$	7,2
Mikrotorus [87]	700	60	$Q = 1 \cdot 10^8$	40
phot. Kristalle [93]	17000	$1,2(\lambda/n)^3$	$Q = 2 \cdot 10^4$	3,9
FFP-München [56]	180	606	$F = 1050$	0,07
FFP-Paris [58]	214	461	$F = 3,7 \cdot 10^4$	4
FFP-Zukunft [57]	1000	20	$F = 1,5 \cdot 10^5$	15

Tabelle 1.1: Relevante Resonator-QED-Parameter verschiedener Resonatortypen. Die Parameter für die FFP-Resonatoren werden in Kapitel 3 dieser Arbeit diskutiert.

1.3 Magnetische Mikrofallen

Der erste Vorschlag für magnetische Mikrofallen, die durch eine planare Leiterbahngeometrie auf einer Substratoberfläche erzeugt werden, wurde im Jahre 1995 von Weinstein und Libbrecht gemacht [94]. Jedoch hat sich für die erste experimentelle Realisierung einer Mikrofaller eine deutlich einfachere Leiterbahnstruktur als vorteilhaft erwiesen [95]. Diese Strukturen bilden auch die Magnetfallenbausteine, auf denen das Mikrofallensubstrat dieser Arbeit aufgebaut ist. Im nun folgenden Abschnitt werden daher die diesem Experiment zugrunde liegenden Fallengeometrien eingeführt. Für eine ausführliche Beschreibung über Magnetfallen für Atome und magnetischen Mikrofallen im Speziellen soll auf die Doktorarbeit von Wolfgang Hänsel [96] verwiesen werden.

1.3.1 2D-Quadrupol-Draht-Falle

Überlagert man das Feld eines stromdurchflossenen Leiters senkrecht zu seiner Ausbreitungsrichtung \mathbf{e}_x mit einem homogenen Magnetfeld $\mathbf{B}_0 = B_{0,y}\mathbf{e}_y$, so heben sich die Felder in einer Entfernung z_0 vom Leiter auf (Abbildung 1.12). In der Nähe der Nullstelle erhält man ein zweidimensionales Quadrupolfeld, wobei die Achsen des Quadrupols einen Winkel von 45° zum homogenen Feld einnehmen. Dieses Quadrupolfeld

ist invariant gegenüber einer Translation entlang der \mathbf{e}_x -Achse, somit hat man mit dieser Magnetfeldkonfiguration bereits einen Wellenleiter für schwachfeldsuchende Atome erzeugt.

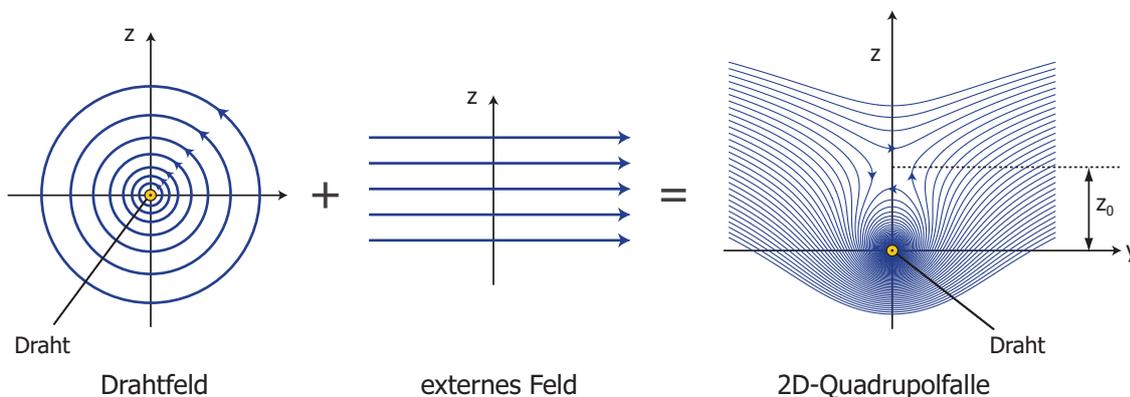


Abbildung 1.12: Drahtfallenprinzip. Das Feld eines stromführenden Drahtes wird mit einem homogenen, senkrecht zum Leiter orientierten Feld überlagert. Es entsteht ein zweidimensionales Quadrupolfeld, dessen Zentrum sich in einem Abstand z_0 vom Leiter befindet.

Unendlich dünner Leiter

Das Feld eines unendlich dünnen Leiters lässt sich in Zylinderkoordinaten¹⁰ darstellen als

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_r \quad (1.46)$$

wobei μ_0 die magnetische Permeabilitätskonstante und I der Strom im Leiter sind. Hieraus lässt sich der Betrag des Magnetfelds entlang der \mathbf{e}_z -Achse bestimmen:

$$B(z) = \frac{\mu_0 I}{2\pi z} \approx 2000 \text{ G} \frac{I(\text{A})}{z(\mu\text{m})}. \quad (1.47)$$

Das Fallenzentrum liegt somit in einem Abstand

$$z_0 = \frac{\mu_0 I}{2\pi B_0} \approx 2000 \mu\text{m} \frac{I(\text{A})}{B_0(\text{G})} \quad (1.48)$$

zum Draht. Für die zusätzliche Charakterisierung des Quadrupolfeldes werden hier noch der Gradient B' und die Krümmung B'' des Feldes angegeben:

$$B'(z) = -\frac{\mu_0 I}{2\pi z^2} \approx -2 \cdot 10^7 \frac{\text{G}}{\text{cm}} \frac{I(\text{A})}{z^2(\mu\text{m}^2)} \quad (1.49)$$

$$B''(z) = \frac{\mu_0 I}{\pi z^3} \approx 2 \cdot 10^{11} \frac{\text{G}}{\text{cm}^2} \frac{I(\text{A})}{z^3(\mu\text{m}^3)}. \quad (1.50)$$

Aus Gl. 1.48 und 1.49 ergibt sich somit für den Gradienten im Zentrum des Quadrupolfeldes eine Größe von

¹⁰Die Zylinderachse wird durch den Einheitsvektor \mathbf{e}_I definiert. Sie stimmt mit dem Stromverlauf, in diesem Fall mit der x-Achse, überein.

$$B' = -\frac{2\pi B_0^2}{\mu_0 I} \approx -5 \frac{\text{G}}{\text{cm}} \frac{B^2(\text{G}^2)}{I(\text{A})}. \quad (1.51)$$

Breiter Leiter

Die Näherung eines unendlich dünnen Leiters ist nur dann gültig, solange der Abstand des Minimums zum Draht größer ist als die Breite der Leiterbahn. Sobald jedoch der Abstand vergleichbar mit der Ausdehnung des Drahtes wird, muss stattdessen das Magnetfeld über einer flachen Leiterbahn der Breite w betrachtet werden. Für diesen gilt [96]:

$$\mathbf{B}(x, y = 0, z) = \frac{\mu_0 I}{\pi w} \operatorname{arccot} \left(\frac{2z}{w} \right) \cdot \mathbf{e}_y. \quad (1.52)$$

Hieraus ist ersichtlich, dass an der Leiterbahnoberfläche ein endliches, maximales Feld anliegt (Abbildung 1.13):

$$B_{\max}(x, y = 0, z = 0) = \frac{\mu_0 I}{2 w}. \quad (1.53)$$

Der Gradienten und die Krümmung des Feldes sind in dieser Näherung gegeben durch

$$B'(z) = -\frac{2\mu_0 I}{\pi (w^2 + 4z^2)} \quad (1.54)$$

$$B''(z) = \frac{16\mu_0 I z}{\pi (w^2 + 4z^2)^2}. \quad (1.55)$$

Der Abstand z_0 des Fallenzentrums zum Leiter ergibt sich zu

$$z_0 = \frac{w}{2 \tan \left(\frac{\pi w}{I} B_{0,y} \right)}. \quad (1.56)$$

In Abbildung 1.13 ist zum Vergleich die Magnetfeldstärke in Abhängigkeit des Abstandes eines unendlich dünnen und eines $w = 70 \mu\text{m}$ breiten Leiters aufgetragen. Erst unter einem Abstand, der etwa der Drahtbreite entspricht, kommt es zu einer signifikanten Abweichung der Feldstärken.

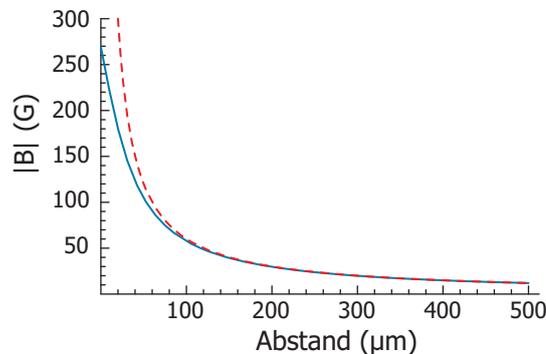


Abbildung 1.13: Magnetfeldstärke in Abhängigkeit des Abstandes von einem unendlich dünnen Leiter (rot, gestrichelt) und einem $70 \mu\text{m}$ breiten Leiter (blau) für einen Drahtstrom $I = 3 \text{ A}$. Für Abstände $z \gtrsim w$ weichen die Magnetfeldstärken deutlich voneinander ab.

Das zweidimensionale Quadrupolfeld in der Nähe eines stromdurchflossenen Leiters in e_x -Richtung lässt sich schließlich durch folgende Gleichung beschreiben:

$$\mathbf{B}(x, y, z) = B' \begin{pmatrix} 0 \\ z_0 - z \\ y \end{pmatrix}. \quad (1.57)$$

2D-Quadrupol mit überlagertem ortsabhängigem Feld

Wird das zweidimensionale Quadrupolfeld (1.57) aus dem vorangegangenen Abschnitt mit einem weiteren homogenen Feld $\bar{\mathbf{B}}$ überlagert, so wird das Fallenzentrum von seinem ursprünglichen Ort verschoben, und das Feldminimum wird durch die x-Komponente des neuen Feldes bestimmt. In linearer Näherung ergibt sich somit für Ort und Feld des Minimums:

$$\mathbf{r}_{\min} = \begin{pmatrix} x \\ -\bar{B}_z/B' \\ z_0 + \bar{B}_y/B' \end{pmatrix} \quad (1.58)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}_{\min}) = |\bar{B}_x(\mathbf{r}_{\min})|. \quad (1.59)$$

Dies entspricht einer zweidimensionalen Ioffe-Pritchard-Falle, deren Zentrum vom Nullpunkt des zugrundeliegenden Quadrupols verschoben ist.

Überlagert man dem zweidimensionalen Quadrupolfeld hingegen ein ortsabhängiges Feld $\tilde{\mathbf{B}}$, so kann ein dreidimensionaler Einschluß erreicht werden. Ist weiterhin der Gradient B' des 2D-Quadrupols viel größer als der Gradient $\nabla\tilde{\mathbf{B}}$ des überlagerten Feldes, so gilt am Ort des Minimums

$$\mathbf{r}_{\min} = \begin{pmatrix} x_{\min} \\ -\tilde{B}_z/B' \\ z_0 + \tilde{B}_y/B' \end{pmatrix} \quad (1.60)$$

und in linearer Näherung für das Magnetfeld:

$$B_{\min} = \left| \tilde{B}_x + \begin{pmatrix} 0 \\ -\tilde{B}_z/B' \\ \tilde{B}_y/B' \end{pmatrix} \cdot \nabla\tilde{B}_x \right| \quad (1.61)$$

wobei $\tilde{B}_i = \tilde{B}_i(x, y = 0, z = z_0)$ das zusätzliche Feld auf der Achse des 2D-Quadrupols ist. Achtet man darauf, dass die Felder \tilde{B}_y und \tilde{B}_z klein bleiben, so genügt die Beschreibung des Minimums von Gleichung 1.61 in nullter Ordnung:

$$B_{\min}(x) \approx \left| \tilde{B}_x(x, y = 0, z = z_0) \right|. \quad (1.62)$$

1.3.2 Dimple-Falle

Ein ortsabhängiges Magnetfeld kann z. B. durch eine stromführende Leiterbahn erreicht werden, die senkrecht zum 2D-Wellenleiter orientiert ist (I_D in Abbildung 1.14). Überlagert man dem Feld dieser Leiterbahn zusätzlich ein externes Magnetfeld $B_{0,x}$, so entsteht ein lokales Minimum über dem Drahtkreuz, die sog. Dimplefalle. Diese Falle entspricht einer Verschmelzung zweier 2D-Quadrupolfallen, die je nach Größe von $B_{0,x}$ ein nicht verschwindendes Feld im Minimum besitzt und somit eine Ioffefalle bilden kann.

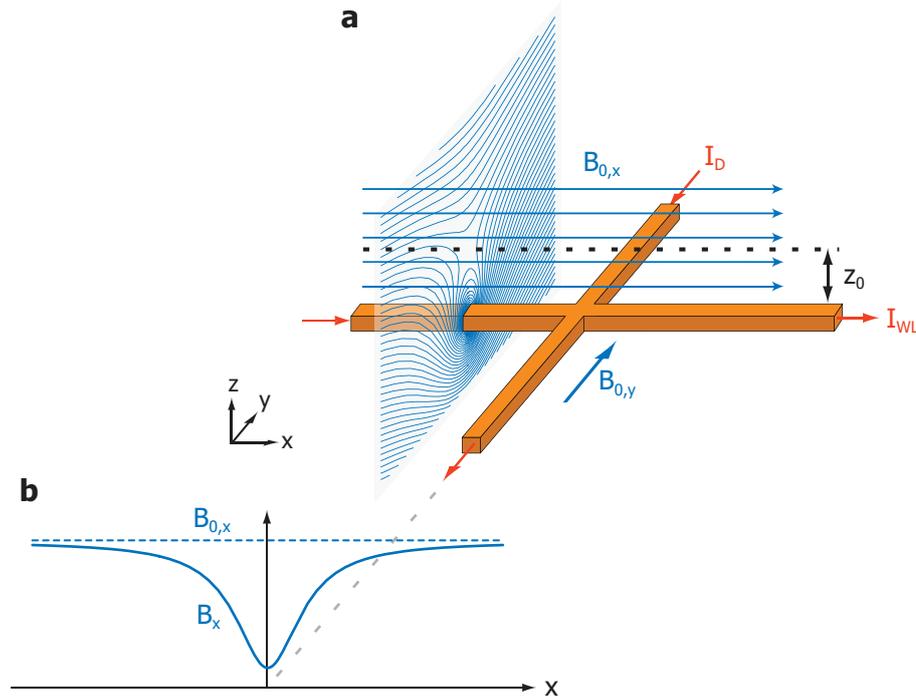


Abbildung 1.14: Prinzip der dreidimensionalen Ioffe-Pritchard-Falle über einem Drahtkreuz (Dimplefalle). a) Zwei 2D-Quadrupolfallen, erzeugt durch zwei sich senkrecht kreuzende Drähte mit den Strömen I_{WL} und I_D und homogenen Magnetfeldern $(B_{0,x}, B_{0,y}, 0)$, bilden eine 3D-Ioffe-Pritchard-Falle. b) Magnetfallenpotential in longitudinaler Fallenrichtung.

Miniaturquadrupolring

Je größer der Strom I_D im kreuzenden Draht wird, desto mehr dreht sich die Fallenachse der Dimplefalle gegen die Achse des ursprünglichen 2D-Wellenleiters, um schließlich, bei gleich großen Strömen $I_{WL} = I_D$ und gleich großen Feldern $B_{0,x} = B_{0,y}$, in einen Quadrupolring überzugehen (Abbildung 1.15). Atome, die anfänglich in der Dimplefalle

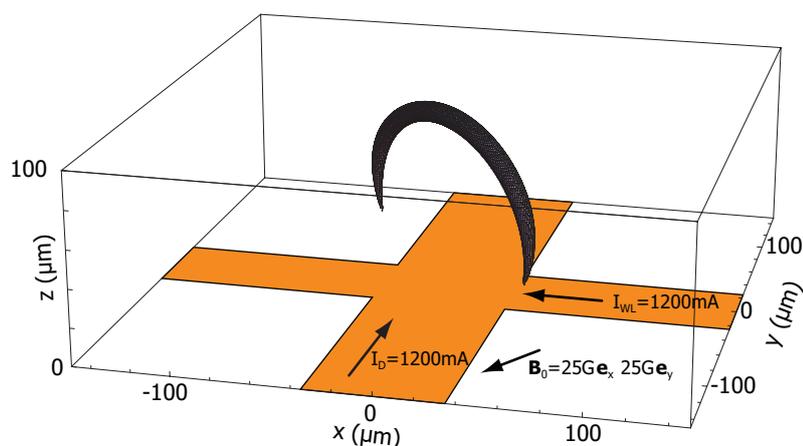


Abbildung 1.15: Sind die Ströme im Wellenleiter I_{WL} und im Dimpledraht I_D gleich groß und das externe Magnetfeld unter 45° in der xy -Ebene orientiert ($B_{0,x} = B_{0,y}$), so entsteht ein Miniaturquadrupolring.

gefangen sind, verlassen dann die Falle entweder durch einen Spinumklapp-Prozess [97]

oder durch Kollision mit der Oberfläche. Mit dieser Situation wird man konfrontiert, wenn z. B. die longitudinale Fallenachse der Dimplefalle um 90° gedreht werden soll, also genau dann, wenn die Rollen zwischen Wellenleiterdraht und Dimpledraht getauscht werden (s. Abschnitt 5.2.3).

1.3.3 3D-Quadrupol-Draht-Falle

Die einfachste Art und Weise, aus dem oben vorgestellten 2D-Wellenleiter eine dreidimensionale Falle zu erzeugen, ist, den Wellenleiterdraht in die Form eines „U“ zu biegen. Die Feldbeiträge der Zuleitungen erzeugen ein abstoßendes Potential und schließen dadurch die Falle entlang des Wellenleiters (Abbildung 1.16). Zudem heben sie sich entlang der Symmetrieachse des U-Bügels gerade auf, so dass im Minimum ein Quadrupolfeld entsteht.

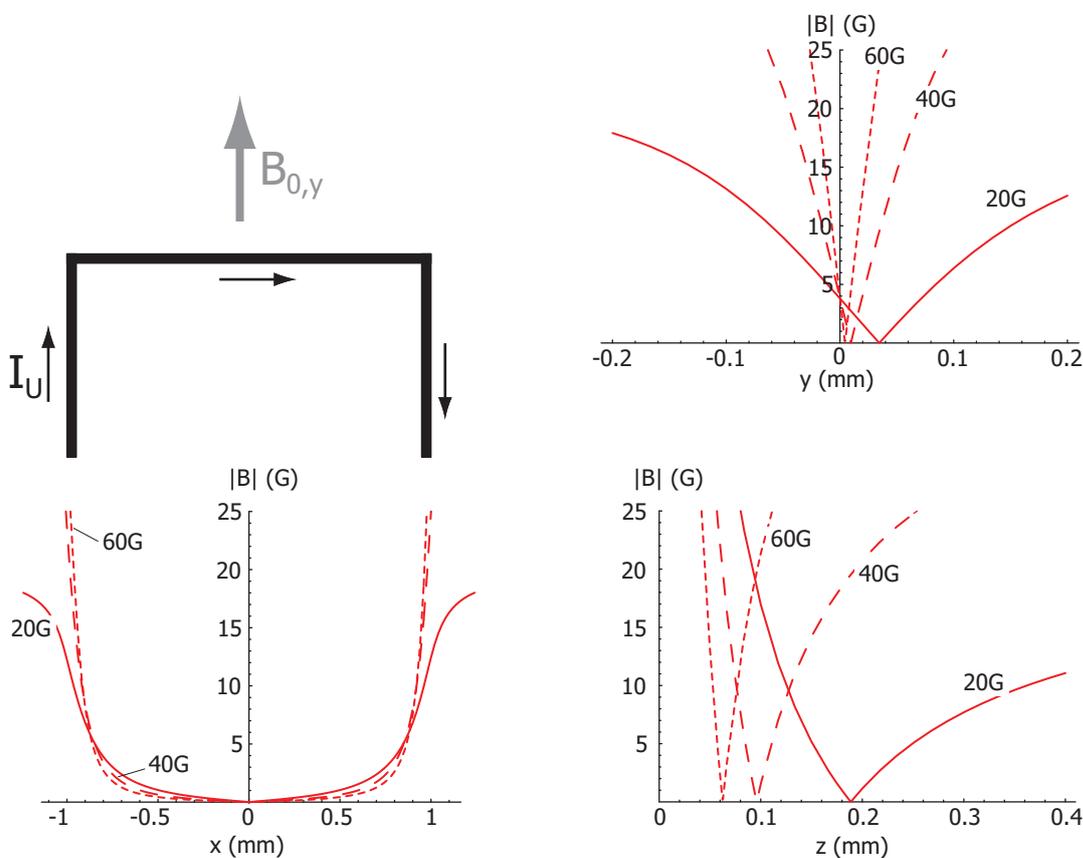


Abbildung 1.16: Prinzip der Quadrupolfalle mit einem „U-förmigen“ Draht. Der Mitteldraht erzeugt gemeinsam mit dem homogenen Feld $B_{0,y}$ eine 2D-Quadrupolfalle. Die Feldbeiträge der Zuleitungsdrähte erzeugen den Einschluss entlang des Mittelleiters. Die Magnetfeldbeiträge sind hier entlang ausgewählter Schnittlinien für einen Drahtstrom $I_U = 3$ A und unterschiedlichen homogenen Magnetfeldern $B_{0,y} = 20, 40, 60$ G aufgetragen.

In Abbildung 1.16 sind die Magnetfeldstärken entlang ausgewählter Schnittlinien aufgetragen. Entlang der Fallenachse (in x-Richtung) ist sie jeweils im transversalen Minimum gezeigt, d. h. die Koordinaten y und z sind geeignet angepasst. Für die Graphen der beiden anderen Achsen sind die Schnittlinien parallel zu den Koordi-

natenachsen gewählt und verlaufen durch das Fallenzentrum. Die Berechnung¹¹ der Quadrupol-U-Falle in Abbildung 1.16 wurde für eine Struktur durchgeführt, die in allen Experimenten dieser Arbeit zum Einsatz kommt. Der U-Draht besteht aus einer $50\ \mu\text{m}$ breiten Goldleiterbahn, wobei die Länge des Mitteldrahtes $2\ \text{mm}$ beträgt. Durch den U-Bügel fließt ein Strom von $3\ \text{A}$ und die externen Magnetfelder haben Werte von $B_{0,y} = 20, 40, 60\ \text{G}$.

1.3.4 Ioffe-Pritchard-Draht-Falle

Wählt man hingegen eine Z-förmige Struktur für den Draht (Abbildung 1.17), so erhält man das Feld einer Ioffe-Pritchard-Falle. Hier ist die Stromrichtung in den beiden Zuleitungsdrähte gleichgesinnt, so dass sich die Feldbeträge im Zentrum zu einem nicht-verschwindenden Minimum addieren.

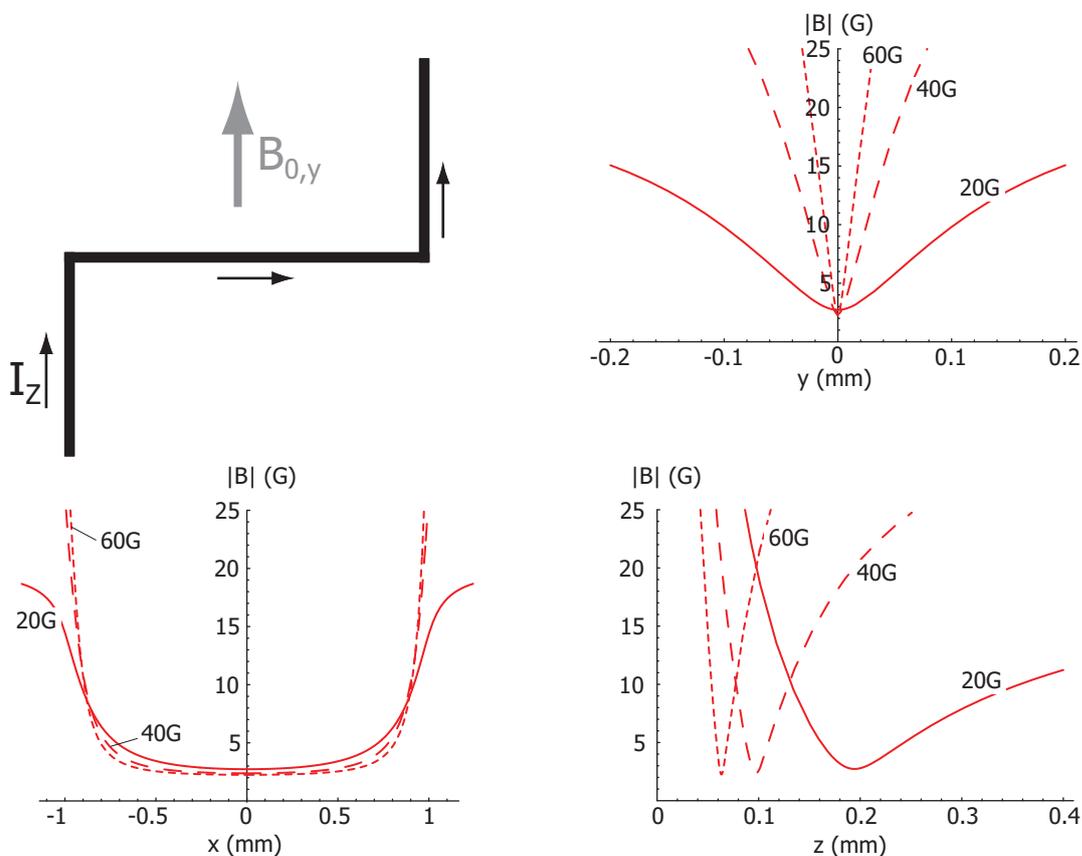


Abbildung 1.17: Prinzip der Ioffe-Pritchard-Falle mit einem „Z-förmigen“ Draht. Der Mitteldraht erzeugt gemeinsam mit dem homogenen Feld $B_{0,y}$ eine 2D-Quadrupolfalle, die durch die Felder der Zuleitungsdrähte ergänzt wird.

Die Parameter, die für die Berechnung der Graphen in Abbildung 1.17 benutzt wurden, sind die Gleichen wie oben. Der ideale Feldverlauf, sowohl für die Ioffe-Pritchard-Falle als auch für die Quadrupolfalle, ist nur dann gegeben, wenn das externe Feld klein genug ist. Je größer das Feld bei konstantem Drahtstrom ist, d. h. je näher das Fallenzentrum an die Leiterbahnoberfläche rückt, desto mehr nähert sich die longitudinale Fallenform dem eines Kastenpotentials an.

¹¹Die Magnetfeldrechnungen wurden mithilfe einer von Wolfgang Hänsel geschriebenen C-Routine durchgeführt.

Kapitel 2

Aufbau des Mikrofallenexperiments

Seitdem in unserer Arbeitsgruppe erstmals lasergekühlte Atome mithilfe einer miniaturisierten Magnetfalle, die durch stromführende Leiterbahnen auf einem Substrat erzeugt wird, gefangen wurden [95], besonders aber seitdem wir erstmalig ein Bose-Einstein-Kondensat (BEC) in einer Mikrofalle herstellen und komplex manipulieren konnten [24, 26], hat sich die Mikrofallentechnik im Bereich der Atomphysik schnell und weit verbreitet [23, 98–103]. Dabei zeichnen sich die Mikrofallenexperimente insbesondere durch ihre technische Schlichtheit aus: Eine Einkammer-Vakuumanlage und ein dementsprechend reduziertes Lasersystem (Einfach-MOT) reichen nunmehr aus, BECs mit einer Repetitionsrate von $\sim 0,3$ Hz zu erzeugen [104]. Einzig die Herstellung und die Integration der Mikrofallensubstrate in das Experiment bleiben dabei eine technische Herausforderung. Mit einem neuen Vakuum-Kammer-Design, welches im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde und in diesem Kapitel vorgestellt wird, konnte zumindest für die Integration der Substrate eine elegante Lösung gefunden werden, die die Mikrofallenexperimente einen weiteren Schritt in Richtung *plug and play*-Experiment bringt [105]. Des Weiteren wird in diesem Kapitel das in dieser Arbeit verwendete Lasersystem vorgestellt und mit der Magneto-Optischen Falle die ersten experimentellen Schritte beschrieben.

2.1 Vakuumaufbau

In Zusammenarbeit mit Prof. Dana Z. Anderson vom JILA (Boulder) wurde in unserer Arbeitsgruppe ein neues Vakuuzellendesign für Mikrofallenexperimente entwickelt [106]. Der Clou dieses Designs ist, dass das Mikrofallensubstrat selber Teil der Vakuuzelle wird (Abbildung 2.1). Die komplette Vakuuzelle besteht im wesentlichen aus drei Teilen: dem Mikrofallensubstrat, einer Glasküvette und einem Glas-Metall-Übergang. Diese drei Bauteile werden untereinander mit vakuumtauglichen Epoxid-Klebern zusammengeklebt und schließlich als Ensemble an die restliche Vakuumanlage angeflanscht. Das neue Design bringt eine Reihe von Vorteilen mit sich:

- einfacher, kompakter Vakuumaufbau,
- sämtliche elektrischen Kontakte der Mikrofalle befinden sich außerhalb des Vakuums,
- die Rückseite des Mikrofallensubstrats befindet sich außerhalb des Vakuums und ist somit zugänglich für zusätzliche makroskopische Leiterbahnstrukturen und für eine Temperaturstabilisierung,

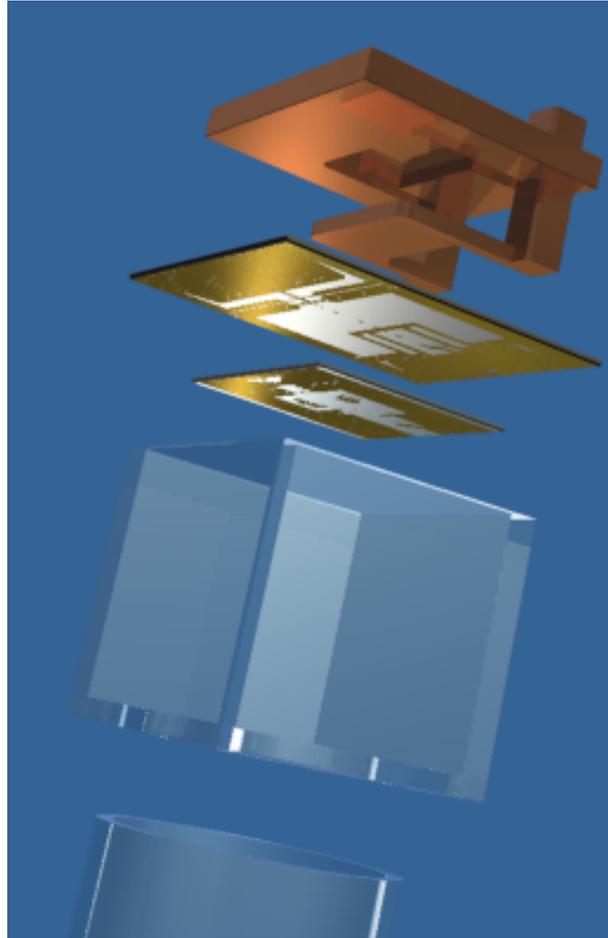


Abbildung 2.1: Explosionszeichnung der Vakuumzelle. Die Vakuumzelle besteht im Wesentlichen aus drei Teilen (von unten nach oben): 1. Glas-Metallübergang, für die Verbindung zum restlichen Vakuumaufbau, 2. Glasküvette 3. Mikrofallensubstrate. Alle drei Komponenten sind mit vakuumtauglichem Epoxitkleber verbunden. Zusätzlich ist der Kupfer-U-Bügel für das Quadrupolfeld der MOT eingezeichnet, der jedoch keinen integralen Bestandteil der Vakuumzelle darstellt.

- einfache Integration optischer Komponente auf dem Substrat.

2.1.1 Mikrofallensubstrate

Anders als bei Du et al. [106] benutzen wir für unseren Zellaufbau eine Doppelsubstratkonfiguration. Hierbei werden zwei Substrate mit einem vakuumtauglichen Wärmeleitkleber¹ aufeinandergeklebt. Das größere der beiden Substrate (im folgenden Basissubstrat genannt) schließt als Deckel die Vakuumzelle, während das kleinere Substrat (Mikrofallensubstrat) vollständig in der Vakuumzelle zu liegen kommt. Der Vorteil dieser Sandwichkonstruktion ist, dass die Absorptionsabbildung nahe an der Substratoberfläche nicht durch den Klebemeniskus gestört wird, der sich zwischen Glaszelle und Basissubstrat zwangsläufig bildet.

¹Epo-Tek H77

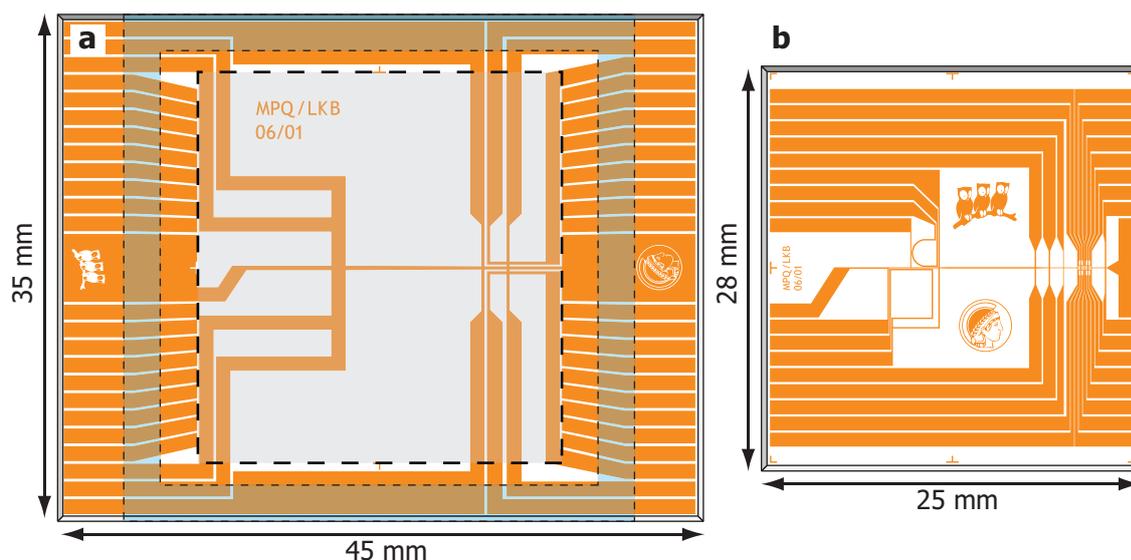


Abbildung 2.2: Die Substrate. a) Das Basissubstrat fungiert als Vakuumdeckel, elektrische Durchföhrung und besitzt Leiterbahnstrukturen für das MOT-Quadrupolfeld. Die feingestrichelten Linien deuten die Zellenposition an und die grobestrichelte Linie die Klebposition für das Mikrofallensubstrat an. b) Das Mikrofallensubstrat.

Basissubstrat

Das Basissubstrat übernimmt neben der Funktion als Zellendeckel zusätzlich die Aufgabe der elektrischen Vakuumdurchföhrung. Das Substrat besteht aus Aluminiumnitrid² und hat die Abmessungen $0,8\text{ mm} \times 35\text{ mm} \times 45\text{ mm}$ (Abbildung 2.2 a). An den Längsseiten des Substrats befinden sich 2×24 Kontakte mit einem Mittenabstand von $1,27\text{ mm}$; dies ermöglicht eine einfache, parallele Kontaktierung der Substrate mithilfe eines PCI-Steckers (s. Abschnitt 2.2.3). Die inneren 2×19 Kontakte sind Zuleitungen zum Mikrofallensubstrat und werden über mindestens 14 Bonddrähte je Kontakt mit diesem verbunden. Die äußeren 2×6 Kontakte entsprechen Leiterbahnstrukturen für makroskopische Magnetfallen auf dem Basissubstrat. Die Strukturgrößen dieser Leiterbahnen liegen bei $0,2\text{ mm} - 1\text{ mm}$ und haben eine Dicke von $7\text{ }\mu\text{m}$. Vor dem Umladen der lasergekühlten Atome der MOT in eine Magnetfalle auf dem Mikrofallensubstrat wird das Quadrupolfeld eines U-Bügels auf dem Basissubstrat benutzt, um die Atome in der letzten MOT-Phase an die Oberfläche heranzufahren.

Mikrofallensubstrat

Bei der Wahl der Größe des Mikrofallensubstrats (Abbildung 2.2 b) gilt es zwei Kriterien zu erfüllen: Zum einen muss das Mikrofallensubstrat klein genug sein, damit es vollständig in die Vakuumzelle passt und ausreichend Platz für die Bondkontakte zum Basissubstrat besteht, zum anderen muss es so groß wie möglich sein, damit ein möglichst großer Spiegel auf dem Substrat platziert werden kann, um größtmögliche MOT-Strahlen zu gewährleisten. Wir haben daher eine Substratgröße von $0,63\text{ mm} \times 25\text{ mm} \times 28\text{ mm}$ gewählt, welches wie das Basissubstrat aus einer Aluminiumnitrid-Keramik besteht. Die Goldleiterbahnen sind minimal $50\text{ }\mu\text{m}$ breit und haben eine Dicke von $7\text{ }\mu\text{m}$.

²Die Wärmeleitfähigkeit von AlN beträgt $170 - 180\text{ W/K m}$.

Herstellungen der Mikrofallenstruktur

Die ersten Mikrofallensubstrate unserer Arbeitsgruppe wurden vom Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (IMS) in München hergestellt. Durch die gestiegene Komplexität der Strukturen und durch die zunehmenden Abweichungen vom Standardverfahren waren wir gezwungen, die Herstellung der Mikrofallensubstrate selbst zu lernen. Voraussetzung hierfür ist der Zugang zu einem Reinraum mit einer Grundausstattung für die Dünnschicht-Hybrid-Technik. Ein solcher ist uns am Lehrstuhl von Prof. Kotthaus an der LMU möglich. Eine der Hauptschwierigkeiten der Substratherstellung besteht darin, Leiterbahnstrukturen in einem Aspektverhältnis von 1 (Leiterbahnbreite und Leiterbahnabstand entsprechen der Leiterbahndicke von $5\text{-}7\ \mu\text{m}$) auf einer Aluminium-Nitrid-Keramik zu erzeugen.

Das Leiterbahndesign wird mit einem Vektor-Programm (AutoCAD) gezeichnet und je nach Strukturgrößen für den Lithographieprozess in eine Chrommaske³ oder eine Folienmaske⁴ umgewandelt. Die Herstellungsprozedur [107] eines Mikrofallensubstrats mit der Dünnschicht-Hybrid-Technik ist in Abbildung 2.3 graphisch dargestellt und läuft wie folgt ab:

1. Die Aluminium-Nitrid-Substrate werden zu Beginn des Lithographieprozesses mit Lösungsmittel gründlich gereinigt (Piranha \rightarrow Acethon \rightarrow Ethanol).
2. In einer Bedampfungsanlage werden nacheinander erst eine dünne Haftsicht Titan (1 nm) und dann eine Schicht Gold (100 nm) (sog. *seed-layer*) auf das Substrat aufgedampft.
3. Mit einer Lackschleuder wird ein positiv Photolack⁵ zu einer Dicke von $\sim 7\ \mu\text{m}$ aufgeschleudert und in einem anschließenden *Softbake*-Schritt 15 min bei $80\ ^\circ\text{C}$ gehärtet.
4. In einem *Maskaligner* wird das Substrat gegenüber der Chrom- bzw. Filmmaske ausgerichtet, in Kontakt gebracht und schließlich durch die Maske mit UV-Licht belichtet.
5. Der Photolack wird entwickelt und die belichteten Photolackflächen werden vom Substrat gelöst.
6. Die Substratoberfläche -insbesondere die Goldflächen - wird in einem Plasmaofen gereinigt, und die freien Goldflächen werden galvanisch in einem Goldsulfid-Bad auf $5\text{-}7\ \mu\text{m}$ verstärkt.
7. Der restliche Photolack wird in einem Reinigungsprozess vom Substrat entfernt.
8. In einem Königswasserbad wird solange Gold weggeätzt, bis an den nichtverstärkten Goldflächen der *seed-layer* abgetragen ist. Im selben Schritt wird zudem die Titanschicht an ebendiesen Stellen entfernt.

³www.deltamask.nl

⁴www.zitzmann-gmbh.de

⁵Mikroposit ma-P 1240

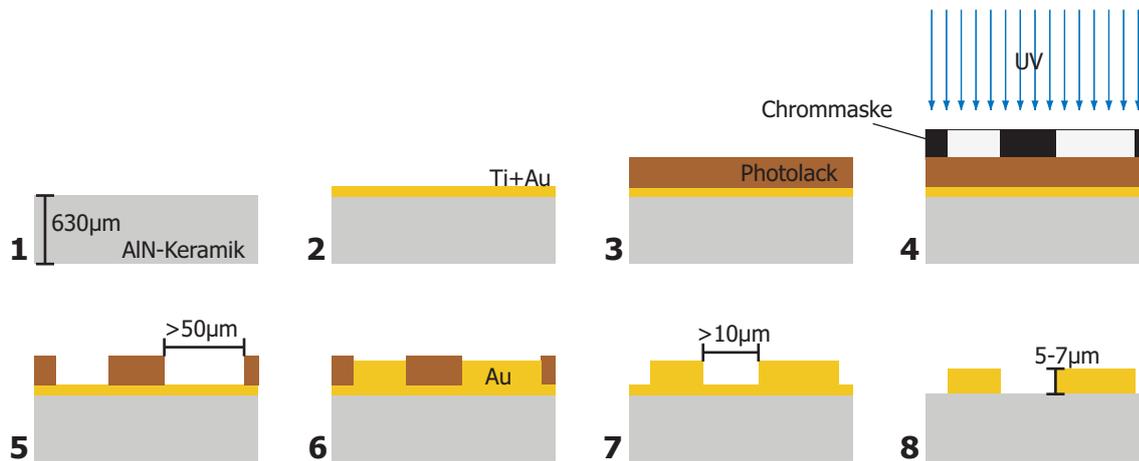


Abbildung 2.3: Herstellung eines Mikrofallensubstrats (Details im Text).

Belastbarkeit der Leiterbahnen und Bonddrähte

Die maximale Stromdichte, die Leiterbahnen auf einem Substrat tragen können, beträgt $j_{\max} = 10^{11} \text{ A/m}^2$ [108]. Bei der Wahl der Strukturgrößen des Mikrofallensubstrats wurde daher darauf geachtet, dass die Stromdichte zu jedem Zeitpunkt des Experiments um mindestens eine Größenordnung kleiner ist als der Maximalwert. Die elektrische Kontaktierung zwischen den Substraten erfolgt über Bonddrähte, wobei ein einzelner Bonddraht ($\varnothing 25 \mu\text{m}$) einen Maximalstrom von $\sim 0,8 \text{ A}$ tragen kann. Um für den Strom in den Leiterdrähten nicht durch die Bonddrähte limitiert zu sein, ist jeder Kontakt vom Mikrofallensubstrat zum Basissubstrat mit mindestens 14 Bonds versehen (Abbildung 2.4).

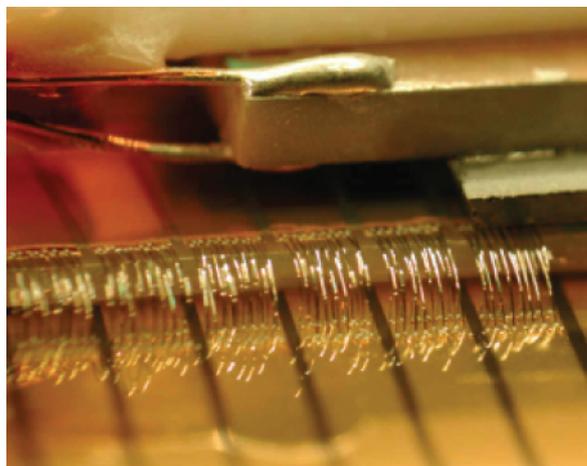


Abbildung 2.4: Bondkontakte zwischen Mikrofallensubstrat und Basissubstrat. Jede Leiterbahn auf dem Mikrofallensubstrat wird mit mindestens 14 Bonddrähten an einen Kontaktstreifen des Basissubstrats verbunden.

Spiegelbeschichtung für die MOT

Die für den Betrieb der Spiegel-MOT [95] erforderliche spiegelnde Substratoberfläche wird in unserem Experiment durch einen dielektrischen Spiegel ermöglicht, der mittels eines Transferverfahrens [109–111] auf das Substrat aufgebracht wird (Abbildung 2.5).

Dieser dielektrische Spiegel wird dabei mithilfe eines vakuumtauglichen Epoxitklebers⁶ von einem planen Trägersubstrat auf die Substratoberfläche transferiert.

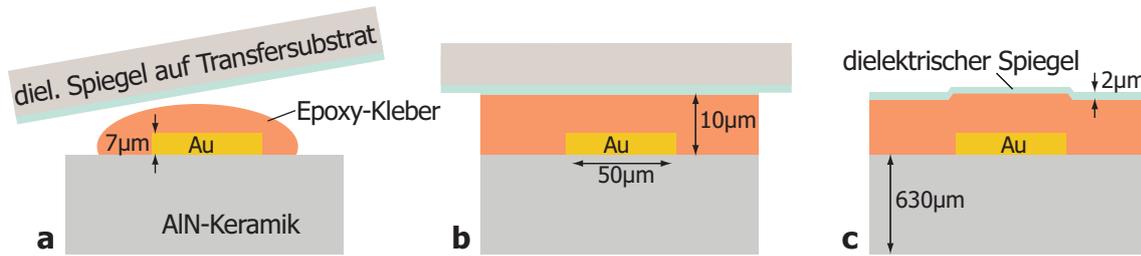


Abbildung 2.5: Verspiegelung des Mikrofallensubstrats. Ein für die Spiegel-MOT benötigter Spiegel wird mithilfe des Transferverfahrens auf das Mikrofallensubstrat aufgeklebt.

Beim Transfer eines Silberspiegels [96] musste darauf geachtet werden, dass keine Kurzschlüsse zwischen den Leiterbahnen entstehen. Deshalb war die Kleberschichtdicke durch die Zuhilfenahme eines Abstandshalters nach unten auf $25\ \mu\text{m}$ beschränkt. Die Kleberschicht für den dielektrischen Spiegel kann hingegen bei niedriger Kleberdosierung auf eine minimale Dicke von $\sim 10\ \mu\text{m}$ gebracht werden. Während des Aushärtens des Klebers schrumpft die Klebeschicht wie in Abbildung 2.5 c) angedeutet; die Leiterbahnstruktur zeichnet sich dadurch auf der Spiegeloberfläche ab und kann im reflektierten Laserstrahl beobachtet werden. Der Betrieb der magneto-optischen Falle wird dadurch jedoch nicht beeinträchtigt. Der Wechsel von einer Silberspiegelschicht zu der dielektrischen Verspiegelung bringt zudem den Vorteil mit sich, dass es nunmehr keinen Einfluss einer metallischen Oberfläche auf die Lebensdauer der Atome in einer Mikrofallens gibt (s. dazu [112–114]).

2.1.2 Vakuumzelle

Als Vakuumzelle dient eine einfache Glas-Küvette der Firma Hellma⁷. Sie besteht aus optischem Glas (OG⁸) und besitzt die Innenabmessungen $30 \times 30 \times 30\ \text{mm}^3$. Die Außenflächen der Küvette wurden mit einer Antireflexionsschicht vergütet. Der Zugang für die Pumpen an das Zellenvolumen wird über den Zellenboden auf der gegenüberliegenden Seite des Mikrofallensubstrats gewährleistet. Dafür wurde mithilfe eines Diamanthohlbohrers ein Loch mit 27 mm Durchmesser in den Küvettenboden gebohrt. Die Zelle wiederum ist über den Küvettenboden mit Epo-Tek 353ND an einen CF-40-Glas-Metall-Übergang mit einem Rohrrinnendurchmesser von 30 mm und einer Gesamtlänge von 100 mm angeklebt.

Vakuumdurchführung für Glasfaser

Um die Glasfasern der FFP-Resonatoren und die elektrischen Leitungen für die Piezokontakte aus dem Inneren der Vakuumzelle herausführen zu können, wurden mit einer $500\ \mu\text{m}$ dicken Diamantrennscheibe eine ca. 1 mm breite und 2 mm tiefe Kerben in zwei gegenüberliegende Zellwände gefräst (Abbildung 2.6). Das Ensemble aus Glasküvette und Glas-Metall-Übergang wird nun kopfüber mithilfe einer Positioniereinheit auf das

⁶Epo-Tek 353ND, oder Epo-Tek 301

⁷Hellma Glas-Küvette: Typ 704.001-OG

⁸OG: B 270 Superwite von SCHOTT DESAG

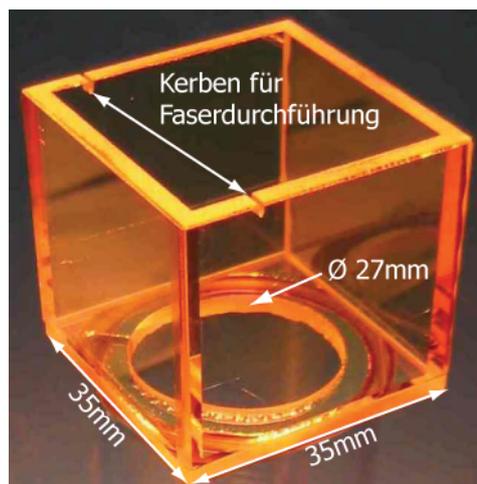


Abbildung 2.6: Glaszelle versehen mit Kerben für die Vakuumdurchführung der Glasfasern und elektrischen Kontakte, aufgeklebt auf einen Glas-Metall-Übergang.

Mikrofallenensemble - samt des Resonatorensembles aus Kapitel 3 - aufgeklebt. Ein kritischer Punkt hierbei ist die Dosierung der Klebermenge. Zum einen muss hinreichend viel Kleber benutzt werden, so dass die komplette Glasküvettenkante benetzt ist, und die Kerben für die Glasfaserdurchführungen zur Gänze mit Kleber aufgefüllt sind, zum anderen besteht die Gefahr, dass durch zuviel Kleber sich ein Klebmeniskus zwischen Substrat und Zelle ausbildet, der den optischen Zugang zur Substratoberfläche für die Absorptionsabbildung einschränken kann. Da wir für diesen Klebeschritt wegen des fragilen Resonataraufbaus keine hohen Temperaturen für das Aushärten des Klebers benutzen dürfen, müssen wir auf einen Kleber zurückgreifen, der bei Raumtemperatur aushärtet (Epo-Tek 301).

2.1.3 Vakuumapparatur

Einer der großen Vorteile der Mikrofallenexperimente ist der verhältnismäßig niedrige Anspruch an das Vakuum. Selbst bei einem Hintergrunddruck von $1 \cdot 10^{-9}$ mbar und einer Fallenlebensdauer von ~ 5 s ist es möglich, ein BEC zu erzeugen. Daher kann auf eine aufwändige Zweikammer-Vakuumapparatur verzichtet werden. Die bloße Vakuumapparatur ist in Abbildung 2.7 graphisch dargestellt. Das Vakuum wird durch eine Ionengetterpumpe⁹ und eine Titansublimationspumpe aufrechterhalten. Über die elektrische Durchführung sind sowohl die beiden Dispenser kontaktiert, als auch der für die Dispenserkistenmechanik (s. Abschnitt 2.1.4) benötigte Piezo. Das Vakuumfenster auf der gegenüberliegenden Seite des Mikrofallensubstrats erlaubt den optischen Zugang für eine Überwachungskamera¹⁰ und der Einkopplung eines Laserstrahls für die Seitenanregung im Resonator. Der Basisdruck beträgt $3 \cdot 10^{-10}$ mbar nach zwei Wochen Ausheizen bei $\sim 100^\circ\text{C}$. Die Vakuumkammer ist über die Ionengetterpumpe auf einem *Breadboard* der Größe $80\text{ cm} \times 40\text{ cm}$ befestigt. Eine weitere Befestigung der Kammer zum Breadboard befindet sich am Ende der Titansublimationspumpe. Das Breadboard

⁹MECA2000 25 L/s

¹⁰Für die Beobachtung des Fluoreszenzlichts der Atome während der MOT sind im Experiment zwei schwarz/weiß CCD-Fingerkameras von *Conrad Electronic* eingebaut.

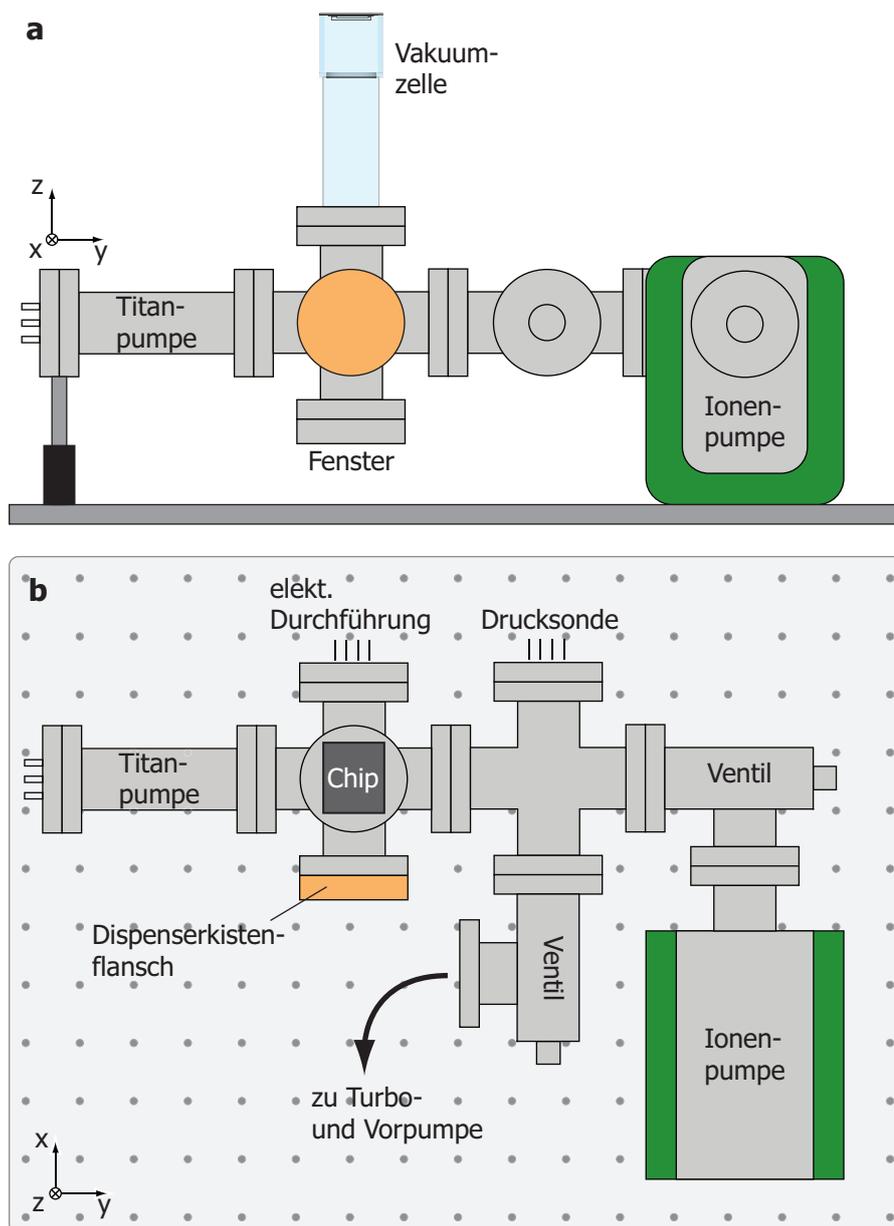


Abbildung 2.7: Vakuumkammer: a) Seitenansicht b) Draufsicht. Neben der Vakuumzelle besteht der Vakuumaufbau aus zwei Eckventilen, einem 4-fach Kreuz, einem 6-fach Kreuz, einer 25 L/s Ionenpumpe, einer Titansublimationspumpe, einer Drucksonde, einer Dispenserkiste und einem Durchführungsflansch für sechs elektrische Kontakte. Ein Vakuumfenster auf der der Zelle gegenüberliegenden Seite ermöglicht den optischen Zugang zum Mikrofallensubstrat. Die Vakuumkammer ist über die Ionenpumpe auf einem optischen Breadboard befestigt.

wiederum befindet sich auf einem Eichenholztisch¹¹ in direkter Nachbarschaft zum Lasersystem (Abbildung 2.8).

¹¹Eichenholztisch aus den Gründungsjahren des *Laboratoire Kastler-Brossel*, ~ 80 Jahre alt.

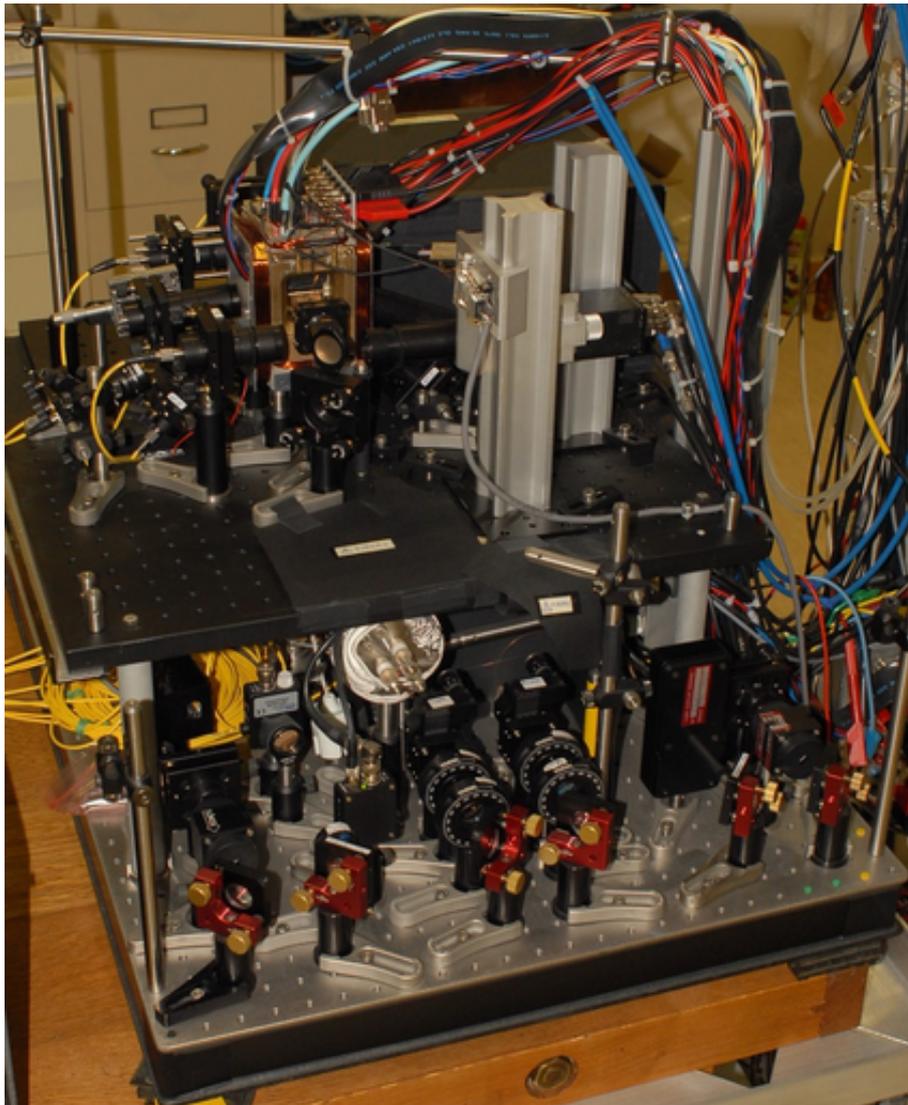


Abbildung 2.8: Experimenteller Aufbau. Durch ein zusätzliches Breadboard für die MOT-Optik ist die Vakuumkanter nahezu komplett verdeckt. Im Bildvordergrund ist die Einkoppeloptik für die FFP-Resonatoren zu sehen.

2.1.4 Rubidiumquelle

Als Quelle für die zu fangenden Rubidiumatome benutzen wir Dispenser der Firma SAES-Getters¹². Es sind hiervon zwei Dispenser in das System integriert:

- Ein Dispenser befindet sich im Glas-Metall-Übergang des Zellaufbaus, wobei die Austrittsöffnung des Dispensers auf den Glastubus gerichtet ist, so dass die Rubidiumatome nur über mindestens eine „Reflexion“ in den MOT-Einfangbereich gelangen.
- Der zweite Dispenser befindet sich in der Mitte des 6-fach Kreuzes mit Orientierung zum Mikrofallensubstrat, integriert in eine spezielle Kupferhalterung (s. unten).

Alle bisherigen Experimente wurden mit dem ersten Dispenser durchgeführt, der dabei mit einem Dauerstrom von 3,33 A betrieben wird. Ein auf Lebensdauer und Atomzahl

¹²Dispenser-Typ: RB/NF/3.4/12FT10+10

optimierter gepulster Betrieb [115] des Dispensers hat sich als nicht vorteilhaft erwiesen. Die Benutzung einer UV-Lichtquelle, um die Vorteile der lichtinduzierten Desorption (LIAD) für eine instantane Erhöhung bzw. Senkung des Rubidiumgasdruckes zu nutzen, wie sie in der Doktorarbeit von Peter Hommelhoff [116] beschrieben wurde, bringt in unserem Experiment keinen Vorteil. Vielmehr handelt man sich durch die UV-Lichtquelle ungewollte thermische Drifts des Resonators ein und Langzeitschwankungen in der Atomzahl.

Dispenserkiste

Ähnlich dem Prinzip der lichtinduzierten Desorption (LIAD) [117, 118] soll der Rubidiumdruck mithilfe eines mechanischen Klappmechanismus instantan (~ 500 ms) geschaltet werden können, um somit die beiden konträren Bedingungen - hoher Rubidiumdruck während der MOT-Ladephase und niedriger Rubidiumdruck, d. h. lange (>5 s) Lebensdauer, während der Magnetfallenphase - zu ermöglichen. Die Idee hierbei ist, den Dispenser in eine kleine Kiste zu packen, deren Austrittsöffnung durch einen Deckel je nach Bedarf geöffnet oder geschlossen werden kann. Die Bewegung des Deckels erfolgt über einen Biegepiezo¹³, der an der Rückseite der Dispenserkiste angebracht ist (Abbildung 2.9). Dieser zieht mittels eines $50 \mu\text{m}$ dünnen Wolframdrahtes an einer Welle, die wiederum mit dem Deckel verbunden ist und das Kippen des Deckels verursacht. Der Durchmesser der Welle ist so dimensioniert, dass der Hub des Piezos (1 mm bei ± 35 V) den Deckel um 90° kippen lässt. Die Funktionsweise der Dispenserkiste

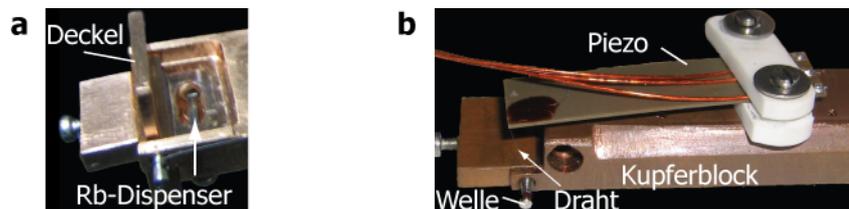


Abbildung 2.9: Dispenserkiste: a) Vorderseite der Dispenserkiste. Austrittsöffnung des Dispensers ist in Richtung des Mikrofallensubstrats orientiert. b) Dispenserkistenrückseite mit Piezoelement für die Verschlussmechanik.

ste kann am besten durch ein simples Experiment demonstriert werden: die Atomzahl in der MOT wird für eine geöffnete und eine geschlossene Dispenserkiste bestimmt. Hierzu wird der Startpunkt für das Laden der MOT (Anschalten der MOT-Strahlen), im Verhältnis zum Verschließimpuls des Deckels ($t = 0$) variiert. In Abbildung 2.10 ist zu sehen, dass die Zahl der Atome in der MOT um einen Faktor 5 größer ist, wenn das Laden der MOT bereits vor dem Schließen des Deckels stattfindet. Aus der Abnahme der Atomzahl ab $t = 0$ kann zudem die Verschließzeit der Kiste (~ 250 ms) bestimmt werden. Der Dispenser wird für dieses Experiment mit 4,5 A betrieben.

2.2 Experimentsteuerung

Für die Steuerung des gesamten Experiments sind zwei *Personal Computer* im Einsatz: Der erste ist für die Steuerung des zeitlichen Ablaufs des Experiments und der Verarbeitung der Daten einer *Avalanche Photo Diode* (APD) zuständig, der zweite

¹³PI Ceramic PL140.10

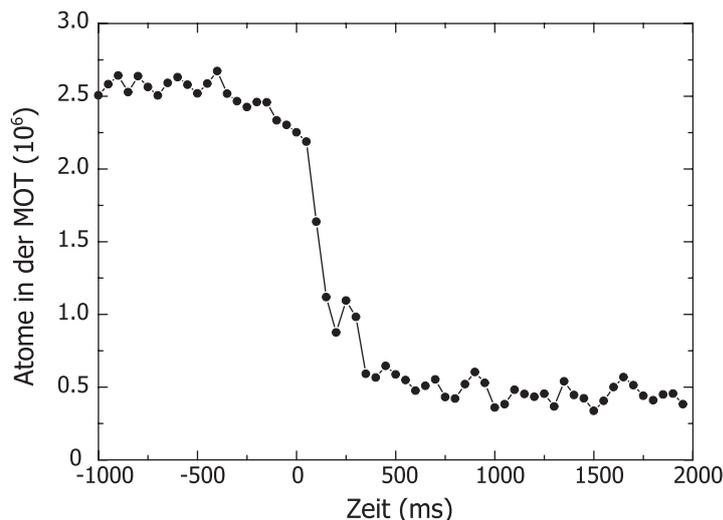


Abbildung 2.10: Modulation der Atomzahl in der MOT durch die Dispenserkiste. Der Deckel der Dispenserkiste wird zum Zeitpunkt 0 ms geschlossen. Die MOT-Ladezeit wird durch das Einschalten der MOT-Strahlen zu unterschiedlichen Zeitpunkten ($-1\text{ s} \dots +2\text{ s}$) gestartet. Der Rubidiumdruck läßt sich durch diesen Mechanismus innerhalb von $\sim 250\text{ ms}$ um einen Faktor 5 variieren.

für die Steuerung der beiden CCD-Kameras. Das Computerprogramm für die Steuerung des gesamten Experiments wurde von Jakob Reichel geschrieben. Die Ausgabe der Computersignale erfolgt über zwei 16-Bit-Analogausgangs-Karten mit insgesamt 16 Kanälen, einer 13-Bit-Analogausgangs-Karte mit 32 Kanälen und einer 32-Kanal-Digitalausgangs-Karte von National Instruments¹⁴. Die Karten werden bisher mit $50\ \mu\text{s}$ getaktet, was uns an keiner Stelle im Experiment begrenzt. Die Experimentsteuerung ist auf die 50 Hz der Netzspannung synchronisiert. Für zukünftige Experimente soll die Sequenz auf externe Signale getriggert werden können. So wird man z. B. auf gemessene Atomsignale innerhalb von $\sim 1\ \mu\text{s}$ reagieren können.

2.2.1 Spulenaufbau

Dank des kompakten Vakuumzellendesigns kann ein ebenso kompakter Spulenaufbau benutzt werden, der die für das Experiment erforderlichen Magnetfelder mit möglichst geringer Leistung erzeugt (Abbildung 2.8). Das Spulenensemble besteht aus sechs unabhängigen, rechteckigen Spulenkörpern, die um die Vakuumzelle zu einem „Spulenkäfig“ zusammengefügt werden. Um Wirbelströme in diesem Aufbau zu vermeiden, wurde jeder Spulenrahmen geschlitzt und die Rahmen gegeneinander elektrisch isoliert. Das Spulenpaar der x-Achse besitzt eine in die Spulenschablone integrierte Wasserkühlung, die für die Kühlung aller Spulen sorgt. Auf zusätzliche Magnetfeldspulen für die Erdmagnetfeldkompensation wurde in diesem Aufbau verzichtet; das benötigte Kompensationsfeld wird den Bias-Feldern während der Sequenz hinzuaddiert. In Tabelle 2.1 sind sowohl die Abmessungen und Windungszahlen jeder einzelnen Spule angegeben als auch das resultierende Magnetfeld der entsprechenden Spulenpaare.

¹⁴Analog 16-Bit: 2×PCI-6733, analog 13-Bit: PCI-6723, digital: PCI-6534

Achse	Abmessung [mm ²]	Abstand [mm]	Windungen pro Spule	B [$\frac{\text{G}}{\text{A}}$]	B' [$\frac{\text{G}}{\text{cmA}}$]
x	55 × 55	57	100	14,0	–
			50	7,0	–
y	115 × 80	85	80	5,5	–
			50	–	2
z	80 × 60	100	40	2,8	–
			20	1,4	–

Tabelle 2.1: Spulenparameter. Jeder Spulenkörper besitzt zwei Wicklungen, so dass auf jeder Achse zwei unabhängige Spulenpaare zur Verfügung stehen. In y-Richtung wird ein Spulenpaar zur Erzeugung eines externen Quadrupolfeldes in Anti-Helmholtz-Konfiguration betrieben.

2.2.2 Quadrupol U-Bügel, Substratkühlung

Wie zu Beginn dieses Kapitels erwähnt, ist der direkte Zugang zur Substratrückseite ein großer Vorteil des neuen Vakuumzellendesigns. Hier können je nach Bedarf weitere makroskopische Leiterbahnstrukturen angebracht werden und eine für die Mikrofallensubstrate unabdingbare Wärmesenke¹⁵. Für das Mikrofallenexperiment in Paris haben wir an diese Stelle einen Kupfer-U-Bügel [119] platziert (Abbildung 2.11 b), mithilfe dessen das Quadrupolfeld¹⁶ für die MOT erzeugt werden kann. Dafür wird der U-Bügel mit ~ 60 A durchflossen und das resultierende Magnetfeld von einem externen Magnetfeld $B_y = 6$ G überlagert. Der U-Bügel hat eine Dicke von 2 mm und ist mit Epo-Tek H77 passgenau und mit dünnen Glimmerplättchen isoliert in eine 35 mm × 35 mm × 4 mm große Kupferplatte eingeklebt (Abbildung 2.11 a), oder Abb. 2.1). Der Widerstand des Kupferbügels beträgt 0,20 m Ω , die dissipierte Leistung von 0,65 W ist demnach vernachlässigbar klein, einzig durch den schlechten Kontaktwiderstand (0,88 m Ω) der elektrischen Kontaktierung mit Bananensteckern erfolgt eine Aufwärmung des Kupferbügels (2,86 W).

Eine passive Temperaturstabilisierung, wie in den bisherigen Mikrofallenexperimenten üblich, reicht wegen der Temperaturfühlbarkeit optischer Resonatoren für dieses Experiment nicht aus. Daher haben wir ein Peltierelement¹⁷ auf der den Kupferbügel einschließenden Kupferplatte angebracht, um die Substrattemperatur aktiv regulieren zu können. Ein wassergekühlter Kupferblock auf der Rückseite des Peltiers sorgt für den Abtransport der dissipierten Leistung. Die Substrattemperatur wird mit einem 10 k Ω -Thermistor gemessen, der in einer ca. 1 cm tiefen Bohrung in der Kupferplatte zwischen den Schenkeln des Kupferbügels angebracht ist. Die Temperatur wird mithilfe eines Temperaturkontrollers¹⁸ stabilisiert, damit erreichen wir, dass die Temperatur am Messpunkt während eines kompletten Experimentierzyklus, bei dem ~ 50 W elektrische Leistung dissipiert wird, bis auf $\pm 0,2$ °C stabil bleibt.

¹⁵engl. *Heatsink*

¹⁶Das Quadrupolfeld für die MOT im Münchener Mikrofallenexperiment wurde noch mit einem externen Spulenpaar erzeugt, dessen Hauptachsen unter 45° zur Substratoberfläche orientiert ist.

¹⁷Conrad Electronic: Type 7105; $P_{max} = 27$ W, $I_{max} = 4,6$ A, 30 × 30 × 4,1 mm³

¹⁸Toptica: DTC 110

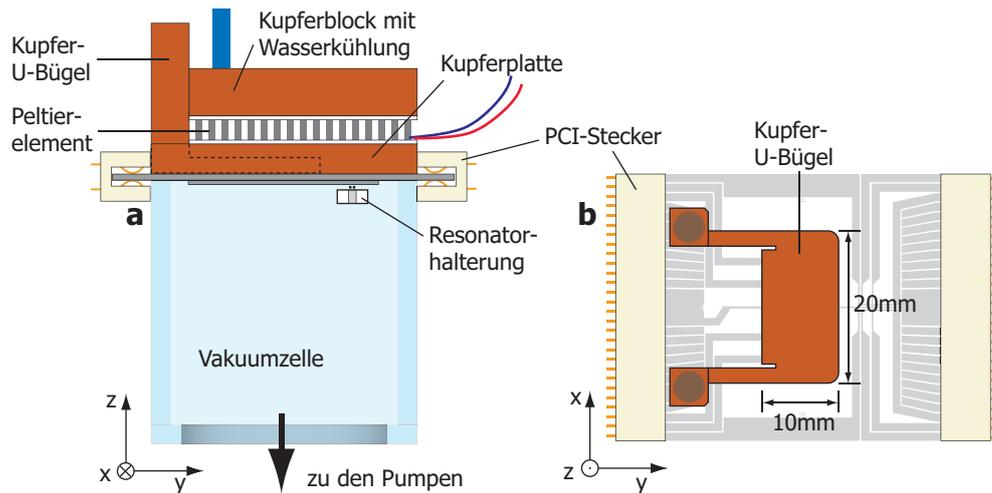


Abbildung 2.11: Kupfer-U-Bügel für das Quadrupolfeld der MOT mit Substratkühlung. a) Das Ensemble aus U-Bügel, Kupferplatte, Peltierelement und Wasserkühlungsblock wird auf der Rückseite des Basissubstrats fixiert. Guter Wärmekontakt zwischen Substrat und Kupferplatte wird durch Wärmeleitpaste gewährleistet. b) Orientierung des Kupfer-U-Bügels auf dem Basissubstrat. Die PCI-Stecker ermöglichen eine parallele Kontaktierung der Mikrofallendrähte.

2.2.3 Elektrische Kontaktierung

Die elektrische Kontaktierung des Mikrofallensubstrats erfolgt über zwei modifizierte PCI-Stecker, die an den Längsseiten des Basissubstrats auf die Keramik geschoben werden (Abbildung 2.11). Ein Stecker erlaubt die parallele Kontaktierung von 25 Zuleitungen. Auch wenn der Maximalstrom der PCI-Stecker laut Hersteller $I_{\max} = 1 \text{ A}$ beträgt, kann dieser Wert im Sequenzbetrieb des Experiments für kurze Zeit um bis zu 300% überschritten werden. Die Stecker sind jeweils in eine Adapterplatine eingelötet, die wiederum mit einem abgeschirmten Flachbandkabel verbunden sind. Das Flachbandkabel ist an seinem anderen Ende über einen D-Sub 25-poligen Stecker mit einer abgeschirmten Verteilerkiste verbunden. Jeder Kontakt auf dem Substrat besitzt eine Bananensteckerbuchse in der Verteilerkiste. Die sich dadurch ergebende „Steckerbuchsenmatrix“ ermöglicht eine einfache und flexible Beschaltung der Substratdrähte durch die Stromquellen.

Stromquellen

Eine kritische Rolle für alle Mikrofallenexperimente spielen die Stromquellen, die die Ströme in den Mikrofallenleiterbahnen und den Spulen liefern. In unserem Experiment sind nicht weniger als zehn Stromquellen im Einsatz. Die Quellen, die für die Ströme auf dem Mikrofallensubstrat eingesetzt werden, wurden in unserer Arbeitsgruppe an der LMU von Anton Scheich konstruiert. Sie liefern einen Strom der proportional zu einer Eingangsspannung von $\pm 10 \text{ V}$ ist, die von den analogen Computerkarten erzeugt wird. Um die Karten zu schützen, sind die Eingänge der Stromquellen galvanisch durch Optokoppler getrennt. Der Maximalstrom, der mit diesen Stromquellen erreicht werden kann, ist $I_{\max} = 5 \text{ A}$ und ihre relative Präzision beträgt 10^{-4} .

2.3 Laseraufbau

Das für die Versuche in München benutzte Lasersystem wurde im Rahmen der Diplomarbeit von Chiara Chiffi [120] aufgebaut und detailliert in der Doktorarbeit von Romain Long [86] beschrieben. In diesem Abschnitt wird daher lediglich auf das in Paris neu aufgebaute Lasersystem eingegangen. Auf folgende Punkte wurde bei dem Neuaufbau besonders geachtet:

- stabilerer Aufbau gegen Strahlwanderung → alle Strahlen fasergekoppelt
- mehr optische Leistung in den Kühllasern
- kompakter, „tragbarer“ Aufbau

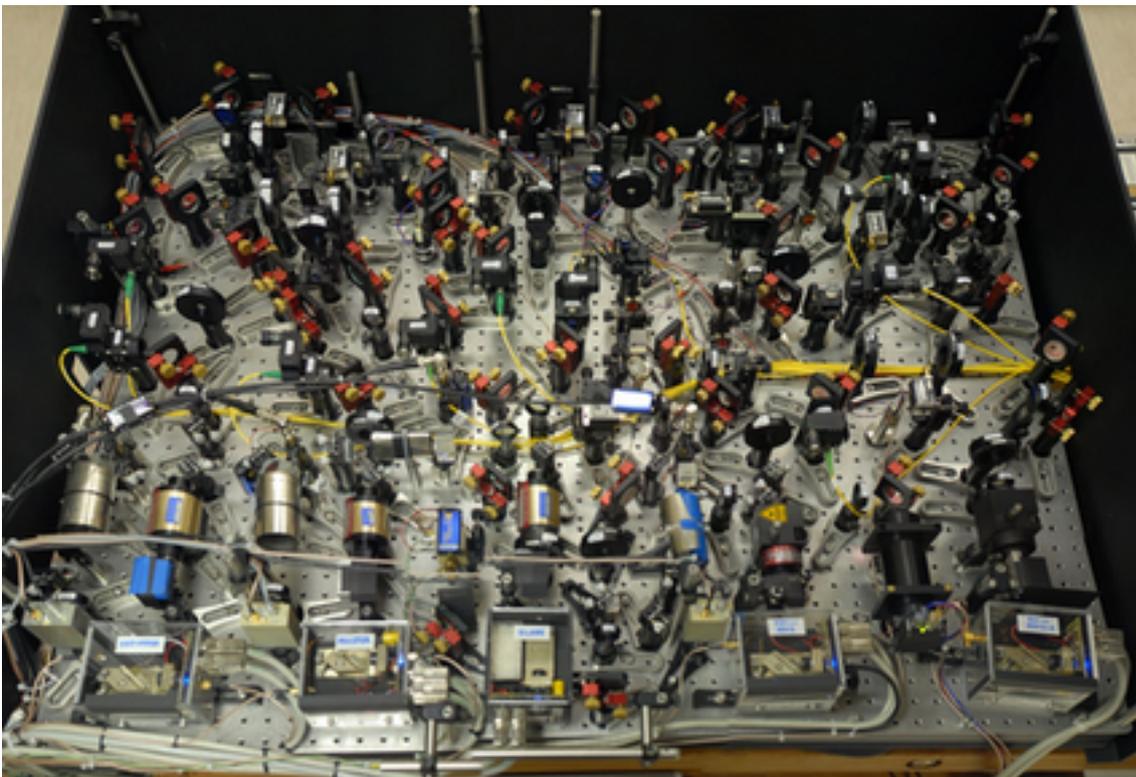


Abbildung 2.12: Laseraufbau in Paris. Insgesamt sind fünf Laserdioden im Einsatz: drei für die Laserkühlung und zwei weitere für den Resonatorbetrieb.

Der gesamte Laseraufbau ist in Abbildung 2.12 zu sehen. Er besteht aus fünf Laserdioden und findet auf einem optischen *Breadboard* der Größe $80\text{ cm} \times 120\text{ cm}$ Platz, welches sich wiederum auf einem Eichenholztisch befindet. Eine Isolierung des Lasersystems gegen Übertragung von Trittschall über den Boden wird durch zwei leicht aufgepumpte Fahrradschläuche zwischen Tisch und Breadboard erreicht. Das gesamte Laserbreadboard befindet sich in einer Kiste, die der Laseroptik Schutz gegen Staubpartikel bietet und die Laser vor der Zugluft der Klimaanlage schützt.

Für die Laserkühlung der Rubidium-Atome werden drei Laserdioden benötigt, von denen zwei gitterstabilisiert sind und eine Diode injiziert wird. Die beiden zusätzlichen Laser werden für die Experimente mit den Faserresonatoren benötigt. In Abbildung 2.13 ist der komplette Strahlverlauf auf dem Lasertisch skizziert. Alle Laserstrahlen werden

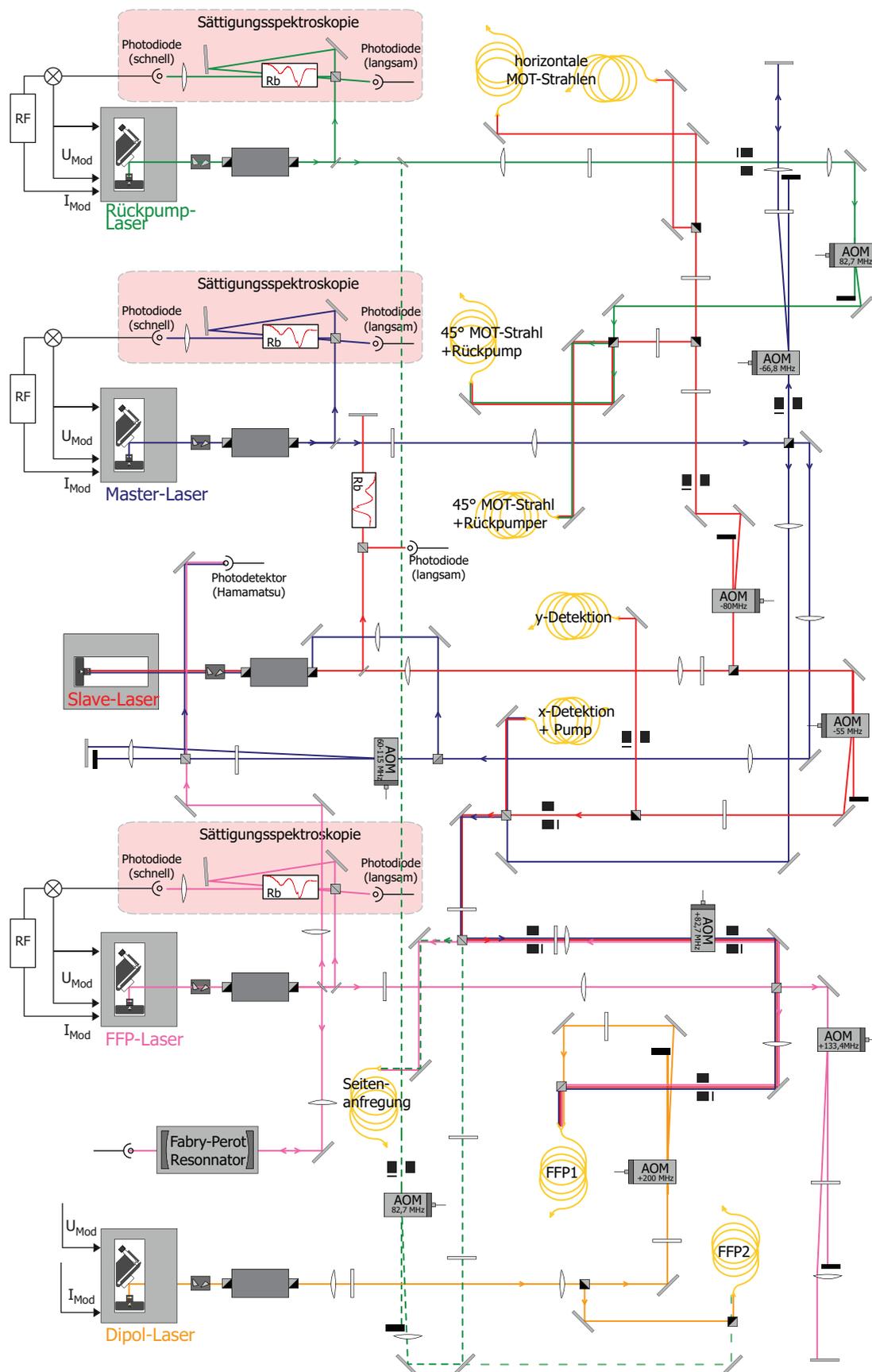


Abbildung 2.13: Strahlengang des Laseraufbaus. Die Darstellung ist um 90° zum obigen Photo gedreht. Alle Laserstrahlen werden über polarisationserhaltende Glasfaserkabel vom Lasertisch hin zum Vakuumtisch geführt (Details im Text).

in polarisationserhaltende Glasfasern eingekoppelt und vom Lasertisch zum Vakuuntisch geführt. Im folgenden wird auf jeden einzelnen Laser im Detail eingegangen. Die für den Betrieb einer MOT notwendigen Laserfrequenzen sind in dem Thermchema von ^{87}Rb in Abbildung 2.14 eingezeichnet.

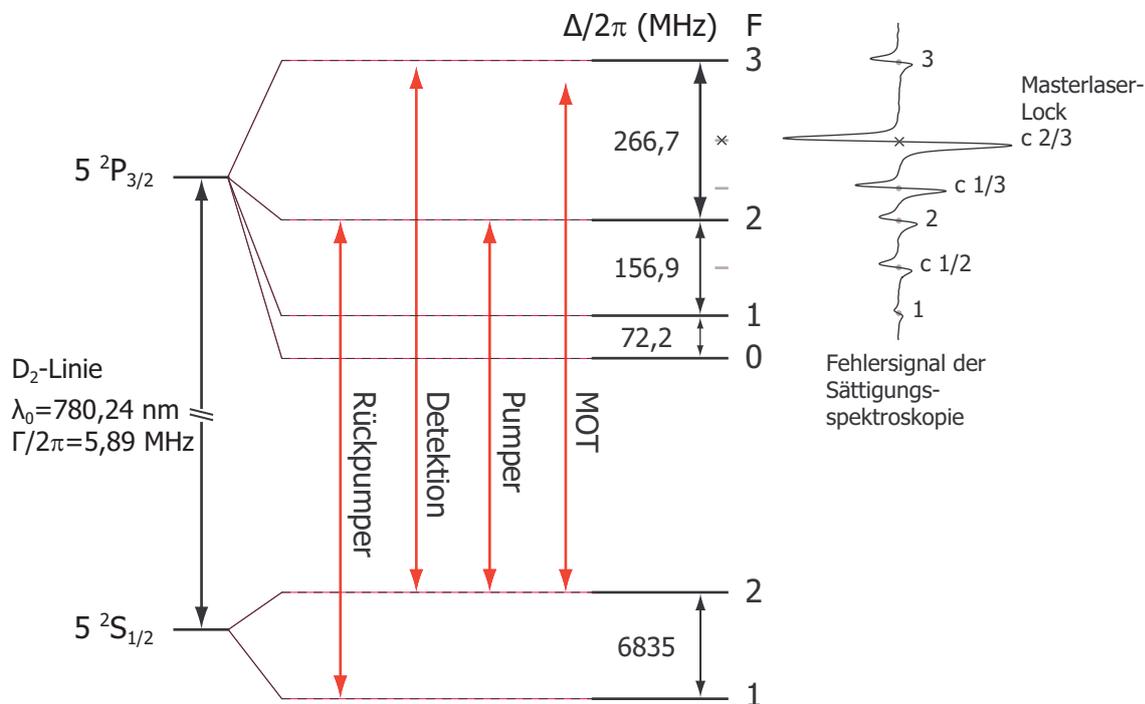


Abbildung 2.14: Ausschnitt aus dem Thermchema von ^{87}Rb mit den für die MOT verwendeten Laserfrequenzen. Auf der rechten Seite ist das Fehlersignal der Sättigungsspektroskopie eingefügt, der Masterlaser wird auf die *Cross-Over*-Resonanz ($F = 2 \rightarrow F' = 2/F = 2 \rightarrow F' = 3$) gelockt.

2.3.1 MOT-Laser

Kühlaser: Master-Slave-Anordnung

Als Kühllaser für die MOT benutzen wir eine sog. Master-Slave-Anordnung zweier Diodenlaser. Beide Laser besitzen den selben Laserdiodyentyp¹⁹ mit einer nominellen Ausgangsleistung von 120 mW. Der Masterlaser ist in Littrow-Anordnung aufgebaut und wird mithilfe eines Radiofrequenz-Locks [121, 122] in einer Absorptions-Spektroskopie auf die *Cross-Over*-Resonanz ($F = 2 \rightarrow F' = 2/F = 2 \rightarrow F' = 3$) stabilisiert. Nach dem Gitter und dem optischen Isolator stehen noch 54 mW Laserleistung zur Verfügung. Das Laserlicht wird an einem polarisierenden Strahlteilerwürfel aufgeteilt; ca. 30% werden für den Pumpstrahl verwendet (s. u.), der Rest wird dazu benutzt, um nach doppeltem Durchgang durch einen akusto-optischen-Modulator (AOM²⁰) die Slave-Laserdiode zu injizieren. Die Frequenz des AOMs kann über einen Bereich von +60 MHz \dots + 115 MHz durchgestimmt werden und dient dazu, die Kühllaserfrequenz von $+3\Gamma \dots - 13\Gamma$ in der Nähe der D₂-Resonanzlinie (Abbildung 2.14) ($\Gamma = 5,9\ \text{MHz}$ natürliche Linienbreite) zu verschieben. Der Slave-Laser läuft auf der Frequenz des

¹⁹Master, Slave und Rückpumper: Sharp GH781JA2C

²⁰Crystal Technology: Modelle 3080-122, 3110-120, 3200-124

Masters mit dem Vorteil, dass die vollen 120 mW der Laserdiode zur Kühlung zur Verfügung stehen und der Strahl durch Variation der AOM-Frequenz nicht seine Richtung ändert. Bevor der Kühlstrahl auf vier polarisationserhaltende Fasern - zwei für die Horizontalstrahlen und zwei für die 45°-Strahlen der MOT - aufgeteilt wird, die das Licht vom Lasertisch zum Vakuumentisch leiten, wird er durch einen AOM mit fester Frequenz (-80 MHz) geführt, um seine Leistung für die MOT variieren und schnell ein- und ausschalten zu können. Die Leistung vor der Einkopplung in die vier MOT-Fasern beträgt 40 mW. Durch sorgfältige Justage des Strahldurchmessers vor der Einkoppellinse liegt die Einkoppeleffizienz für alle vier Fasern bei $> 80\%$. Die zu den verschiedenen Phasen der MOT benutzten Verstimmungen relativ zum $F = 2 \rightarrow F' = 3$ -Übergang sind in dem MOT-Sequenzdiagramm in Abbildung 2.20 angegeben.

Rückpump-Laser

Der Rückpumplaser ist im Wesentlichen eine Kopie des Master-Lasers, der einzige Unterschied ist der Lockpunkt für das Radiofrequenz-Lock; hier liegt er auf der *Cross-Over*-Resonanz ($F = 1 \rightarrow F' = 1/F = 1 \rightarrow F' = 2$). Um die Leistung des Rückpumpers variieren zu können und um ihn schnell ein- und ausschalten zu können, wird der Strahl durch einen AOM mit der Frequenz +82,7 MHz geführt. Die Laserfrequenz ist somit resonant mit dem $F = 1 \rightarrow F' = 2$ -Übergang. Der Rückpumplaserstrahl wird den 45°-Strahlen des Kühllasers auf einem polarisierenden Strahlteilerwürfel vor der Fasereinkopplung überlagert.

Detektions-Strahlen

Für die Detektions-Strahlen wird ein Teil ($\sim 6\%$) des Slave-Laserstrahls permanent abgezweigt und zum schnellen Schalten und Variation der Leistung durch einen AOM mit fester Frequenz (-55 MHz) geführt. Nach dem AOM wird der Strahl an einem polarisierenden Strahlteilerwürfel für die beiden Detektionsachsen geteilt und jeweils in eine polarisationserhaltende Faser eingekoppelt, die das Licht zur Vakuumzelle leitet. Die Frequenz für die Abbildung ist resonant mit dem Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 3$ und wird über den AOM im „Master-Strahl“ (Doppelpass-AOM) eingestellt. Dies ist möglich, da Detektion und Kühlphase nie gleichzeitig stattfinden.

Pump-Strahl

Der Pump-Strahl wird, wie oben erwähnt, vom Master-Laser gewonnen. Nach doppeltem Durchgang durch einen AOM wird er an einem nichtpolarisierenden Strahlteilerwürfel dem Detektionsstrahl der x-Achse überlagert. Die AOM-Frequenz ist mit -66,8 MHz fest so eingestellt, dass der Pump-Strahl mit dem Übergang $F = 2 \rightarrow F' = 2$ resonant ist.

2.3.2 Resonator-Laser

FFP-Laser

Im Vergleich zum Kühllasersystem spielt die optische Leistung des Detektionslasers (FFP-Laser) für die FFP-Resonatoren eine untergeordnete Rolle, vielmehr ist eine große, modensprungsfreie Durchstimmbarkeit von mehreren Gigahertz wünschenswert.

Daher benutzen wir für diesen Laserstrahl eine Laserdiode²¹, die mit einer Antireflexionsschicht auf ihrer Endfacette versehen ist. Ebenfalls in Littrow-Konfiguration betrieben kann die Frequenz dieses Lasers mithilfe eines Feedforwards auf der Spannung des Gitterpiezo und dem Laserstrom um ~ 25 GHz durchgestimmt werden. Die Ausgangsleistung nach dem Gitter beträgt 30 mW. Der Frequenzscan wird sowohl mit einer Rb-Sättigungsspektroskopie als auch mit einem Referenzresonator²² überwacht; somit kann die Frequenzänderung des FFP-Lasers in Abhängigkeit der Rampzeit kalibriert werden (Abbildung 2.15). Falls Experimente mit nichtgescanntem Laserlicht

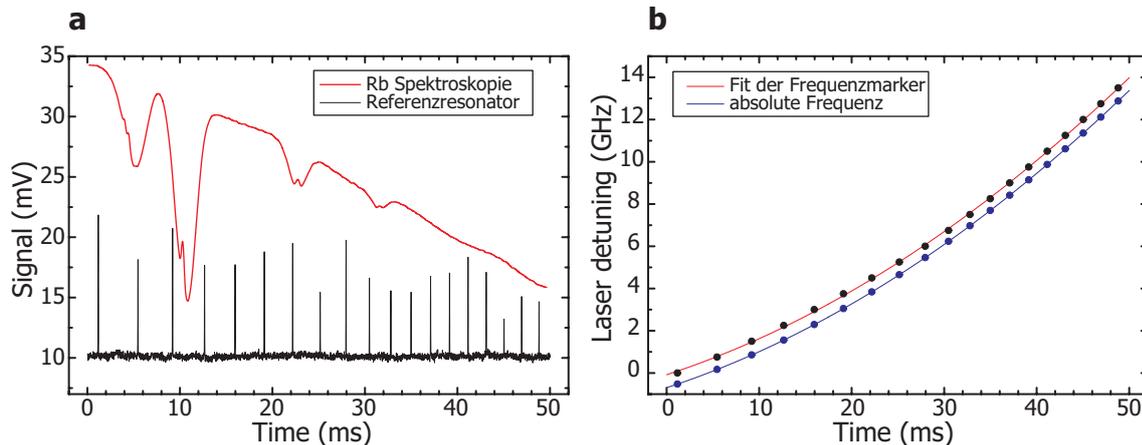


Abbildung 2.15: Sättigungsspektroskopie des FFP-Lasers. a) Rubidiumspektroskopie und Referenzresonatorsignal für eine Frequenzrampe des FFP-Lasers. b) Die Transmissionspeaks des Referenzresonators werden dazu benutzt, um die Frequenzrampe zu kalibrieren. Die Frequenz des Lasers kann durch Modulation der Piezospaltung und des Laserstroms um ~ 25 GHz modensprungfrei durchgestimmt werden.

gemacht werden, kann der FFP-Laser, ebenso wie Master- und Rückpumplaser, mittels eines Radiofrequenz-Locks auf eine Rubidiumlinie stabilisiert werden. Durch das Schwereungssignal zwischen FFP-Laser und Masterlaser auf einem Photodetektor²³ lässt sich die Frequenz des FFP-Lasers um ± 3 GHz um die Rubidium-D₂-Linie herum mit einer Genauigkeit von 10 MHz einstellen. Damit die gewünschte Detektionsleistung im Resonator eingestellt werden kann, wird der Laser vor der Einkopplung in eine polarisationserhaltende Faser in doppeltem Durchgang durch einen AOM mit der Frequenz (+141 MHz) geführt.

Dipol-Laser

Der Dipol-Laser²⁴ dient zum einen der Längenstabilisierung der FFP-Resonatoren und zum anderen der Erzeugung einer Intraresonator-dipolfalle mit einer Wellenlänge von 830 nm. Die Laserdiode wurde in einen alten Master-Laserkopf eingebaut, wobei lediglich der Winkel des optischen Gitters zur Laserdiode für die Injektion in Littrow-Konfiguration angepasst werden musste. Die Priorität dieses Lasers liegt ebenfalls auf der großen Durchstimmbarkeit; mit einem Feedforward auf Piezospaltung und Laserstrom ist es möglich, die Frequenz um ~ 20 GHz modensprungfrei durchzustimmen.

²¹FFP-Laser: Sacher SAL-780-40

²²Resonatorparameter: Länge $d = 100$ mm, Spiegelkrümmungsradien $r_1 = r_2 = 100$ mm, freier Spektralbereich (für konfokalen Resonator) $FSR = c/(4 \cdot d) = 750$ MHz.

²³Hamamatsu: ULTRAFast MSM PHOTODETECTOR G4176

²⁴Dipollaser: Sanyo DL-8032-001

Ein weiterer kritischer Punkt für den Dipollaserstrahl ist die Kontrolle der optischen Leistung. Daher wird der Strahl durch einen AOM geführt, der mit der festen Frequenz von +200 MHz betrieben wird, und dessen RF-Leistung um 67 dB abgeschwächt werden kann. Die resultierende Abschwächung der optischen Leistung beträgt über den gesamten Bereich 54 dB.

MOT-Laser → FFP-Resonator

Der Laseraufbau ist so konzipiert, dass Teile des Kühllasersystems für den Betrieb der FFP-Resonatoren benutzt werden können. So werden Teile des Detektionsstrahls und des Pumpstrahls in den FFP-Resonator eingekoppelt und können je nach Bedarf für die Resonatorstabilisierung (s. Abschnitt 3.3) eingesetzt werden. Vom Rückpump-Laser werden $\sim 4\%$ der Gesamtleistung permanent abgezweigt, um nach Passieren eines AOMs (+82,7 MHz) in eine Faser für die Seitenanregung eingekoppelt zu werden.

Mechanische Blende - ClicClac

Jeder Laserstrahl wird durch mindestens einen AOM geführt und kann somit schnell an- und ausgeschaltet werden. Die Schaltzeiten betragen dabei etwa $1 \mu\text{s}$. Dennoch gibt es auch bei maximaler Abschwächung der RF-Leistung Streulicht im AOM-Kristall in alle Beugungsordnungen. Dieses (nah-)resonante Streulicht reicht aus, um die Lebensdauer in der Magnetfalle soweit zu reduzieren, dass die Erzeugung eines BECs nicht möglich ist. Daher ist in jedem Strahlengang eine mechanische Blende²⁵ platziert, die das Laserlicht je nach Bedarf in weniger als 1 ms vollständig blockiert.

Seitenanregungsstrahl

Um die Atome im Resonator für die Detektion mit einem transversalen Strahl anregen zu können, stehen zwei Faserauskoppler samt Fokussiereinheit zur Verfügung (Abbildung 2.16). In die Faser für die Seitenanregung kann auf dem Lasertisch wahlweise das Laserlicht des FFP-Lasers oder das des Rückpump-Lasers eingekoppelt werden. Beide Strahlen werden davor jeweils durch einen AOM mit der Frequenz +82,7 MHz geführt. Bei der Wahl der Fokussierlinsen muss darauf geachtet werden, dass der Fokus des Strahls möglichst zur Gänze im Resonator zu liegen kommt, um seitliches Einkoppeln von Streulicht in die Resonatorfasern zu vermeiden. Folgende Linsen werden für die Fokussierung benutzt:

- Seitenanregung in y-Richtung: 1. Linse, Singlett $f_1 = 100 \text{ mm}$, 2. Linse, Achromat $f_2 = 75 \text{ mm}$, $\lambda/4$ -Plättchen. Gemessener Fokussdurchmesser $d \approx 14,5 \mu\text{m}$.
- Seitenanregung in z-Richtung: 1. Linse, Achromat $f_1 = 60 \text{ mm}$, 2. Linse, Singlett $f_2 = 500 \text{ mm}$, 3. Linse, Singlett $f_3 = 1000 \text{ mm}$, $\lambda/4$ -Plättchen. Gemessener Fokussdurchmesser $d \approx 21,4 \mu\text{m}$. Der optische Zugang erfolgt über das Vakuumfenster gegenüber dem Mikrofallensubstrat, der Strahl wird über das Justage Loch in der Macorbrücke in den Resonator eingekoppelt. Da dieser Strahl senkrecht zur Substratoberfläche verläuft, kommt es zu einer Retroreflexion am Substratspiegel.

²⁵Harting, Typ 2810025-0614

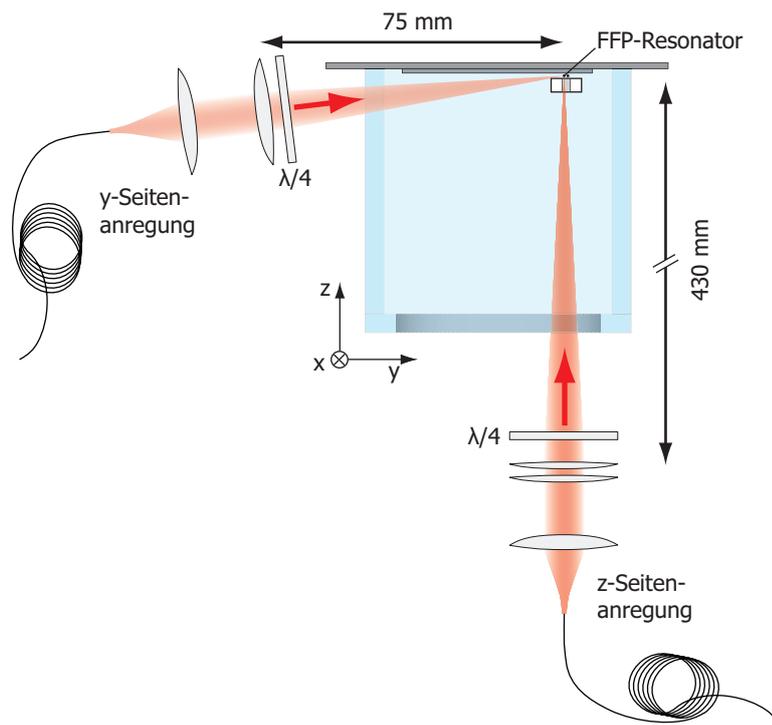


Abbildung 2.16: Transversale Strahlen für die Seitenanregung. Die Linsensysteme sind so gewählt, dass der Fokus der Strahlen möglichst zur Gänze im Resonator zu liegen kommen. Der Strahl in z-Richtung wird über das CF40-Fenster auf der gegenüberliegenden Seite der Mikrofalle in die Vakuumkammer eingekoppelt und gelangt über das Loch in der Macorbrücke in den Resonator.

2.3.3 Absorptionsabbildung

Bevor die Atome mit dem Resonator detektiert werden können, müssen vorab die MOT- und Magnetfallenphasen durchlaufen werden. Die Beobachtung dieser Etappen erfolgt über Absorptionsabbildung entlang zweier Achsen mit zwei CCD-Kameras (Abbildung 2.17). Hierbei werden die Atome nach Ausschalten der Magnetfalle destruktiv nachgewiesen, indem mit einem schwachen, resonanten Laserstrahl für kurze Zeit ($50 \dots 100 \mu\text{s}$) durch die Atomwolke hindurch auf eine der beiden Kameras geleuchtet wird. Die Frequenz der Detektionsstrahlen wird der durch das angelegte Quantisierungsfeld erzeugten Zeeman-Aufspaltung angepasst, so dass sie resonant mit dem Kühlübergang ist. Damit die Atome während der Detektion nicht in Sättigung getrieben werden, stellen wir den Laserstrahl auf $0,3 \times I_{\text{sat}}$ der Sättigungsintensität $I_{\text{sat}} = 1,66 \text{ mW/cm}^2$ für ^{87}Rb ein. Für beide Achsen der Absorptionsabbildung benutzen wir baugleiche Videokameras der Firma JAI²⁶. Diese Kameras erlauben uns, zwei Bilder (ein Bild mit und eines ohne Atome) in relativ kurzem Zeitabstand von 50 ms aufzunehmen, was die Empfindlichkeit der Abbildung in Bezug auf Newtonringe - verursacht durch Etalon-Effekte an der Glaszelle - reduziert.

Das Computerprogramm zur Bildernahme wurde von Wolfgang Hänsel geschrieben und in dessen Doktorarbeit erläutert [96]. Das Programm generiert aus den zwei gewonnen Bildern und einem zusätzlichen Referenzbild das sogenannte Analysebild. Aus diesem lässt sich schließlich die Atomzahl berechnen und unter Berücksichtigung der

²⁶JAI: CV-M50-IR, 752×582 Pixel.

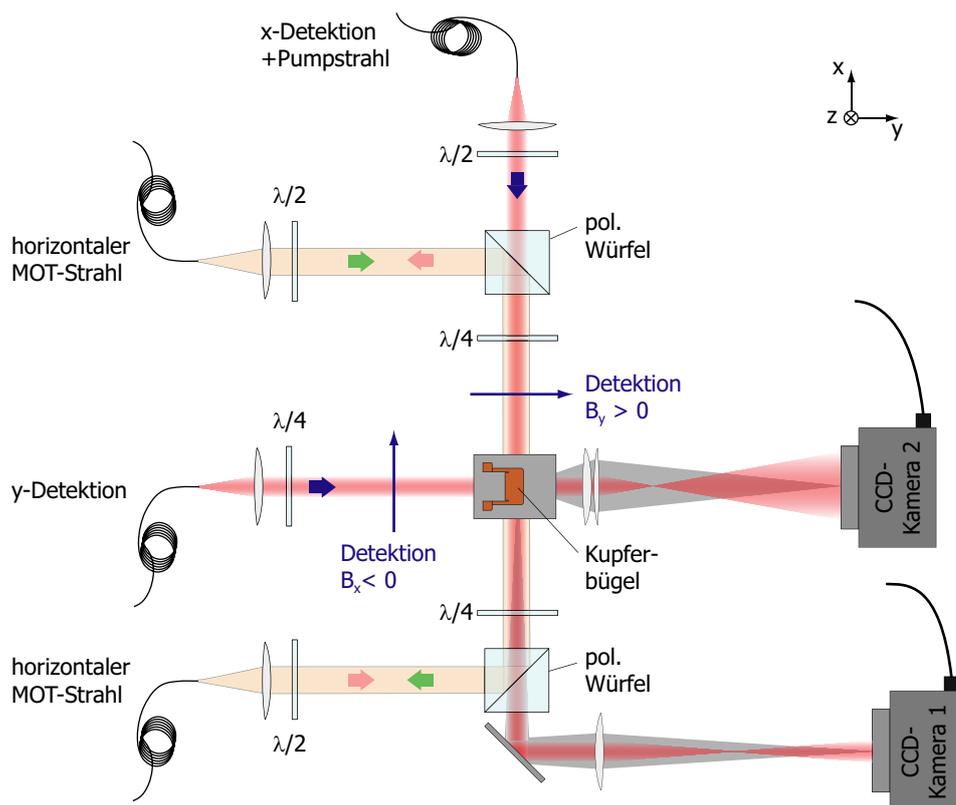


Abbildung 2.17: Die beiden Absorptionsabbildungssysteme in Experimentdraufsicht. x-Detektionsstrahl wird den horizontalen MOT-Strahlen auf einem polarisierenden Strahlteilerwürfel überlagert.

Fallenfrequenzen und der freien Expansionszeit (TOF) können die Parameter Temperatur, Dichte und Phasenraumdicke der Wolke bestimmt werden.

Detektion auf der x-Achse

Mit der Detektion auf der x-Achse werden die ersten Experimentetappen - MOT, Melasse und das Umladen in die Magnetfalle - detektiert. Der Detektionsstrahl wird dabei den horizontalen MOT-Strahlen auf einem polarisierenden Strahlteilerwürfel überlagert. Hinter einem zweiten Strahlteilerwürfel bilden wir die Wolkenebene mit einer Linse ($f = 75 \text{ mm}$) auf dem CCD-Sensor ab. Somit erreichen wir eine Auflösung von $7,5 \mu\text{m}/\text{Pixel}$. Ein Magnetfeld von 5 G wird in Richtung des Detektionsstrahls angelegt, um eine Quantisierungsachse vorzugeben.

Detektion auf der y-Achse

Die Detektion auf der y-Achse ist für die Beobachtung der Atome im und um den Resonator zuständig. Da der optische Zugang durch die Resonatorhalterung eingeschränkt ist, muss der Abbildungsstrahl, wie in Abbildung 2.18 gezeigt, um $\sim 30^\circ$ zur Substratoberfläche geneigt und über eine Spiegelung am Substratspiegel in die Kamera abgebildet werden. Auf der Kamera sind daher zwei Atomwolken zu sehen: zum einen das direkte Bild, bei dem der Detektionsstrahl zuerst am Spiegel reflektiert wird, bevor er auf die Atome trifft, und zum anderen das gespiegelte Bild des Schattenwurfs der Atome. Die Abbildungsoptik ist dabei so gewählt (Achromat: $f_1 = 40 \text{ mm}$, Singlett:

$f_2 = 150 \text{ mm}$, $\text{NA} \sim 0,30$), dass mit der resultierenden Auflösung von ca. $3 \mu\text{m}$ eine Atomwolke in einem Resonatorspalt von einigen zehn μm hinreichend gut abgebildet werden kann.

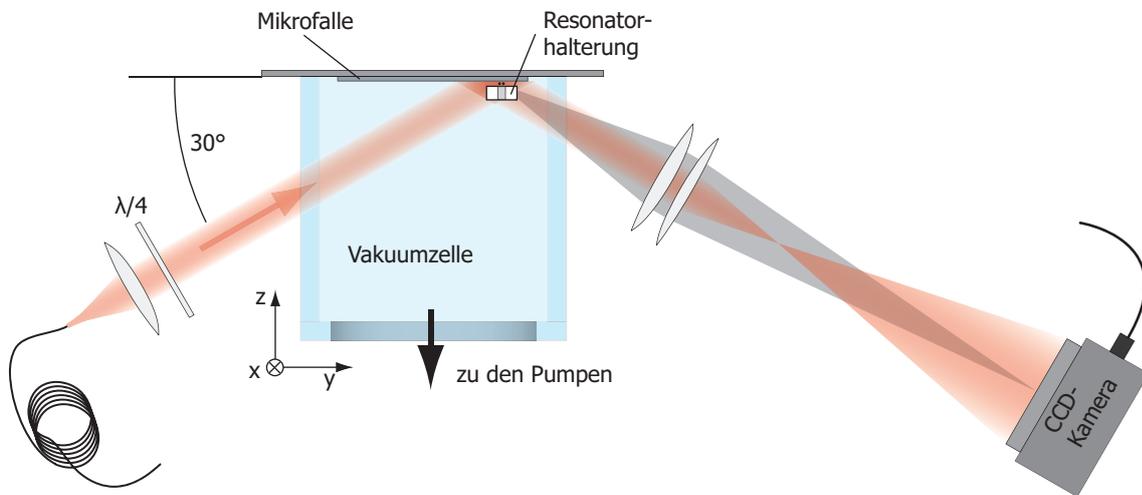


Abbildung 2.18: Absorptionsabbildung in y -Richtung. Atome werden auf dieser Achse im und vor dem Resonator abgebildet. Der Detektionsstrahl und die Kamera sind dabei um 30° gegenüber dem Mikrofallensubstrat geneigt.

2.4 Experimentelle Parameter der MOT-Phase

Die komplette Experimentzykluszeit vom Laden der Atome in der MOT bis zur Detektion mit dem Resonator dauert $\sim 10 \text{ s}$, wobei der größte Teil der Zeit für das Laserkühlen beansprucht wird. Im Folgenden werden daher alle Etappen der MOT bis zum Umladen in die Magnetfalle erklärt. In Abbildung 2.19 a) ist die Orientierung der 45° -Strahlen für die Spiegel-MOT gezeigt. Diese legen wiederum die Achsen des Quadrupolfeldes für die MOT fest und somit die Orientierung des Quadrupolbügels auf der Rückseite des Basissubstrats.

1. MOT-Laden: Das MOT-Quadrupolfeld wird durch einen Strom von $I_{\text{KU}} = 57 \text{ A}$ im Kupfer-Bügel und durch ein externes homogenes Magnetfeld von $B_y = 9 \text{ G}$ erzeugt. Um die MOT in y -Richtung über dem Basissubstrat zu positionieren, wird zusätzlich ein Feld $B_z = 5 \text{ G}$ angelegt. Das Zentrum der MOT mit $\sim 4 \cdot 10^7$ Atomen befindet sich $\sim 4 \text{ mm}$ von der Mikrofallenoberfläche entfernt.
2. MOT aus: Für das Umschalten auf ein MOT-Quadrupolfeld, erzeugt mit dem Basissubstrat, werden alle Felder und Laserstrahlen für 2 ms ausgeschaltet.
3. MOT-Rampen: Das Heranfahren der Atome an die Substratoberfläche erfolgt in einer MOT, deren Quadrupolfeld durch einen U-Bügel auf dem Basissubstrat erzeugt wird (Abbildung 2.19 b). Dafür wird der Strom im Bügel reduziert ($I_{\text{BU}} = 5 \text{ A} \rightarrow 3,5 \text{ A}$) und das externe Magnetfeld erhöht ($B_y = 2 \text{ G} \rightarrow 4,2 \text{ G}$). Durch den Transfer werden keine Atome verloren; das Zentrum der Wolke befindet sich nach der Rampe $0,8 \text{ mm}$ vom Mikrofallensubstrat entfernt und besitzt eine Temperatur von $70 \mu\text{K}$.

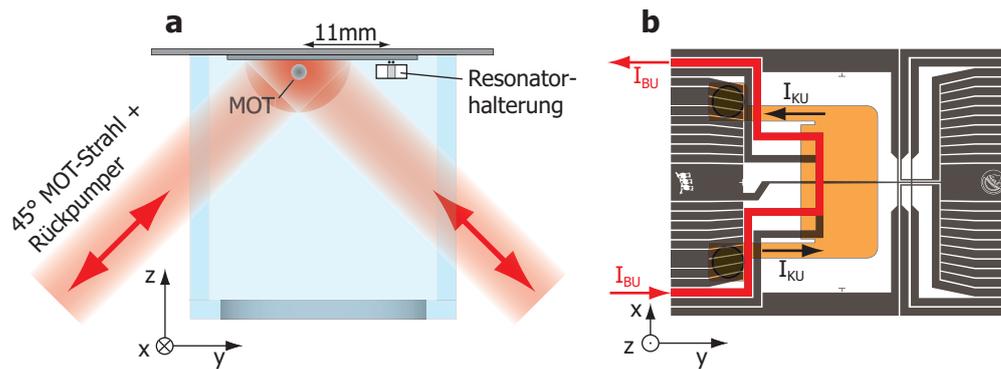


Abbildung 2.19: Orientierung der MOT-Strahlen. a) Um eine Schattenbildung der MOT-Strahlen durch die Resonatorhalterung zu vermeiden, sind die horizontalen MOT-Strahlen parallel zum Resonator entlang der x-Richtung orientiert. Dadurch entsteht ein Abstand von 11 mm zwischen MOT-Position und Resonatorzentrum, den es zu überbrücken gilt. b) Orientierung des Quadrupol-U-Bügels auf dem Basissubstrat für die Spiegel-MOT. Zur Erzeugung des MOT-Quadrupolfeldes fließen $I_{KU} = 57$ A durch den Kupfer-Bügel.

4. MOT aus: Bevor die Atome in einer optischen Melassenphase weiter gekühlt werden, müssen alle Laserstrahlen ausgeschaltet werden, damit die externen Felder auf die Werte für die Erdmagnetfeldkompensation²⁷ gebracht werden können, so dass das Feld am Ort der Atome verschwindet.
5. Melasse: Die mittlere Temperatur der $\sim 4 \cdot 10^7$ Atome nach der optischen Melassenphase beträgt $\sim 9,5 \mu\text{K}$.
6. Optisches Pumpen: Um möglichst viele Atome in die Magnetfalle zu transferieren, werden die Atome durch einen ~ 1 ms Pumpimpuls in den Zustand $|F = 2, m_f = +2\rangle$ spinpolarisiert. Der Pumpstrahl befindet sich auf der x-Detektionsachse, die Quantisierungsachse wird durch ein Magnetfeld in x-Richtung vorgegeben.

Der zeitliche Ablauf der kompletten MOT-Phase bis zum Umladen in die Magnetfalle (s. Abschnitt 5.1.1) ist im Schaubild 2.20 graphisch dargestellt. Die beiden Absorptionsspektren entlang der x-Achse sind zum einen während der MOT-Rampphase auf halbem Weg zur Substratoberfläche und zum anderen nach der Melassenphase mit 0,3 ms TOF aufgenommen worden. Die MOT-Ladephase findet mit einem Abstand von ~ 4 mm zur Substratoberfläche außerhalb des Gesichtsfelds der x-Abbildung statt.

²⁷Die Kompensationsfelder wurden mithilfe der Hanle-Spektroskopie [123, 124] ermittelt.

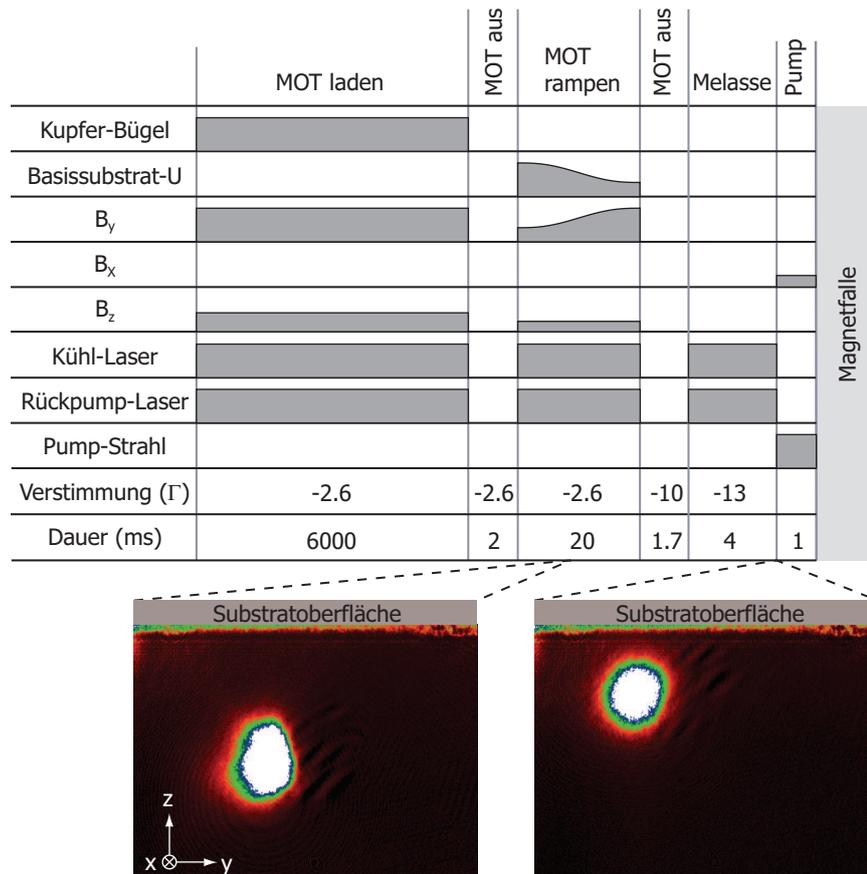


Abbildung 2.20: Zeitlicher Ablauf der MOT-Phasen bis zum Umladen in die Magnetfalle. Die vorletzte Zeile gibt die Verstimmung des Kühllasers relativ zur $F = 2 \rightarrow F' = 3$ -Resonanz an, gemessen in Linienbreiten $\gamma = 6$ MHz. Das linke Absorptionbild wurde während der Rampphase auf halbem Weg zur Oberfläche aufgenommen, das Bild rechts nach der Melassenphase.

Kapitel 3

Faser-Fabry-Perot-Resonatoren

Das nun folgende Kapitel wird sich mit den Herzstücken der Experimente in München und in Paris befassen: den Faser-Fabry-Perot-Resonatoren (FFP-Resonatoren). Beide Resonatortypen basieren dabei auf dem in Abschnitt 1.2.4 vorgestellten Resonatorkonzept, bei dem die Glasfaserendflächen die Rolle der Spiegelsubstrate für einen Fabry-Perot-Resonator übernehmen. Der Unterschied der Resonatoren liegt in deren Verspiegelungsmethode. Hier werden nun beide Verspiegelungstechniken vorgestellt und eine vollständige Charakterisierung der Resonatoren durchgeführt. Ein weiterer delikater Schritt ist die Integration des Resonatorensembles auf dem Mikrofallensubstrat; neben einer exakten Positionierung der Resonatormode gegenüber der Leiterbahnstruktur ($\pm 5 \mu\text{m}$) muss eine größtmögliche thermische Entkopplung der Resonatorhalterung zum Substrat angestrebt werden. Daher wird in diesem Kapitel die Resonatorhalterung detailliert beschrieben und die unterschiedlichen Stabilisierungsmethoden des FFP-Resonators für die Atomdetektion vorgestellt.

3.1 FFP-Resonator erster Generation

3.1.1 Transferbeschichtung

Die Jenaer Beschichtungsfirma O.I.B.¹ hat ein technisches Verfahren entwickelt [109–111], mithilfe dessen man dielektrische Spiegelschichten von einem gekrümmten Hilfsträger auf Glasfaserendflächen transferieren kann. Als Hilfsträger, der die Krümmung der Spiegelschichten vorgibt, können z.B. kleine Kugellinsen ($\varnothing \geq 1 \text{ mm}$), oder Mikrolinsenarrays ($\varnothing = (100–500) \mu\text{m}$) verwendet werden. Vor der Bedampfung des Hilfsträgers mit den $\lambda/4$ -Schichten für das Spiegelschichtsystem, bestehend aus SiO_2 und TiO_2 (mit den Brechungsindizes $n_{\text{TiO}_2} = 2,25$ und $n_{\text{SiO}_2} = 1,46$), wird eine Zwischenschicht aus CaBr aufgebracht, die eine adhesive Bindung zwischen Substrat und Spiegelschicht herstellt (im Gegensatz zur chemischen Bindung der $\lambda/4$ -Schichten untereinander). Diese Zwischenschicht erlaubt ein zerstörungsfreies Lösen der Spiegelschicht vom Hilfsträgersubstrat. Etwaige Reste der Zwischenschicht auf der Spiegelfläche können leicht mit Ethanol entfernt werden.

In Abbildung 3.1 ist der Ablauf eines Klebprozesses einer gekrümmten Spiegelschicht auf ein Faserende dargestellt. Zuerst wird mithilfe eines xyz -Positioniertisches das Ende einer *gecleavten* Faser (Singelmode oder Multimode) über eine beschichtete Glaskugel ausgerichtet. Um die Position des Scheitelpunktes der Glaskugel genau

¹Optische Interferenz Bauelemente GmbH, www.oib-jena.de

bestimmen zu können, wird Laserlicht in die Faser eingekoppelt und auf ein maximales Reflexionssignal optimiert. Danach wird die Faserspitze mit einem UV-Klebstoff² benetzt, der sowohl vakuumtauglich als auch transparent für $\lambda_L = 780 \text{ nm}$ ist. Anschließend wird die Faser mit der Kugel in Berührung gebracht, während weiterhin das reflektierte Laserlicht beobachtet und gegebenenfalls die Position nachgeregelt wird. Es folgt ein kurzer UV-Lichtpuls, der zur Aushärtung des Klebers führt. Die Faser zieht man nun nach oben weg, wobei ein Teil der Spiegelschicht vom Hilfsträger gelöst wird. Wieviel von der Spiegelschicht jeweils auf eine Faser transferiert wird, variiert bei jedem Klebevorgang, entscheidend ist jedoch, dass die gesamte Faserendfläche bedeckt ist. Über den Faserdurchmesser hinausragende Spiegelreste lassen sich leicht z.B. durch Druckluft entfernen, da der Klebemeniskus zwischen Faser und Spiegel eine Sollbruchstelle bildet.

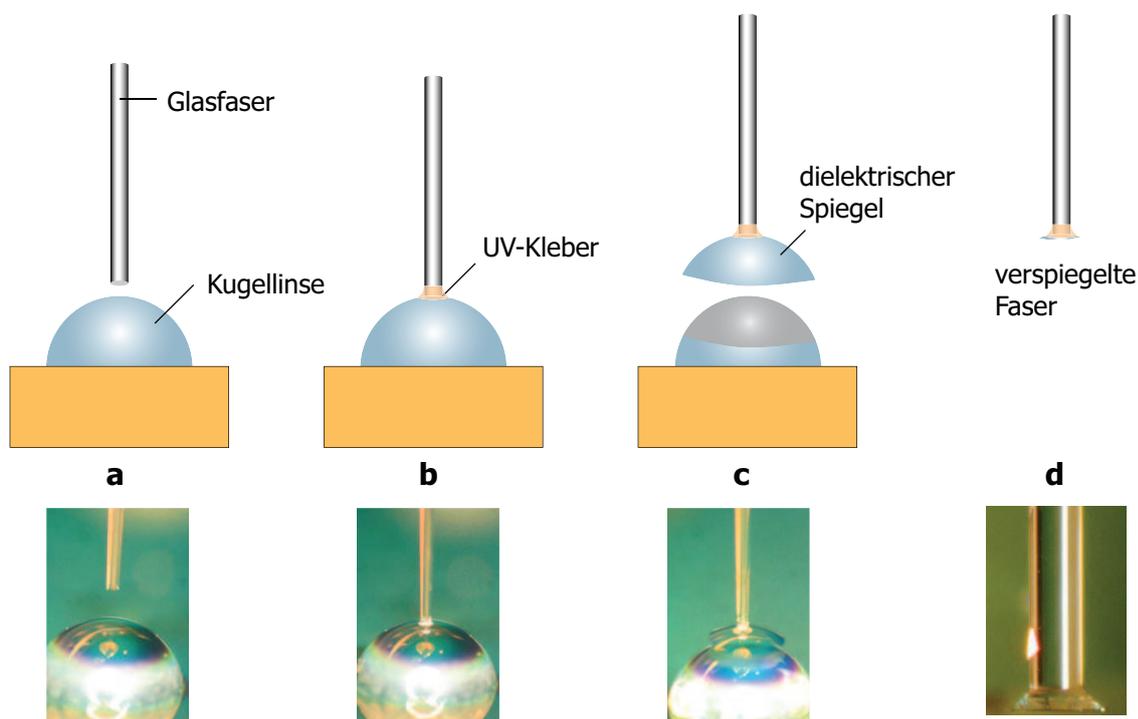


Abbildung 3.1: Transfer einer gekrümmten Spiegelschicht auf eine Glasfaserspitze: a) Positionieren einer geclavten Faser über einer beschichteten Kugellinse, b) Ankleben der Faser an die Spiegelschicht mittels UV-Kleber; c) Ablösen des Spiegelschichtsystems von der Kugellinse, d) Entfernen der über die Faser hinausragenden Spiegelschicht.

Ein nicht zu verachtender Vorteil dieser Transfertechnik ist, dass das Verspiegeln der Glasfaserspitzen vom Herstellungsprozess der Spiegelschichten getrennt wird, d. h. es können Standardfasern (Singlemode oder Multimode) mit einem Plastikcoating benutzt werden, da eine Faser erst im Labor unmittelbar vor ihrem Einbau in einen Resonator mit einem Transferspiegel versehen wird. Spezialfasern, die einen Bedampfungsprozess aushalten müssen, sind genauso unnötig wie eine aufwändige Faserhalterung mit der die zu beschichtenden Fasern in eine Bedampfungsanlage gebracht werden müssen.

²Dymax OP-4-20663

3.1.2 Charakterisierung des FFP-Resonators erster Generation

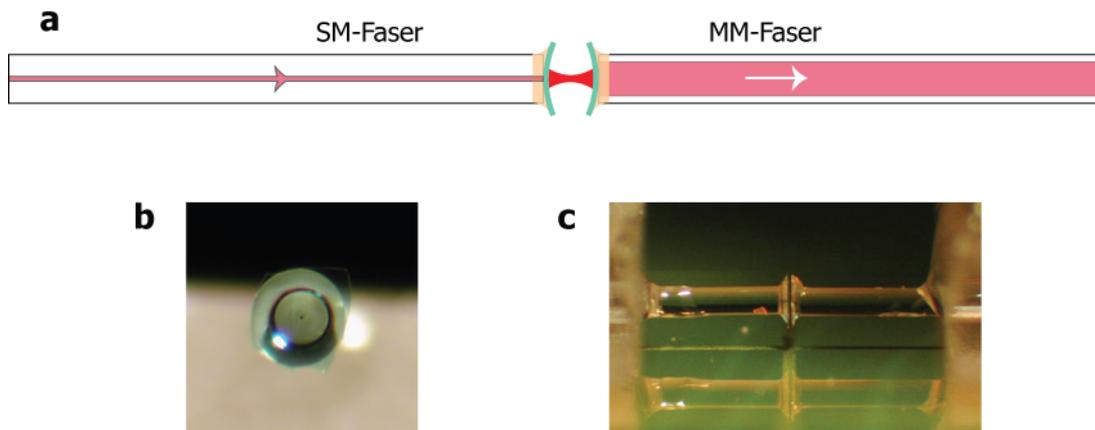


Abbildung 3.2: a) Konzept des Faser-Fabry-Perot-Resonators. Eine Singlemode-Faser und eine Multimode-Faser werden an ihren Enden mit einer gekrümmten Spiegelschicht versehen und soweit zusammengebracht, dass ein stabiler Fabry-Perot-Resonator zwischen den Spiegeln entsteht. b) Draufsicht auf die für die Einkopplung benutzte Single-Mode Faser mit einem Durchmesser von $125\ \mu\text{m}$. Der Krümmungsradius der Spiegelschicht beträgt $1000\ \mu\text{m}$. c) Ein FFP-Resonator mit Transferspiegeln, integriert auf einem Mikrofallensubstrat.

Der Faser-Fabry-Perot-Resonator mit Transferspiegelbeschichtung, der im Münchener Resonator-QED-System zum Einsatz gekommen ist, ist in Abbildung 3.2 gezeigt [56]; er besteht aus einer Singlemodefaser³ und einer Multimodefaser⁴. Um die Finesse des Resonators zu bestimmen, wird ein Detektionslaser über die Singlemodefaser in den Resonator gekoppelt und die Transmission in Abhängigkeit zur Resonatorlänge d gemessen. Die Auskopplung über eine Multimodefaser erlaubt eine hohe Aufsammeleffizienz von I_{trans} , da Modenanpassungsverluste vernachlässigbar sind. In Abbildung 3.3 ist die Transmissionskurve über einen vollen freien Spektralbereich aufgetragen. Die Kalibrierung der für die Längenänderung benutzten Piezos wird mithilfe zweier in den Resonator eingekoppelten Laserfrequenzen vorgenommen. Der erste Laser ist auf die D_2 -Linie von ^{87}Rb gelockt ($\lambda = 780,24\ \text{nm}$), der zweite ist um einige Resonatorlinienbreiten κ zum ersten Laser verstimmt und besitzt die Wellenlänge $\lambda = 780,6\ \text{nm}$. Wird noch ein zusätzlicher dritter Laser, mit einer Wellenlänge $\lambda = 828,25\ \text{nm}$, überlagert, kann die Resonatorlänge eindeutig bestimmt werden. Für den Resonator ergibt sich somit eine Länge von $27\ \mu\text{m}$, und die Finesse beträgt $F = 1050$. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert der Finesse, der sich aus einer unabhängigen Messung der Transmission, $T = 8 \cdot 10^{-4}$, und der Verluste, $L = 2,4 \cdot 10^{-3}$ der Spiegelschichten ergibt:

$$F = \frac{\pi}{T + L} = 980 \pm 40. \quad (3.1)$$

Im Transmissionspektrum in Abbildung 3.3 sind zusätzlich zur TEM_{00} -Grundmode die nächsten Moden höherer Ordnung des Resonators sichtbar. Die Resonanzfrequenz für diese transversalen Moden ist mit Gleichung (1.31) durch die Resonatorlänge und

³Thorlabs SM 780HP: Kern $\varnothing = 5\ \mu\text{m}$, Cladding $\varnothing = 125\ \mu\text{m}$, Coating $\varnothing = 250\ \mu\text{m}$, N.A. = 0,12

⁴3M: Kern $\varnothing = 110\ \mu\text{m}$, Cladding $\varnothing = 125\ \mu\text{m}$, Coating $\varnothing = 250\ \mu\text{m}$, N.A. = 0,12

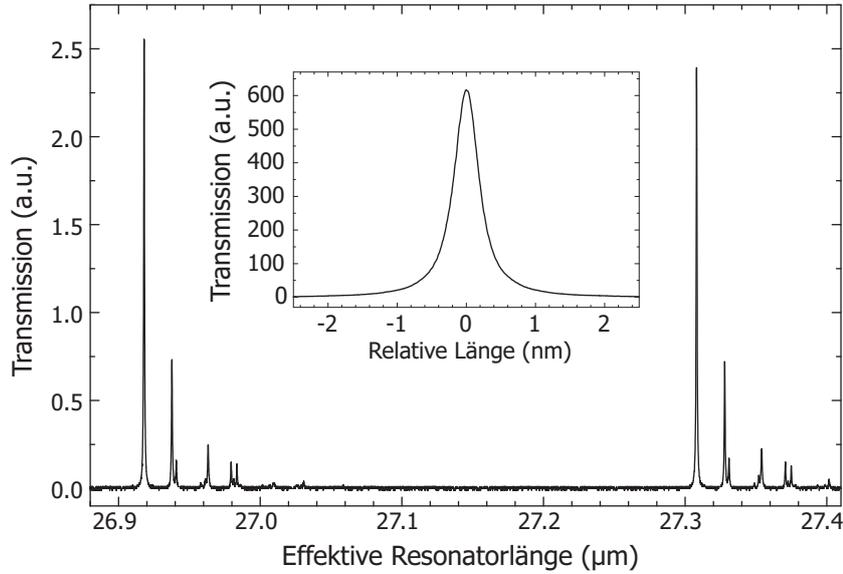


Abbildung 3.3: Transmission in Abhängigkeit zur Resonatorlänge des Resonators mit Transferbeschichtung. Mithilfe eines Scherpiezos wird die Resonatorlänge um mehr als einen FSR variiert, die Spannungs- zu Längenkonversion wurde mithilfe zweier in den Resonator eingekoppelter Laserfrequenzen ermittelt (nicht gezeigt). Neben der TEM_{00} -Grundmode sind noch die ersten höheren Nebenmoden zu sehen. Die absolute Resonatorlänge wird durch den Einsatz von drei unterschiedlichen Laserfrequenzen zu $27 \mu\text{m}$ bestimmt (Details im Text). Die Spiegel haben einen Krümmungsradius von $1000 \mu\text{m}$. Die Finesse beträgt 1050, der FSR $5,5 \text{ THz}$ und die Linienbreite (FWHM) $5,26 \text{ GHz}$. Der Einschub im Schaubild zeigt die Linienform der TEM_{00} -Grundmode.

den Spiegelkrümmungsradius bestimmt. Daraus ergibt sich ein Abstand zwischen den Moden für einen symmetrischen Resonator, ausgedrückt in Wellenlängen:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi d} \Delta (p + l) \cos^{-1} \left(1 - \frac{d}{R} \right). \quad (3.2)$$

Der hier gemessene Modenabstand wird durch einen Resonator mit einer Spiegelkrümmung von $950 \mu\text{m}$ am besten wiedergegeben. Dieses Ergebnis bedeutet wiederum, dass die Krümmungsradien der Transferspiegel, vorgegeben durch die Krümmung der Hilsträger, nach einer kompletten Verspiegelungsprozedur beibehalten werden.

Aus den Messungen der Finesse und der Geometrie können nun noch die relevanten Resonator-QED-Parameter für den Resonator bestimmt werden. Das Modenvolumen beträgt $V = 600 \mu\text{m}^3$, was zu einer Kopplungskonstante von $g_0/2\pi = 180 \text{ MHz}$ führt. Vergleicht man diese kohärente Kopplung mit der dissipativen Resonatorzerfallsrate $\kappa/2\pi = 2,65 \text{ GHz}$, so sieht man, dass mit diesem Resonator das *strong-coupling limit* nicht erreicht werden kann. Für die Kooperativität hingegen ergibt sich ein Wert $C_0 = 2,1$ d. h. erste Quanteneffekte, wie eine erhöhte Spontanemission der Atome in die Resonatormode [1, 125] oder eine signifikante Modifikation der Resonatortransmission durch die Anwesenheit eines einzelnen Atoms sollten mit diesem System zu messen sein.

Limitiert wird die Qualität eines Resonators mit Transferverspiegelung zum einen durch die Oberflächenqualität des Hilfsträgersubstrats⁵ und zum anderen durch die Qualität der Spiegelschichten. Während mit einer besseren Wahl des Zwischenträger-substrates der Streuverlustanteil im Resonator relativ leicht reduziert werden kann, wird es nicht ohne weiteres möglich sein, die Qualität der Spiegelschichten zu verbessern. Das Transferverfahren wird bisher nur von der Firma O.I.B. beherrscht, die die Spiegelschichten im traditionellen Aufdampfverfahren herstellt. Mit dieser Technik kann eine Reflektivität von maximal 99,9% erreicht werden, wodurch die Finesse auf $F \leq 3000$ beschränkt bleibt.

3.2 FFP-Resonatoren zweiter Generation

Der Faser-Fabry-Perot-Resonator der zweiten Generation, der im Experiment an der *ENS* in Paris zum Einsatz kommt, wurde von David Hunger während seiner Diplomarbeit [126] an der LMU in München entwickelt. Hauptaugenmerk hierbei galt der Verbesserung der Oberflächenqualität der Faserspitzen für eine anschließende Beschichtung mit einer hochreflektierenden und verlustarmen Spiegelschicht⁶. Diese neue Verspiegelungsmethode erlaubt eine Erhöhung der Finesse des Faserresonators um einen Faktor ~ 40 und bringt unser Resonator-QED-System in das Regime der starken Kopplung. Um weiter die Vorzüge des faserbasierten Fabry-Perot-Resonators zu nutzen, haben wir zwei dieser Hoch-Finesse-Resonatoren in einem Abstand von $500 \mu\text{m}$ zueinander auf dem Mikrofallensubstrat integriert. Neben der Beschreibung der Resonatorhalterung und der Integration des Resonatorensembles auf dem Mikrofallensubstrat wird in diesem Abschnitt eine vollständige Charakterisierung der FFP-Resonatoren durchgeführt.

3.2.1 Oberflächenbearbeitung

Die Mikrosphären und Mikrotoroide zum Vorbild, benutzen wir ebenfalls CO_2 -Laserslicht, um die Faserspitzen durch Aufschmelzen zu formen und zu glätten. Durch adiabatische Abkühlung kann die Qualität der flüssigen Oberfläche im wiedererstarteten Zustand erhalten bleiben. Um Strukturen zu erzeugen, die entgegen der üblichen konvexen Flüssigkeitshülle konkave Form aufweisen, musste ein spezieller Parameterbereich für die Laserpulse gefunden werden, der neben dem Aufschmelzen einen lokalen Abtrageprozess induziert [57]. Der für diese Bearbeitung der Faserendflächen benutzte Aufbau ist in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt. Messungen mit einem Raster-Kraft-Mikroskop an den bearbeiteten Oberflächen ergeben dabei einen mittleren Wert für die Rauigkeit von $\sigma \approx 0,20 \text{ nm}$. Geht man davon aus, dass durch den Beschichtungsprozess die Rauigkeit nicht erhöht wird, so werden die Streuverluste im Resonator auf $S \approx 10 \text{ ppm}$ begrenzt.

Da die Fasern im Beschichtungsschritt auf hohe Temperatur gebracht werden müssen, können hier nicht wie beim Transferverfahren acrylummantelte Standard-Fasern benutzt werden. Wir benutzen daher Glasfasern⁷ mit einem Kupfercoating der Fir-

⁵Messungen mit einem Raster-Kraft-Mikroskop an den Kugellinsen aus der Beschichtungsladung dieses Resonators haben eine mittlere Rauigkeit von $\sigma = 1,7 \text{ nm}$ ergeben. Dies entspricht einem Streuverlustanteil $S = 7,5 \times 10^{-4}$.

⁶Spiegelschichten wurden am Laser Zentrum Hannover (LZH) hergestellt.

⁷Singlemode: Kern $\varnothing = 7 \mu\text{m}$, Cladding $\varnothing = 125 \mu\text{m}$, Coating $\varnothing = 165 \mu\text{m}$, N.A. = 0,10
Multimode-Gradientindex: Kern $\varnothing = 60 \mu\text{m}$, Cladding $\varnothing = 125 \mu\text{m}$, Coating $\varnothing = 165 \mu\text{m}$, N.A. = 0,10

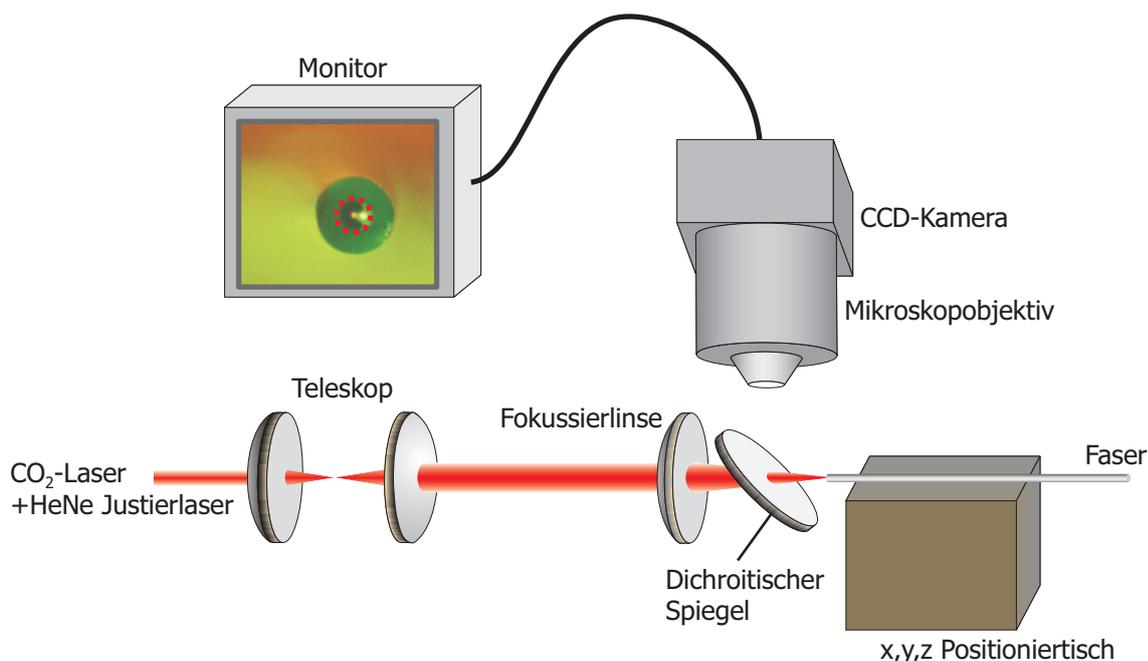


Abbildung 3.4: Aufbau für die Bearbeitung der Faserendflächen mit einem CO_2 -Laser. Mit einem Linsensystem wird der Strahl auf die gewünschte Spotgröße fokussiert, über einen dichroitischen Spiegel kann die Fokusposition auf der Faser mit einem Mikroskop abgebildet werden.

ma *Oxford Electronics*. Vor dem Brechen der Faser mit einem Präzisionscleaver⁸ kann das Coating mit einer Fe(III)Cl -Lösung entfernt werden. Das Kupfercoating bringt zwei nützliche Nebeneffekte mit sich: zum einen sind die Fasern im „nackten“ Zustand deutlich stabiler als die Standard-Fasern, was die Handhabung der Faserresonatoren erleichtert, und zum anderen macht die Kupferummantelung die Fasern „lichtdichter“, d. h. es kann kein Streulicht mehr seitlich in die Fasern eingekoppelt werden.

3.2.2 Resonatorhalterung

Die Justage der Resonatoren findet getrennt von der Chipfabrikation statt. Dies hat den Vorteil, dass zwei delicate Fabrikationsschritte voneinander getrennt stattfinden. Erst wenn beide Bausteine einzeln fertiggestellt sind, werden sie zusammengefügt. Die Resonatorhalterung besteht aus einer sog. Macorkeramik. Macor besitzt vergleichbare thermische Eigenschaften wie eine Al_2O_3 -Keramik, kann aber im Gegensatz zu ihr leicht in der Werkstatt mit Bohrer und Fräse bearbeitet werden. Die Grundform dieser Halterung ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Im ersten Schritt werden zwei Scherpiezos⁹ mit Epo-Tek 353ND auf die Macorbrücke aufgeklebt. Die Piezos stehen an einer Seite ~ 1 mm über das Macorstück hinaus, so dass die elektrische Kontaktierung der Elektroden auf beiden Seiten der Piezokeramik möglich ist. Danach werden die Piezos mit einer Diamanttrennscheibe soweit zersägt, dass aus einem Piezo zwei unabhängige werden, die aber weiterhin eine gemeinsame Elektrode (hin zur Macorkeramik) besitzen. So stehen nun vier Piezos (P1, P2, P3 und P4 in Abbildung 3.6) mit insgesamt

⁸Fujikura: CT-07, oder York: Precision Angled Cleaver FK12

⁹PI-Ceramic: Abmessungen $(5 \times 5 \times 1) \text{ mm}^3$, 400 nm @ 400 V

sechs elektrischen Kontakten für die vier Glasfaserspitzen der beiden Resonatoren zur Verfügung.

Um den Abstand der beiden Resonatoren an die Mikrofallenleiterbahnstruktur anpassen zu können, benutzen wir einen simplen Trick: ein V-Gruben¹⁰-Substrat wird auf einen der beiden geteilten Piezos (P1+P3) geklebt, so dass der geteilte Piezo mechanisch „kurzgeschlossen“ wird. Um diesen Kurzschluß wieder zu lösen, wird mit einem Wolframdraht ($\varnothing 50 \mu\text{m}$) das V-Gruben-Substrat in der Mitte entlang der Grubenrichtung zersägt, wobei genau ein V-Kanal zerstört wird. Die Piezohälften sind nun mit jeweils einem, um die Hälfte kleineren, V-Gruben-Substrat bestückt, dessen Abstand zueinander mit der intrinsischen Genauigkeit der V-Gruben-Kanäle bestimmt ist. Die Periode der Kanäle unserer V-Gruben-Substrate beträgt $250 \mu\text{m}$, womit sich ein Abstand von $500 \mu\text{m}$ zwischen den beiden nächstliegenden Kanälen ergibt.

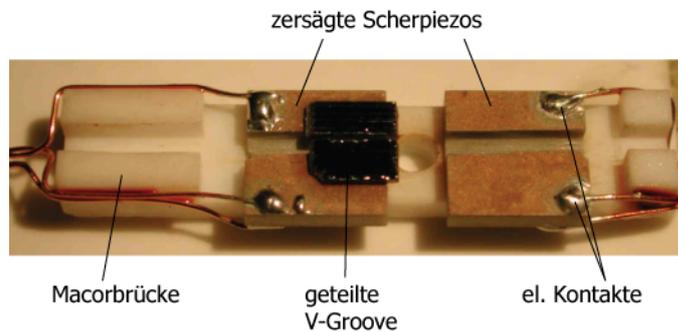


Abbildung 3.5: Resonatorhalterung für das Pariser Doppelresonatorsystem. Auf eine Macorbrücke ($4 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$) werden zwei Scherpiezos in einem Abstand $\sim 2 \text{ mm}$ zueinander aufgeklebt, die anschließend mithilfe eines Diamantsägeblatts getrennt werden. Für die elektrische Kontaktierung der Piezohälften werden Kupferlackdrähte angelötet. Auf einen zersägten Scherpiezo wird eine V-Grube geklebt und entlang eines V-Gruben-Kanals getrennt. In die Macorbrücke wird zwischen die Piezos ein „Justage Loch“ gebohrt.

In genau diese beiden Kanäle werden jeweils eine laserbearbeitete und mit einer Spiegelschicht versehene Singlemode-Glasfaser (SM1 und SM2) eingeklebt (Epo-Tek 353ND). Dabei muss beachtet werden, dass die Faserspitzen im gleichen Abstand über die V-Gruben hinausragen. Diese beiden Fasern bilden die Einkoppelspiegel für die beiden Resonatoren FFP1 und FFP2. Die jeweils entsprechende zweite Resonatorhälfte, bestehend aus einer Multimode-Faser (MM1 und MM2), wird für jeden der beiden Resonatoren unabhängig voneinander justiert und auf eine Piezohälfte (P3 und P4) geklebt. Wie in Abbildung 3.6 zu sehen, ist die Multimodefaser ebenfalls in eine V-Grube eingeklebt, in diesem Fall dient diese allerdings nicht als Abstandslehre zwischen den beiden Fasern, sondern vielmehr als „Justagehenkel“ und Abstandshalter zur Piezokeramik. Da diese Resonatorjustage der kritischste Arbeitsschritt des Resonatoraufbaus ist, wird für das Kleben der Multimodefaser auf den Piezo ein vakuumtauglicher Epoxid-Kleber benutzt, der bei Raumtemperatur aushärtbar ist (Epo-Tek 301). Dieser Aushärtvorgang dauert ca. zwölf Stunden, kleine Längendrifts können in dieser Zeit daher bequem korrigiert werden.

¹⁰engl. *V-groove*

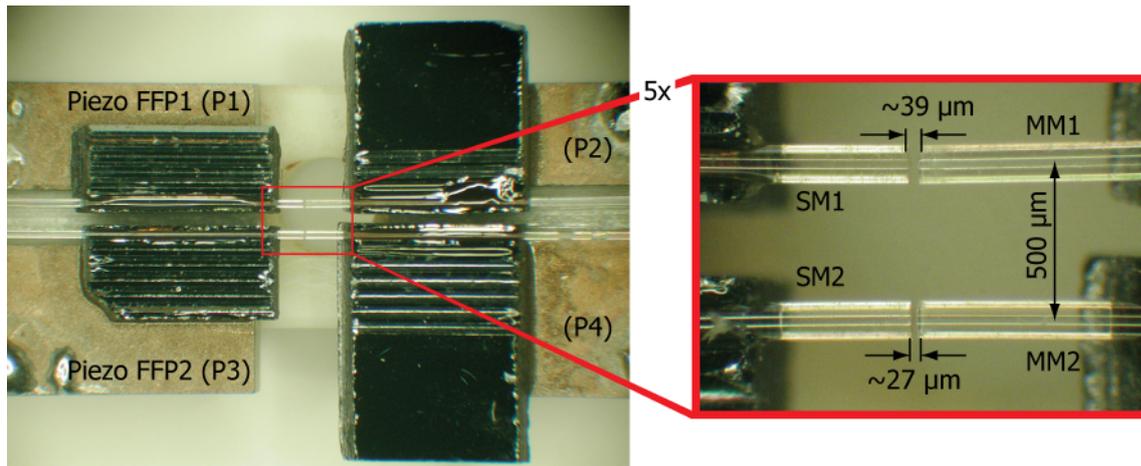


Abbildung 3.6: Justierte Faserresonatoren auf der Resonatorhalterung. Die Resonatoren besitzen einen durch die V-Gruben vorgegebenen Abstand von $500\ \mu\text{m}$ zueinander und kommen oberhalb des Justagelochs zu liegen.

Positionierung auf dem Chip

Zwar ist durch die Benutzung der V-Gruben der Abstand der beiden Resonatoren zueinander exakt bestimmt, die Positionierung des Resonatorensambles auf dem Chip ist dadurch jedoch nicht automatisch gegeben. Die Schwierigkeit hierbei ist, beide Resonatoren gleichzeitig in einem wohldefinierten Abstand zur Chipoberfläche zu positionieren. Dies geschieht mithilfe einer Positioniereinheit für alle Freiheitsgrade und einer Videokamera samt Zoomobjektiv für die Beobachtung und Positionsanalyse entlang der y - und z -Achse. Somit können die Resonatoren mit einer Genauigkeit von $\pm 5\ \mu\text{m}$ oberhalb ihres jeweiligen Leiterbahnkreuzes justiert werden (Abbildung 3.7). Die Resonatorhalterung ist so konzipiert, dass der Abstand der Resonatorfasern zum Mikrofallensubstrat beliebig wählbar ist: Die Fasern können sowohl im direkten Kontakt zum Substrat platziert werden, oder, wie im vorliegenden Fall, in einigen μm Entfernung, dabei kann der Abstand mithilfe des Spiegelbildes der Resonatoren im Substratspiegel sehr einfach bestimmt werden (Einschub in Abbildung 3.8). Als Abstandshalter und zur Fixierung der Resonatorhalterung auf dem Mikrofallensubstrat dient eine kleine Menge UV-Kleber¹¹. Im vorliegenden Fall beträgt der Abstand $\sim 90\ \mu\text{m}$, was für die beiden Resonatormoden eine Entfernung von $\sim 150\ \mu\text{m}$ zur Substratoberfläche bedeutet.

3.2.3 Charakterisierung der FFP-Resonatoren zweiter Generation

Der Strahlverlauf vor und hinter den FFP-Resonatoren ist in Abbildung 3.9 skizziert. Die optischen Isolatoren an den Ausgängen der vom Lasertisch kommenden Glasfaserkabel unterdrücken das von den ersten Resonatorspiegeln rückreflektierte Licht und verhindern somit die Ausbildung eines Resonators vor dem Resonator. Um einen weiteren Resonatoreffekt in den Singlemodefasern zu vermeiden, wurden die Eingangsfacetten der Fasern mit einem Winkelschnitt ($\sim 8\%$) versehen. Da diese Fasern keine polarisationserhaltenden Fasern sind, muss eine Einstellung der Polarisation des Strahls vor der Einkopplung in die Faser dergestalt möglich sein, dass die auf dem Weg zum Resona-

¹¹Dymax OP-66-LS

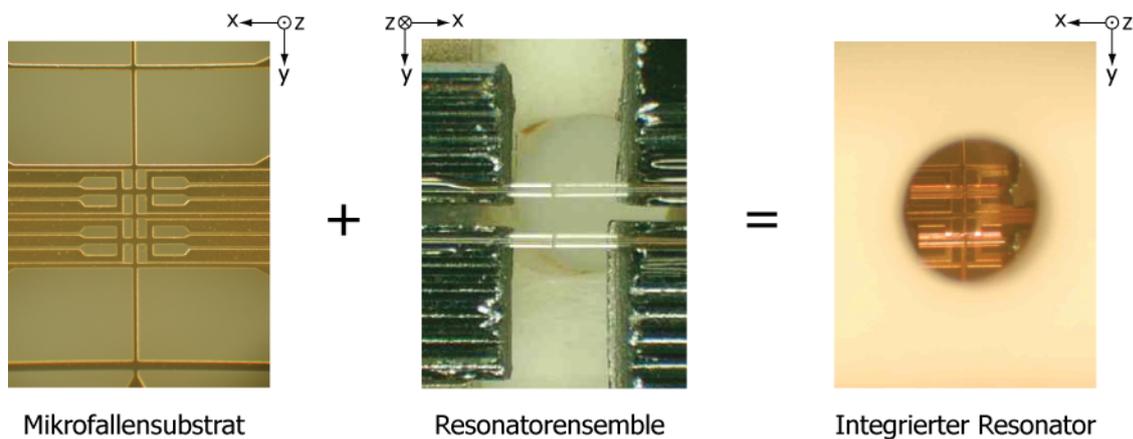


Abbildung 3.7: Integration des Resonatorenssembles auf dem Mikrofallensubstrat. Dank eines $\varnothing = 1,5$ mm Lochs in der Macorbrücke und mithilfe einer μm -Justageeinheit können die Resonatoren mit einer Genauigkeit von $\pm 5 \mu\text{m}$ gegenüber der Leiterbahnstruktur ausgerichtet werden. Jeder der beiden Resonatoren befindet sich in einem Abstand von $\sim 150 \mu\text{m}$ oberhalb einer Leiterbahnkreuzung.

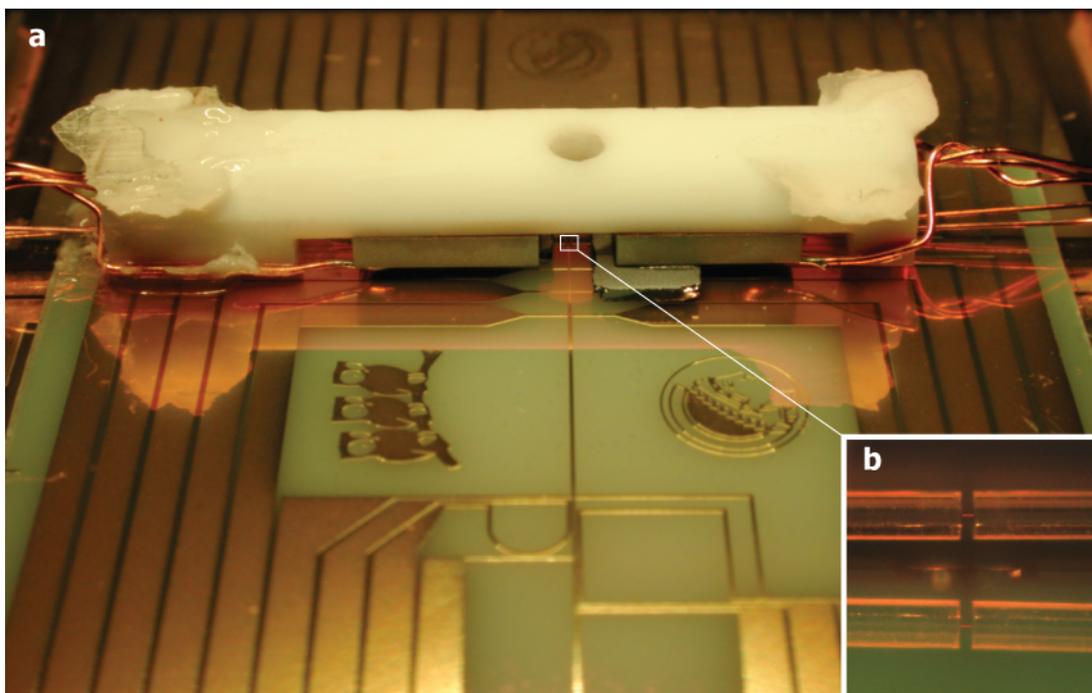


Abbildung 3.8: a) Mikrofallenresonatorensensemble vor dem Zusammenkleben mit der Vakuumpzelle. Der für die Positionierung der Resonatoren benutzte Kleber befindet sich noch zum Teil an den Enden der Macorbrücke. b) FFP1-Resonator und sein Spiegelbild.

tor auftretende Doppelbrechung¹² kompensiert werden kann. Da in FFP1 neben dem Detektionslicht ($\lambda_L = 780$ nm) auch der Dipollaser ($\lambda_D = 830$ nm) über dieselbe Faser in den Resonator eingekoppelt wird, muss eine Polarisationskompensation für beide Wellenlängen vor der Faser möglich sein.

¹²Um die vorhandene Doppelbrechung stabil zu halten, müssen die Fasern mechanisch und thermisch stabil gehalten sein.

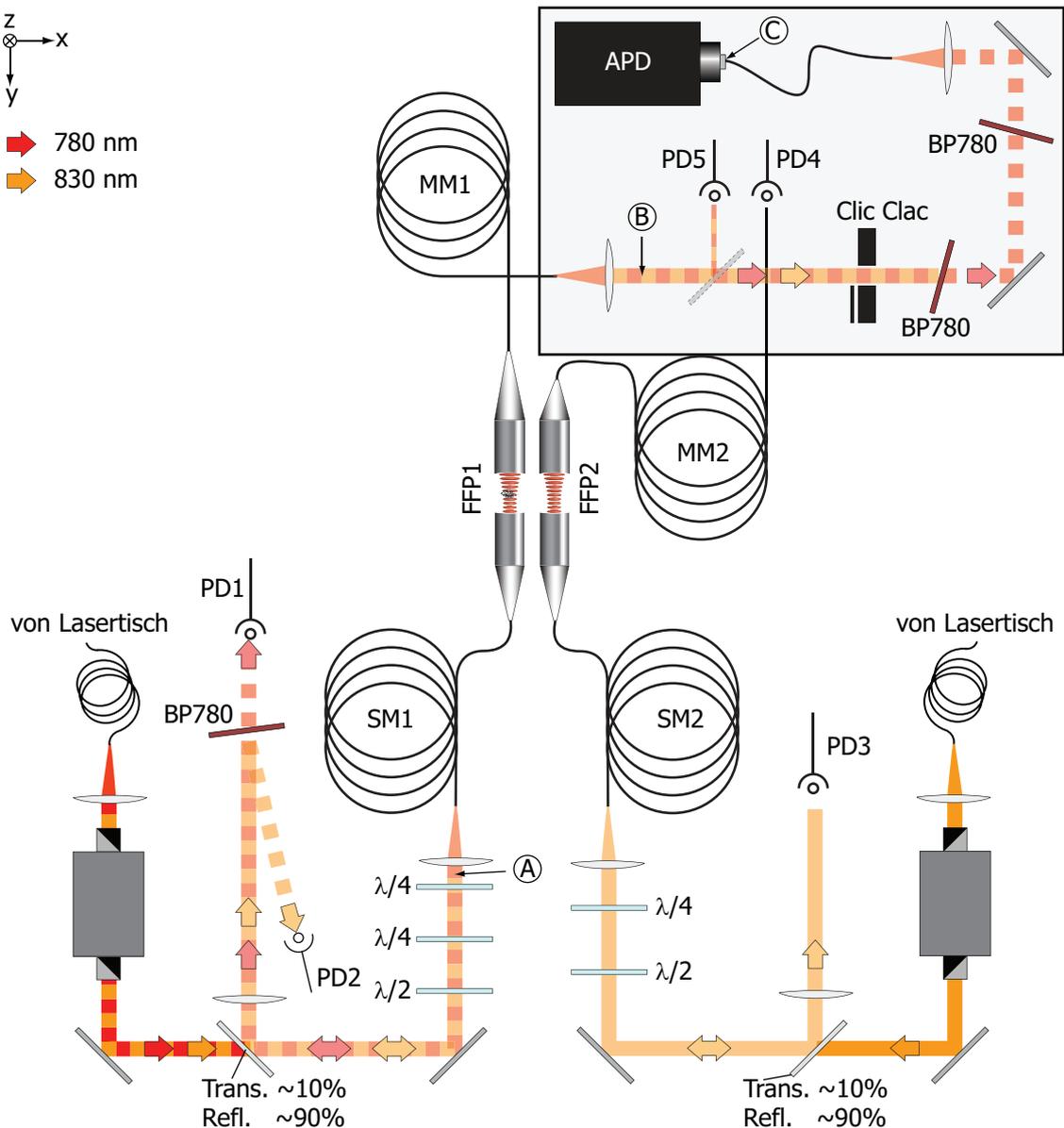


Abbildung 3.9: Strahlengang vor und nach dem Einkoppeln in die Resonatorfasern. Die Laserstrahlen für die Resonatoren werden über Glasfaserkabel vom Lasertisch zum Experimenttisch geleitet. Vor dem Einkoppeln der Laser in die Resonatorfasern kann die Polarisation der Strahlen mithilfe von Wellenplatten beliebig eingestellt werden. Das vom FFP1-Resonator transmittierte Licht wird aus der Multimodefaser MM1 ausgekoppelt, um die beiden Wellenlängen 780 nm und 830 nm mit Bandpassfiltern (BP) voneinander zu trennen, bevor das Detektionslicht wieder in ein kurzes Stück Multimodefaser eingekoppelt und auf die APD geleitet wird. Das Transmissionslicht von FFP2 wird mit einer Standardphotodiode (PD4) detektiert. Der komplette Transmissionsteil befindet sich in einer lichtdichten Kiste. Für eine Charakterisierung des Resonators sind relevante Messpunkte (A,B,C) eingezeichnet.

Krümmungsradien, Tailenradien

Um eine maximale Kopplung des Detektionslichts in die Resonatoren über die SM-Fasern zu erreichen, wählen wir eine asymmetrische (quasi-plan-konkave) Resonatorgeometrie. Die Krümmungsradien für FFP1 (FFP2) mit $r_1 = 450$ (350) μm auf der

SM-Faser und $r_2 = 150 (97) \mu\text{m}$ auf der MM-Faser wurden mit einem Raster-Kraft-Mikroskop bestimmt. Zusammen mit der Resonatorlänge d (Bestimmung s. unten) kann der Tailenradius für FFP1 (FFP2) mit Formel (1.22) zu $w_0 = 3,9 (3,2) \mu\text{m}$ bestimmt werden. Das Modenprofil von FFP1 ist nahezu zylindrisch, die Strahlaufweitung auf dem stärker gekrümmten Spiegel beträgt lediglich 12% (Abbildung 3.10).

Resonatorlänge

Mit der Festlegung auf eine Wellenlänge für die Intraresonator-Dipolstehwellenfalle schränkt sich die Wahl der Resonatorlänge deutlich ein. Sollen beide Wellenlängen, Detektionslicht λ_L und Dipollicht λ_D , gleichzeitig resonant sein, so muss die Resonatorlänge ein ganzzahliges Vielfaches der Schwebungslänge

$$\Lambda_{DL} = \frac{\lambda_D \lambda_L}{2(\lambda_D - \lambda_L)} \quad (3.3)$$

sein. Für den FFP1-Resonator wählen wir die sechste Schwebungsordnung (Abbil-

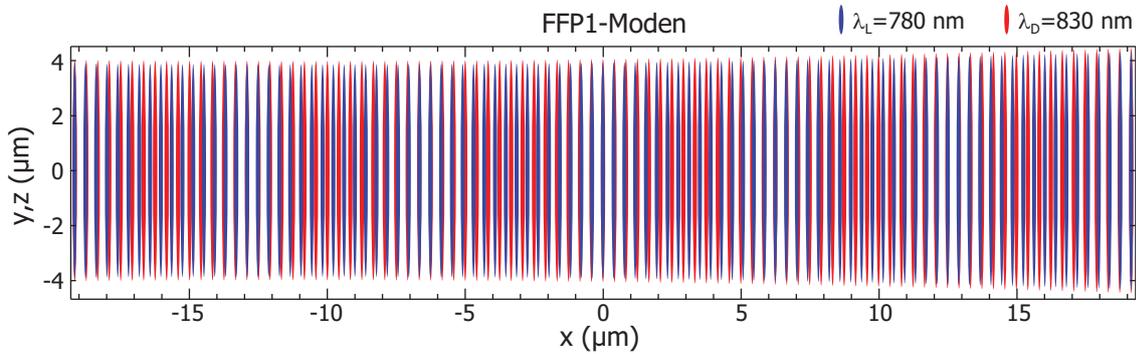


Abbildung 3.10: Resonatormoden von FFP1. Die Resonatorlänge ist so gewählt, dass die beiden Wellenlängen $\lambda_L = 780,24 \text{ nm}$ und $\lambda_D \approx 830 \text{ nm}$ gleichzeitig resonant sind. Die Abstände zwischen den Stehwellenbäuchen in x-Richtung und der Strahldurchmesser in y,z-Richtung sind maßstabsgetreu dargestellt. Die Strahlaufweitung auf dem stärker gekrümmten Spiegel r_2 ($x = +19,3 \mu\text{m}$) ist dabei zu erkennen.

dung 3.10), so dass die longitudinalen Modenzahlen (n_{λ_L, λ_D}) die Bedingung $n_{\lambda_L} - n_{\lambda_D} = 6$ erfüllen müssen. Mit der Dipollaserdiode aus Abschnitt 2.3 ($\lambda_D \approx 830 \text{ nm}$) und der Resonanzfrequenz für ^{87}Rb ($\lambda_L = 780,24 \text{ nm}$) bleiben uns schließlich folgende Möglichkeiten für die Resonatorlänge d :

$d [\mu\text{m}]$	n_{λ_L}	n_{λ_D}	$\lambda_D [\text{nm}]$
38,23	98	92	831,1
38,62	99	93	830,54
39,01	100	94	830,0
39,4	101	95	829,5

Da als weitere Randbedingung im Zentrum des Resonators die Bäuche der Stehwellen aus Detektionslicht und Dipollicht übereinander liegen sollen, muss die longitudinale Modenzahl für beide Wellenlängen ungerade sein. Wir wählen:

$$n_{\lambda_L} = 99 \quad \text{mit} \quad d = 38,62. \quad (3.4)$$

Somit ergibt sich für den freien Spektralbereich

$$\text{FSR} = 3,77 \text{ THz.} \quad (3.5)$$

Das Transmissionsspektrum des Resonators unter Änderung der Resonatorlänge um $\sim 3 \cdot \lambda/2$ ist in Abbildung 3.11 gezeigt. Neben den TEM_{00} -Grundmoden für die Wellenlängen λ_L und λ_D sind schwach angeregte höhere Moden sichtbar.

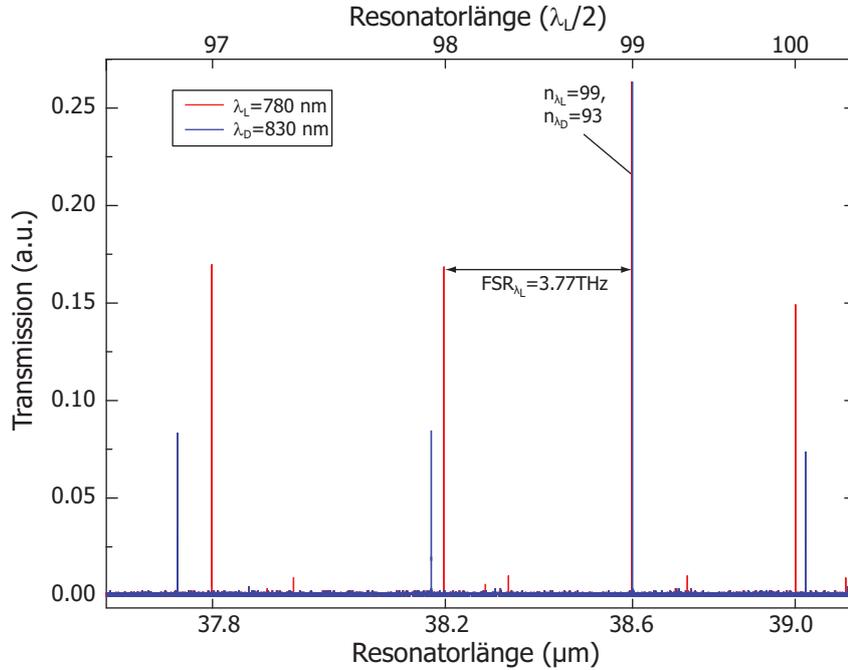


Abbildung 3.11: Resonatortransmission von FFP1. Die Resonatorlänge wird mithilfe der Scherpiezos um $\sim 3 \cdot \lambda/2$ variiert. Beträgt die Gesamtlänge $d = 38,62 \mu\text{m}$, ist der Resonator zugleich resonant für die Wellenlängen $\lambda_L = 780,24 \text{ nm}$ und $\lambda_D = 830,54 \text{ nm}$. Die nächsten höheren räumlichen Resonatormoden sind um einen Faktor ≥ 10 unterdrückt.

Für den FFP2-Resonator wählen wir die vierte Schwebungsordnung und erhalten bei einer Modenzahl $n_{\lambda_L} = 69$ eine Resonatorlänge von $d = 26,98 \mu\text{m}$ und somit für den freien Spektralbereich $\text{FSR} = 5,5 \text{ THz}$.

Finessemessung, Resonator-QED-Parameter

Da der FSR des Resonators durch die Längenbestimmung exakt bekannt ist, bedarf es nur noch der Messung der Resonatorlinienbreite, um die Finesse zu ermitteln. Hierfür koppeln wir zwei Laserstrahlen mit einem Frequenzabstand von $\Delta\nu = 212 \text{ MHz}$ ¹³ in die Singlemodefaser des Resonators ein und messen die Transmission in Abhängigkeit zur Resonatorlänge. Die auftretende Doppelresonanz der TEM_{00} -Grundmode in Abbildung 3.12 dient der Kalibrierung der Scherpiezospannung. Die Resonatorlinienbreite erhält man aus dem Fit zu

$$\delta\nu = \frac{\kappa}{\pi} = 104,3 \text{ MHz} \quad (3.6)$$

¹³Slave-Laser (Abbildungsstrahl) resonant mit $F = 2 \rightarrow F' = 3$ -Übergangsfrequenz, FFP-Laser resonant mit $F = 2 \rightarrow F' = 1/F = 2 \rightarrow F' = 2$ -Cross-Over.

und somit ergibt sich für die Finesse

$$F = \frac{\text{FSR}}{\delta\nu} = 36\,600. \quad (3.7)$$

Aus einer Referenzmessung an einem Testsubstrat erhalten wir für die Transmission

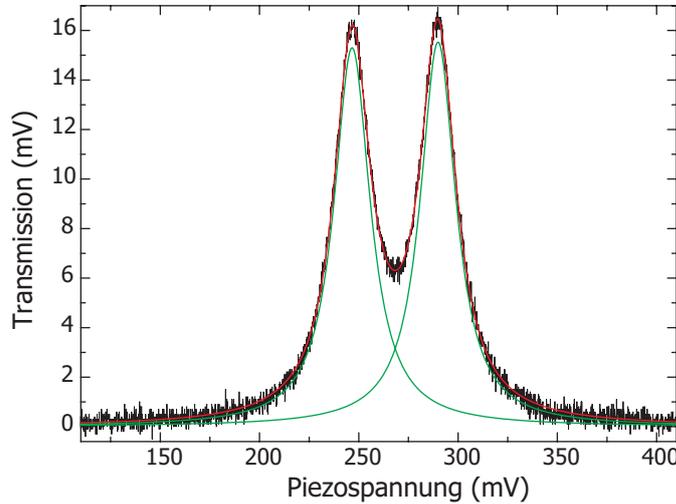


Abbildung 3.12: Transmission des FFP1-Resonators. Zwei Laserstrahlen mit einem Frequenzabstand von $\Delta\nu = 212$ MHz sind zugleich in den Resonators eingekoppelt. Wird die Resonatorlänge variiert, so erhält man eine Doppelresonanz der TEM_{00} -Grundmode in Transmission.

der Spiegelschichten $T = 31 \pm 2$ ppm. Zusammen mit der Finessemessung ergibt sich für die Spiegelverluste der Wert $L = 56$ ppm. Schließlich können wir aus allen ermittelten Resonatorckenngößen die beiden entscheidenden Resonator-QED-Parameter, die maximale Kopplungskonstante g_0 und die Kooperativität C_0 , für beide FFP-Resonator angeben:

$$g_0^{\text{FFP1}} = 2\pi \cdot 214 \text{ MHz} \quad \text{und} \quad g_0^{\text{FFP2}} = 2\pi \cdot 313 \text{ MHz} \quad (3.8)$$

$$C_0^{\text{FFP1}} = 143 \quad \text{und} \quad C_0^{\text{FFP2}} = 210 \quad (3.9)$$

Wir besitzen somit ein Resonator-QED-System, das sich gleich doppelt (FFP1 und FFP2) im *strong-coupling*-Regime befindet.

Transmission

Eine wichtige Charakterisierungsgröße jedes Resonator-QED-Systems ist die Transmission T_C des Resonators auf Resonanz. Mit den Werten für T und L und der Gleichung (1.28) erhalten wir eine theoretisch mögliche Transmission von 12,6% auf Resonanz. Jedoch werden hier weder die Einkoppelverluste in die Singelmodelfaser noch die Ein- und Auskoppelverluste des Resonators mitberücksichtigt. In Abbildung 3.9 sind die für diese Messung zugänglichen Messpunkte mit „A“ und „B“ eingezeichnet. Hier messen wir auf Resonanz:

$$T_C = 9,4\%. \quad (3.10)$$

Nach der Multimode-Auskoppelfaser MM1 werden die beiden Wellenlängen ($\lambda_L = 780$ nm und $\lambda_D = 830$ nm) durch ein Bandpassfilter und ein Tiefpassfilter voneinander getrennt, bevor das Detektionslicht auf die Avalanche Photodiode (APD) trifft.

Zusätzlich wird eine mechanische Blende (APD-ClicClac) in den Strahlengang gestellt, um die APD während der Lockphase des Resonators vor zu großer optischer Leistung zu schützen. Da der Eingang der APD mit einem Faserkoppler versehen ist, koppeln wir das Detektionslicht wieder in ein kurzes Multimodefaserstück (~ 10 cm) ein und führen es somit auf die Diode. Die Transmission von Punkt „B“ nach Punkt „C“ für $\lambda_L = 780$ nm beträgt 60%.

Photonennachweis

In allen Experimenten dieser Arbeit wird die Resonatortransmission mit einer Avalanche Photodiode¹⁴ gemessen. Möchte man die Intraresonatorphotonenzahl n anhand der Zählrate auf der APD bestimmen, so muss der Photonenfluss Φ_{trans} aus dem Resonator betrachtet werden:

$$\Phi_{\text{trans}} = n \cdot \kappa \cdot \frac{T}{L + T}. \quad (3.11)$$

Zusammen mit den Verlusten auf der Auskoppelseite und einer Detektorquanteneffizienz von 65% bei einer Wellenlänge von 780 nm erhält man für die APD-Zählrate:

$$\Phi_{\text{APD}} = \Phi_{\text{trans}} \cdot 0,6 \cdot 0,65 = n \cdot \kappa \cdot 0,14. \quad (3.12)$$

Misst man beispielsweise eine Zählrate von 1 Mcts/s mit der APD (z. B. 20 cts in einem $20 \mu\text{s}$ Zeitintervall), so entspricht dies einer Intraresonatorphotonenzahl von $n = 2,25 \cdot 10^{-2}$. Bei großen Zählraten muss zudem die Nichtlinearität der APD durch eine Korrekturfunktion¹⁵ mitberücksichtigt werden. Um Streulicht auf der APD zu vermeiden befindet, sich der gesamte Transmissionsaufbau ab der Multimodefaser in einer lichtdichten Schachtel.

Doppelbrechung

Doppelbrechung im Resonator verursacht eine Aufspaltung der orthogonalen linearen Polarisierungen der Grundmode. Für die beiden Resonatoren messen wir eine Aufspaltung von 540 MHz für FFP1 und 730 MHz für FFP2. Mithilfe eines $\lambda/2$ - und eines $\lambda/4$ -Plättchens vor den Singlemodefasern (SM1 und SM2) können die unterschiedlichen Polarisierungen im Resonator angesprochen werden. Die Orientierung der Polarisation im Resonator in der $y - z$ -Ebene können wir jedoch, ob der Faserkopplung des Systems, bisher noch nicht bestimmen. Werden zwei unterschiedliche Wellenlängen (λ_L, λ_D) in den Resonator eingekoppelt, so benötigt man ein weiteres $\lambda/4$ -Plättchen am Eingang der Singlemodefaser, um die Polarisation der beiden Laser unabhängig voneinander einstellen zu können.

Reflexionssignal von FFP2

Die Stabilisierung der Resonatoren erfolgt über das an den Resonatoren reflektierte Laserlicht. Da dem zweiten Resonator in den Experimenten dieser Arbeit lediglich die Rolle einer Stabilisierungshilfe zukommt (s. Abschnitt 3.3), muss für das Lock dieses Resonators nicht zwingend die TEM₀₀-Grundmode benutzt werden. Vielmehr können wir für das Lock von FFP2 ein „Gratis“-Fehlersignal ausnutzen, das das Reflexionssignal einer Nebenmode aufweist (Abbildung 3.13). Dieses dispersive Reflexionssignal ist ein

¹⁴Perkin-Elmer: SPCM-AQR-14, Dunkelzählrate < 100 cts/s

¹⁵Korrekturfunktion der APD: $Z(1 + 3,82 \cdot 10^{-3}Z - 1,0587 \cdot 10^{-5}Z^2 + 8,6287 \cdot 10^{-8}Z^3)$, mit Z in cts/20 μs .

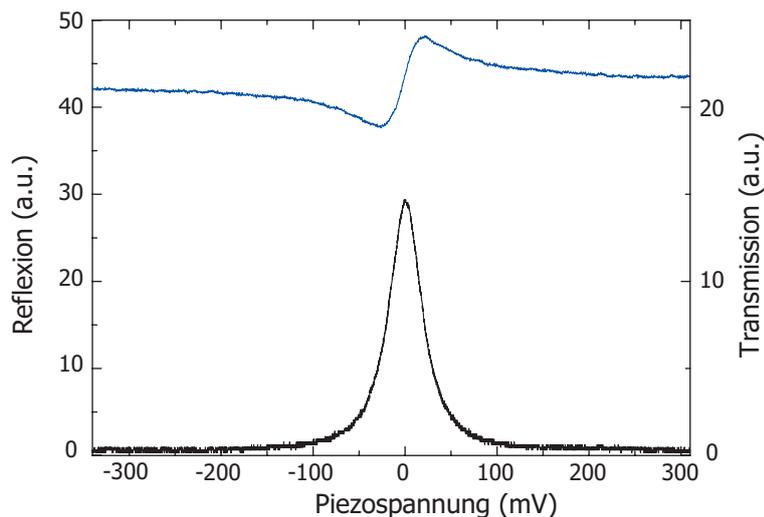


Abbildung 3.13: Reflexionseigenschaften von FFP2. Wird die Länge des Resonators linear geändert, so erhält man auf Resonanz in Transmission das bekannte Lorentzprofil (schwarze Kurve), in Reflexion dagegen ein Dispersionssignal (blaue Kurve).

Nebeneffekt des fasergekoppelten Resonatoraufbaus und kann mit dem *Tilt-Locking*-Verfahren [127–129] an einem traditionellen Fabry-Perot-Resonator verglichen werden. Der FFP2-Resonator kann demnach ohne jegliche Modulation der Resonatorlänge, oder des Laserstrahls direkt auf das reflektierte Resonatorsignal stabilisiert werden.

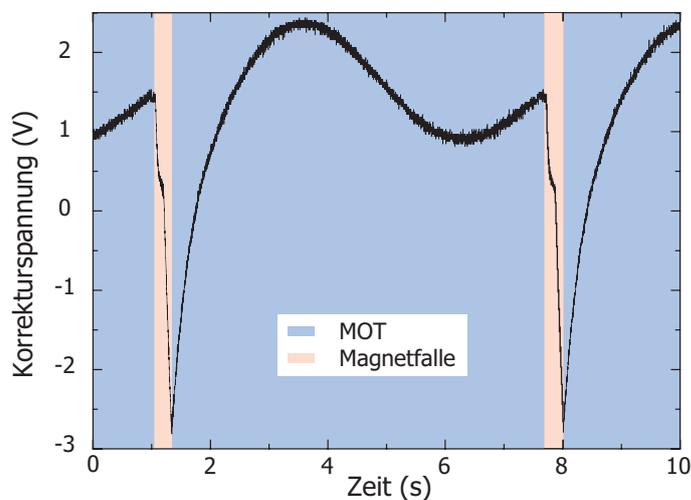


Abbildung 3.14: Korrektursignal des FFP2-Resonators während eines Experimentierzyklus. Die blauen Bereiche entsprechen der MOT-Ladezeit, die Roten der Magnetfallenphase (hier ohne RF-Kühlphase). Während der MOT-Phase werden die durch die Substrattemperaturregelung verursachten Längendrifts korrigiert, wohingegen während der Magnetfallenphase die durch die Ströme im Mikrofallensubstrat verursachten Längenänderungen ausgeglichen werden müssen. Die Amplitude der Korrekturspannung für ein Experimentzyklus beträgt bis zu 30 V, dies entspricht einer Längenänderung von 16 nm, oder 1500 Resonatorlinienbreiten.

3.3 Stabilisierung des Resonators

Durch die Integration des Resonators auf einem Mikrofallensubstrat ergeben sich neue Probleme für die Resonatorstabilisierung. Insbesondere schnelle Lastwechsel auf dem Chip (z. B. Ein- und Ausschalten der Magnetfalle) führen zu starken thermischen Drifts der Resonatorlänge. Um den Resonator während eines Experimentes auf seiner Resonanz oder einer bestimmten Verstimmung zu halten, gelten besondere Anforderungen an die Längens Stabilisierung. Für einen Fabry-Perot-Resonator gilt folgende Beziehung zwischen der Änderung der Resonanzfrequenz ω und der Resonatorlänge d ,

$$\frac{\Delta d}{d} = -\frac{\Delta \omega}{\omega}. \quad (3.13)$$

Soll nun der Resonator auf $\frac{2\kappa}{A}$ innerhalb der Resonatorlinienbreite 2κ stabil bleiben, so ergibt dies eine Anforderung an die Längens Stabilisierung:

$$\Delta d \leq \frac{\kappa \lambda d}{\pi c A} = \frac{\lambda}{2FA}. \quad (3.14)$$

Es ist nicht verwunderlich, dass die Anforderungen an die Stabilisierung eines Resonators um so größer werden, je größer die Finesse F eines Resonators ist. Setzt man sich zum Ziel, die Länge des FFP-Resonators mit einer Linienbreite von $2\kappa \approx 106$ MHz und einer Finesse von $F \approx 36\,600$ auf ein hundertstel seiner Linienbreite zu stabilisieren, so muss die Länge auf $\Delta d \sim 1 \times 10^{-13}$ m stabilisiert werden.

Damit die thermisch verursachten Längendriffs möglichst gering bleiben, ist die Resonatorhalterung in unserem Experiment so ausgelegt, dass die Kontaktfläche zum Chip minimal und der Abstand zu den stromführenden Drähten maximal ist. Hatte die Macorhalterung in der ersten Experimentgeneration in München noch zwei Auflagefüße, die den Kontakt zum Chip bildeten, so besitzt die Macorbrücke der aktuellen Experimentversion in Paris lediglich einen Fuß und somit nur einen Auflagepunkt auf dem Chip. Allein diese marginale Änderung des Resonatoraufbaus hat eine Reduktion der thermischen Drifts um einen Faktor acht ergeben. Dennoch gilt es, Längenänderungen bis zu 15 nm-Amplitude während einer Experimentsequenz zu kompensieren.

Doppelresonatorlock

Da sich die beiden FFP-Resonatoren, wie in Abbildung 3.5 gezeigt, ein und dieselbe Macorhalterung teilen, sind auch die thermisch bedingten Längendriffs für beide Resonatoren in erster Ordnung gleich. Diesen Effekt benutzen wir, um den ersten Resonator FFP1 (entspricht dem Resonator mit Atomen) mithilfe des zweiten Resonators (FFP2) zu stabilisieren, indem wir das Korrektursignal des während der gesamten Sequenz gelockten Resonators FFP2 auf den FFP1-Resonator übertragen. Um keine Störung der Atome im FFP1-Resonator durch Streulicht des nur $500 \mu\text{m}$ entfernten FFP2-Resonators zu erzeugen, erfolgt das kontinuierliche Lock von FFP2 auf dem fernverstimmten Dipollaser bei 830 nm. Abbildung 3.15 zeigt schematisch die Lockanordnung der beiden Resonatoren, wobei, ob der Übersichtlichkeit, der optische Teil der Resonatorstabilisierung (a) von der Lockelektronik (b) getrennt dargestellt ist.

In Abbildung 3.13 b) ist das Korrektursignal des gelockten FFP2-Resonators während eines Experimentierzyklus (~ 10 s) aufgetragen. Die Amplitude der Korrekturspannung beträgt dabei 30 V, dies entspricht einer Längenänderung von 16 nm, oder 1500 Resonatorlinienbreiten. Dieses Signal wird über einen Addierer dem FFP1-Resonator

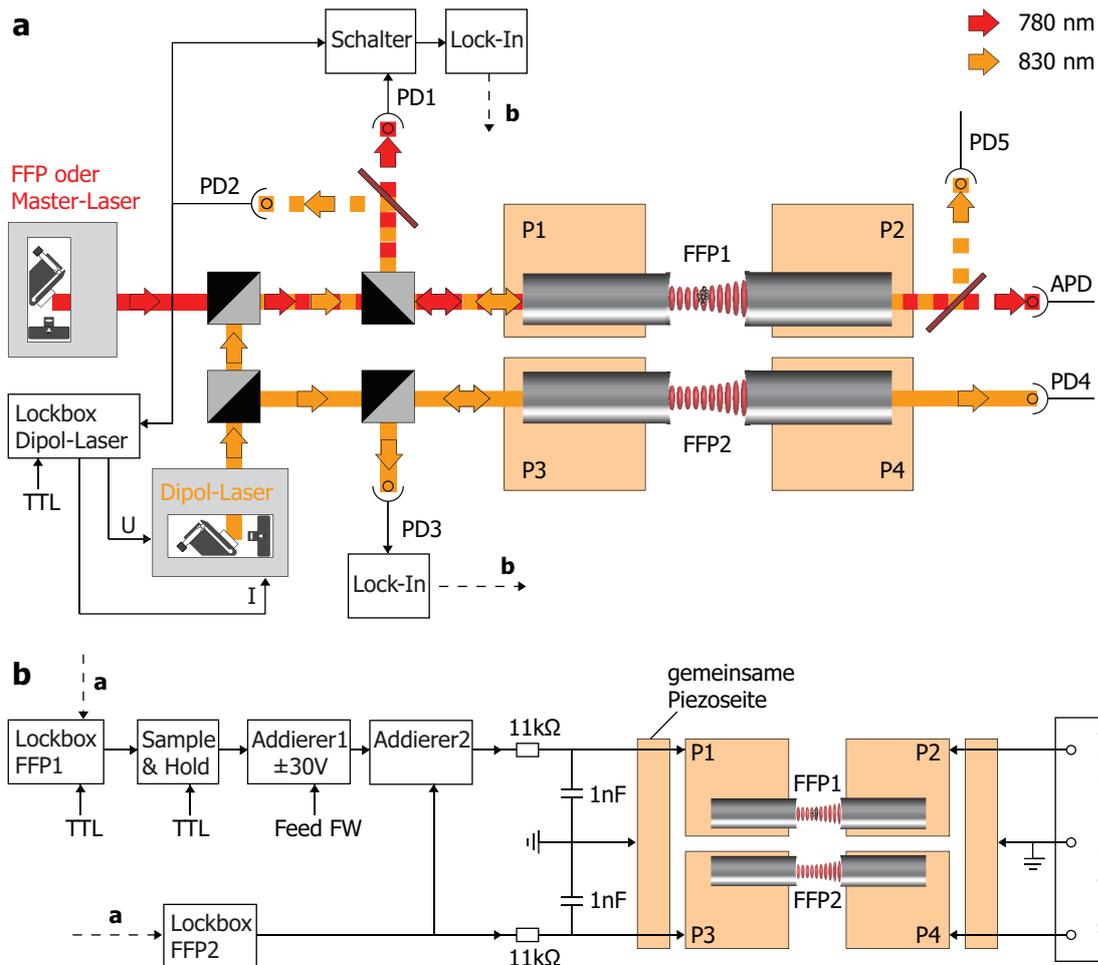


Abbildung 3.15: Doppelresonatorlock. Schematische Darstellung der Lockanordnung der beiden Faserresonatoren aufgeteilt in a) optischen und b) elektronischen Teil. Der FFP2-Resonator wird kontinuierlich auf den Dipollaser (830 nm) gelockt. Das resultierende Korrektursignal wird über Addierer 2 dem FFP1-Resonator zugeführt, somit werden gemeinsame Längendriffs kompensiert. Mit einem *Feedforward* auf Addierer 1 kann die Resonatorverstimmung eingestellt werden. Vor den Resonatorpiezos P1 und P3 befinden sich zwei Tiefpassfilter mit einer Abschneidefrequenz von 16 kHz. Mit Offset-Spannungen an den Piezos P2 und P4 können beide Resonatoren in die Nähe einer Resonanz gebracht werden.

zugeführt. Allein mithilfe dieses Doppelresonatorlocks werden die Längendriffs von FFP1 innerhalb eines Experimentierzyklus somit um einen Faktor 100 auf drei Linienebreiten reduziert. Mit einem *Feedforward* (s. Anhang B.2) auf Piezo P1 werden die verbleibenden Längendriffs kompensiert, und FFP1 kann damit während der Detektionsphase auf die gewünschte Resonatorverstimmung gebracht werden.

Stabilisierungsmodi

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, ist die Aufgabe der Resonatorstabilisierung, die Länge des Resonators während des Experiments auf einen Bruchteil seiner Linienebreite stabil zu halten. Da jedoch die absolute Resonatorlänge je nach Experiment unterschiedlich gewählt wird ($\Delta_C = 0 \text{ GHz} \dots \sim \pm 25 \text{ GHz}$ zur atomaren Resonanz), muss jeweils eine entsprechende Resonatorstabilisierungsprozedur verwendet werden.

In diesem Abschnitt werden die unterschiedlichen Stabilisierungsmodi erklärt, die mit dem Lasersystem aus Abbildung 2.13 durchführbar sind. Die Tafel in Abbildung 3.16 zeigt den zeitlichen Ablauf von drei unterschiedlichen Stabilisierungsabläufen.

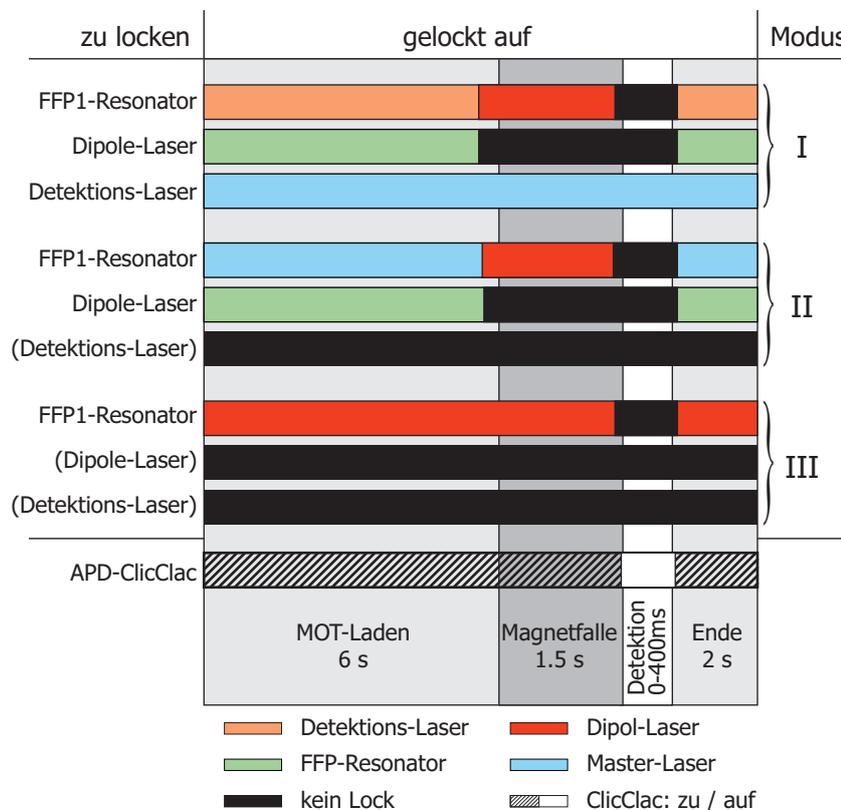


Abbildung 3.16: Zeitlicher Ablauf der FFP1-Resonatorstabilisierung. Je nach Experiment, d. h. je nach Wahl der absoluten Resonatorlänge, muss ein entsprechender Stabilisierungsmodus benutzt werden. Unabhängig vom gewählten Betriebsmodus wird das Resonatorlock während der Detektionsphase unterbrochen, Längenkorrekturen werden in diesem Zeitraum über eine *Feedforward*-Funktion auf Resonatorpiezo P1 vorgenommen. In I und II fungiert der FFP1-Resonator als Transferresonator für den Dipollaser. Der Clic-Clac vor der APD ist während der gesamten Sequenz geschlossen und wird nur für die Detektion geöffnet.

Damit die Atome nicht durch das Laserlicht des Resonatorlocks beeinflusst werden, wird das Lock, unabhängig vom Stabilisierungsmodus, kurz vor dem Eintreten der Atome in den Resonator und während der gesamten Detektionszeit ($0 \dots 500$ ms) unterbrochen. In diesem Zeitraum müssen etwaige Längendriffs durch einen *Feedforward* kompensiert werden. Im Folgenden wird der Verwendungsbereich der drei Betriebsmodi angegeben.

- Modus I: Der FFP1-Resonator ist resonant mit dem Detektionslaser $\Delta_C = \Delta_L = 0 \dots \pm 5$ GHz. Für Experimente in der Nähe der atomaren Resonanz.
- Modus II: Der FFP1-Resonator ist resonant mit ^{87}Rb $\Delta_C = 0$ und der Detektionslaser ist durchstimbar: $\Delta_L = 0 \dots \pm 25$ GHz. Für Experimente mit einem Frequenzrampe des Detektionslasers.
- Modus III: Der FFP1-Resonator ist weit verstimmt gegen ^{87}Rb $\Delta_C = 5 \dots \sim \pm 250$ GHz. Für Experimente im dispersiven Regime.

Bei Experimenten, die unter die Kategorie I und II fallen, wird der FFP1-Resonator als Transferresonator für den Dipollaser benutzt. Innerhalb der 10 s-Experimentzyklusdauer ist der Dipollaser für ~ 7 s auf den Resonator gelockt, während in den restlichen ~ 3 s das Lock unterbrochen ist. Diese relativ simple „Schwungrad“-Prozedur ist nur deshalb anwendbar, da die Linienbreite des Resonators (FWHM 104 MHz) groß im Verhältnis zur Dipollaserlinienbreite (~ 5 MHz) ist und die Frequenzdrifts des Dipollasers während der ungelockten Phase vernachlässigbar klein sind. Der Einsatz eines komplexen Transferresonatoraufbaus bleibt uns mit dieser Methode vorerst erspart.

3.3.1 Intraresonatordipolfalle

Die Spiegelcoatings der Faserresonatoren wurden auf die Rubidium D_2 -Linie mit einer Wellenlänge von $\lambda_L = 780$ nm optimiert, besitzen aber eine ausreichend große Reflektivität bei einer Wellenlänge $\lambda_D = 830$ nm, um eine Intraresonatordipolfalle erzeugen zu können. Die Finesse des Resonators beträgt selbst bei dieser Wellenlänge noch $F = 14000$. Das entstehende Dipolpotential der Stehwelle lässt sich für ein Zwei-Niveau-Atom im Grenzfall großer Verstimmung und vernachlässigbarer Sättigung in folgender Form darstellen [130]:

$$U_{\text{dip}} = \frac{3\pi c^2 \gamma}{\omega_A^3} \frac{I}{\Delta} \propto \frac{I}{\Delta} \quad (3.15)$$

mit $\Delta = (\omega_D - \omega_A)$ der Verstimmung des Dipollasers zur atomaren Resonanz, der Intensität I des Fallenlasers und der natürlichen Linienbreite γ von Rubidium. Da das Dipollicht rotverstimmt ist ($\Delta < 0$), erhalten wir ein attraktives Potential $U_{\text{dip}} < 0$, so dass die Atome zum Maximum des Feldes hingezogen werden. Für die Streurrate mit obiger Näherung ergibt sich:

$$\Gamma_{\text{scat}} = \frac{6\pi c^2 \gamma^2}{\hbar \omega_0^3} \frac{I}{\Delta^2} \propto \frac{I}{\Delta^2}. \quad (3.16)$$

Fallenfrequenzen

In harmonischer Näherung ergibt sich für die Fallenfrequenz der Dipolstehwellenfalle in axialer Richtung

$$\omega_{\text{ax}} = 2\pi \sqrt{\frac{2 U_{\text{dip}}}{M_{\text{Rb}} \lambda_D^2}}, \quad (3.17)$$

wobei M_{Rb} die Masse eines Rubidiumatoms ist. Die Fallenfrequenz in radialer Richtung lässt sich mit dem Tailenradius (1.22) w_0 schreiben als

$$\omega_{\perp} = \sqrt{\frac{4 U_{\text{dip}}}{M_{\text{Rb}} w_0^2}}. \quad (3.18)$$

3.4 Parameter der FFP-Resonatoren

Für die in diesem Kapitel vorgestellten Faserresonatoren - Resonator mit Transferspiegel (FFP-München), Resonatoren mit laserbehandelten Faserendflächen (FFP1- und FFP2-Paris) - sind in Tabelle 3.1 alle gemessenen und berechneten Parameter für die Wellenlängen $\lambda_L = 780 \text{ nm}$ und $\lambda_D = 830 \text{ nm}$ zusammengestellt.

Resonator-Parameter allg.	FFP1-Paris	FFP2-Paris	FFP-München
r_1 : Krümmungsradius 1. Spiegel	450 μm	350 μm	1000 μm
r_2 : Krümmungsradius 2. Spiegel	150 μm	97 μm	1000 μm
d : Resonatorlänge	38,62 μm	26,9 μm	26,9 μm
FSR	3.85 THz	5,5 THz	5,5 THz
Λ_{DL} : Stehwellenperiode	6,44 μm	6,41 μm	–
z_0 : Resonator-Substrat Abstand	150 μm	150 μm	230 μm
Parameter für $\lambda_L=780\text{nm}$			
FWHM (Frequenz)	104 MHz	156 MHz	(52,9 \rightarrow 213,7) GHz
FWHM (Piezospaltung)	21,3 mV	42 mV	(0,77 \rightarrow 3,11) V
F : Finesse	36600	35600	1050 \rightarrow 260
Doppelbrechung	540 MHz	730 MHz	n.g.
T : Spiegeltransmission	31×10^{-6}	31×10^{-6}	8×10^{-4}
L : Spiegelverluste	56×10^{-6}	56×10^{-6}	2×10^{-3}
T_C : res. Gesamttransmission	9,4%	n.g.	$1,21 \cdot 10^{-3}$
R_C : res. Reflexion ¹⁶	$\sim 47\%$	n.g.	95,5%
n_{780} : long. Modenzahl	99	69	69
w_0 : Tailenradius	3,88 μm	3,18 μm	5,35 μm
t_1 : Tailenabstand zum 1. Spiegel	8,3 μm	4,8 μm	13,5 μm
w_1 : Strahlradius auf 1. Spiegel	3,91 μm	3,2 μm	5,39 μm
w_2 : Strahlradius auf 2. Spiegel	4,34 μm	3,61 μm	5,39 μm
$\kappa/2\pi$: Dämpfungsrate	53 MHz	78 MHz	2.65 GHz
$g_0/2\pi$: Kopplungskonstante	215 MHz	313 MHz	180 MHz
C_0 : Kooperativität	145	210	2.1
N_0 : krit. Atomzahl	7×10^{-3}	$4,8 \times 10^{-3}$	0,48
Parameter für $\lambda_D=830\text{nm}$			
FWHM (Frequenz)	260 MHz	n.g.	–
FWHM (Piezospaltung)	55,7 mV	n.g.	–
F : Finesse	14000	n.g.	–
n_{830} : long. Modenzahl	93	65	–
w_0 : Tailenradius	4,0 μm	3,28 μm	–
t_1 : Tailenabstand zum 1. Spiegel	8,3 μm	4,8 μm	–
w_1 : Strahlradius auf 1. Spiegel	4,03 μm	3,3 μm	–
w_2 : Strahlradius auf 2. Spiegel	4,47 μm	3,73 μm	–

Tabelle 3.1: Gemessene und berechnete Parameter für die drei FFP-Resonatoren dieser Arbeit.

Mit einem Bild der komplett montierten Pariser Vakuumbzelle kurz vor dem Verlassen der „Werkstatt“ in München soll der technische Teil dieser Arbeit abgeschlossen werden.



Kapitel 4

Atomdetektion mit einem FFP-Resonator niedriger Finesse

Das Resonator-QED-System der ersten Generation, mit dem wir an der LMU in München experimentiert haben, besitzt auch einen Faserresonator der ersten Generation (s. Abschnitt 3.1). Hatte dieser Resonator nach seinem Einbau in das Vakuumsystem noch den oben gemessenen Wert für die Finesse ($F = 980 \pm 40$), so mussten wir machtlos dabei zusehen, wie dieser Wert sich nach und nach verschlechterte¹, um schließlich einen Wert $F \approx 280$ zu erreichen. Nichtsdestotrotz konnten wir mit diesem System im *bad-cavity limit* die erste Atomdetektion mit einem auf einem Mikrofallensubstrat integrierten Fabry-Perot-Faserresonator demonstrieren. Bevor jedoch die Detektion mit dem Resonator gezeigt wird, werden in diesem Kapitel die ersten Magnetfallenphasen auf dem Substrat beschrieben; dazu gehört die Drehung einer Quadrupolfalle um 90° und ein neuartiger magnetischer Transport, der durch die Kombination eines 2D-Wellenleiters mit einem externen Quadrupolfeld ermöglicht wird.

4.1 Mikrofallensubstrat in München

In Abbildung 4.1 ist das Mikrofallensubstrat gezeigt, welches im ersten Resonatorexperiment zum Einsatz gekommen ist. Die relevanten Mikrofallendrähte sind in Abbildung 4.1 b) farbig hervorgehoben und nach ihrer jeweiligen Funktion benannt. Im folgenden werden alle notwendigen Etappen erklärt, die bis zur Atomdetektion mit dem Faserresonator durchlaufen werden müssen.

4.1.1 P-Quadrupolfalle

Um einen Schattenwurf der MOT-Strahlen durch die Resonatorhalterung zu vermeiden, sind die horizontalen MOT-Strahlen entlang der x-Richtung parallel zu den Resonatorfasern orientiert. Das Zentrum der MOT (Position „A“ in Abbildung 4.1 b) und die Resonatormode (Position „D“) sind in diesem Experiment 8 mm voneinander entfernt, so dass die 45° -MOT-Strahlen an der Substratoberfläche reflektiert werden können, ohne von der Resonatorhalterung gestört zu werden (Abbildung 2.19 a). Diese Strahlkonfiguration legt wiederum die Orientierung der Quadrupolachsen für die

¹Die Ursache der Abnahme der Finesse konnten wir nicht ausfindig machen. Möglicherweise wurden die Resonatorspiegel durch den häufigen Einsatz der Titansublimationpumpe nach und nach mit Titan beschichtet und somit ihre Qualität reduziert.

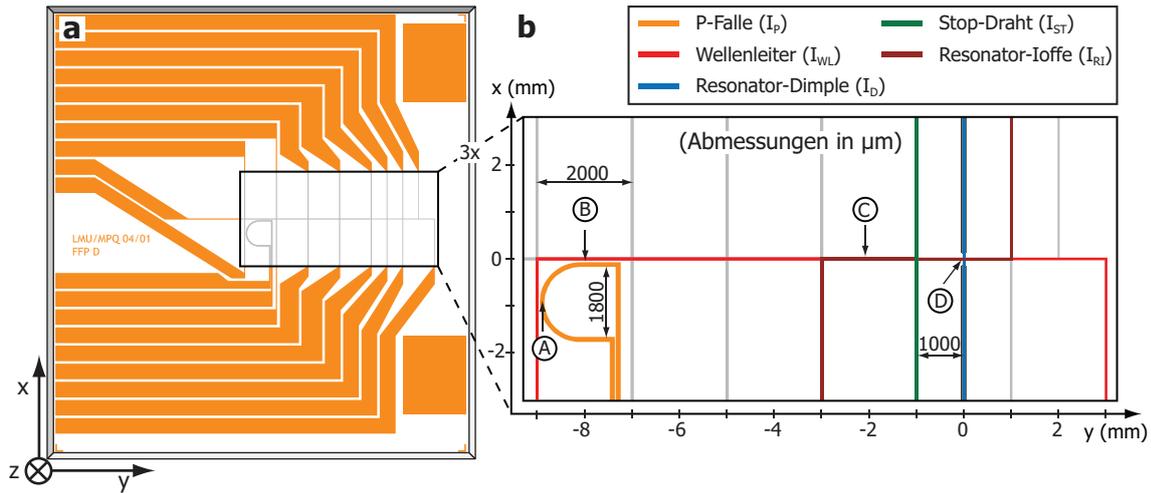


Abbildung 4.1: a) Mikrofallensubstrat des München-Experiments. b) Magnetfallenetappen bis zur Atomdetektion: „A“ MOT- und erste Magnetfallenposition, „B“ Umladeposition in externe Quadrupolfalle + 2D-Wellenleiter, „C“ Ioffefalle vor dem Resonator, „D“ Resonator-Dimplefalle.

MOT [7] fest (Abbildung 2.19 b) und somit die der ersten Quadrupolfalle auf dem Mikrofallensubstrat. Die longitudinale Hauptachse dieser Quadrupolfalle steht jedoch senkrecht zum 2D-Wellenleiter, mithilfe dessen die Distanz zwischen MOT-Zentrum und Resonatormode überbrückt werden soll. Ein effektiver Transfer der Atome von der Anfangsquadrupolfalle in den Wellenleiter wäre in dieser Konfiguration nicht möglich. Mit der P-förmigen Leiterbahnstruktur [25] auf dem Mikrofallensubstrat können wir die Hauptachse der Quadrupolfalle in einem einfachen Schritt um 90° drehen und somit das „Umladedilemma“ lösen. In Abbildung 4.2 ist die Funktionsweise der P-Falle dargestellt.

Für den Drehprozess schicken wir einen Strom von $I_P = 4 \text{ A}$ durch den P-Draht und überlagern das resultierende Magnetfeld zu Beginn mit einem externen Feld $B_{0,y} = 7 \text{ G}$. Die longitudinale Fallenachse der entstehenden Quadrupolfalle ist dadurch in x-Richtung orientiert, und wir können $\sim 1,5 \cdot 10^7$ Atome in diese Falle umladen. Durch Drehen des externen Magnetfeldes in der x-y-Ebene um 90° , was einem Überblenden² des Magnetfeldes von $B_{0,y} \rightarrow B_{0,x}$ entspricht, wird auch die longitudinale Achse des Quadrupols um 90° gedreht. Am Ende der Drehung (Drehdauer $\sim 100 \text{ ms}$) befinden sich noch $\sim 1 \cdot 10^7$ Atome bei einer mittleren Temperatur von $30 \mu\text{K}$ in der Quadrupolfalle. Die Verluste der Atome gehen mit einer evaporativen Kühlung der Wolke in der Quadrupolfalle einher.

4.1.2 Quadrupoltransport

Nach dem Umladen der lasergekühlten Atome in die Magnetfalle und der 90° -Drehung in der P-Falle auf dem Chip müssen die Atome eine Strecke von 8 mm überbrücken, um von der MOT-Position zum Resonator zu gelangen. Je nach Experiment kann dies entweder durch ballistische Expansion in einem 2D-Wellenleiter geschehen oder kontrolliert durch die Überlagerung des Wellenleiterpotentials mit einem externen Quadrupolfeld, dessen Minimum entlang der y-Achse verschoben wird. Mit einem solchen Quadru-

² $\mathbf{B} = (B_{0,y} \cos \phi, B_{0,x} \sin \phi, 0)$ mit $\phi = 0 \rightarrow \pi/2$.

poltransport kann eine verhältnismäßig große Zahl an Atomen ($\sim 3 \cdot 10^6$) zwischen zwei Magnetfallen auf dem Substrat kontrolliert transferiert werden, dies ist insbesondere dann von Interesse, wenn eine weitere Reduzierung der Atomtemperatur durch evaporatives Kühlen am Ort des Resonators erwünscht ist.

In Abbildung 4.3 a) und b) sind die beiden Bausteine, 2D-Wellenleiter und externes Quadrupolfeld, des Quadrupoltransports dargestellt. Das externe Quadrupolfeld mit $B'_y = 25 \text{ G/cm}$ wird durch ein zusätzliches Spulenpaar in Antihelmholtzkonfiguration auf der y -Achse erzeugt (s. Tabelle 2.1). Dabei wurden die Spulen gegenüber dem Mikrofallensubstrat so positioniert, dass das Minimum des Quadrupols zwischen Anfangs- und Endposition der Transportstrecke zu liegen kommt. Der Strom im Wellenleiterdraht für den Transport beträgt $I_{\text{WL}} = 2 \text{ A}$ und das externe Magnetfeld in x -Richtung hat den Wert $B_{0,x} = 13 \text{ G}$. Um die Atome am Ort der gedrehten Quadrupolfalle (Abbildung 4.3 c) „abholen“ zu können, muss das Minimum des externen Quadrupolfeldes an die Position „B“ gebracht werden. Dies geschieht über ein homogenes Magnetfeld in y -Richtung mit $B_{0,y} = 6,5 \text{ G}$. Der Transport hin zu Position „C“ erfolgt schließlich durch Variation des Feldes von $B_{0,y} = 6,5 \text{ G} \dots - 9 \text{ G}$ innerhalb von 170 ms . An Position „C“ angekommen wird die Atomwolke in eine Ioffefalle, erzeugt mit $I_{\text{RI}} = 2 \text{ A}$, $I_{\text{ST}} = 1,3 \text{ A}$ und $B_x = 40 \text{ G}$, umgeladen. Das Zentrum dieser Ioffefalle befindet sich nunmehr 2 mm von der Resonatormode entfernt.

In drei weiteren Magnetfallenetappen, auf die in Abschnitt 5.1.1 ausführlich eingegangen wird, werden die Atome in eine Resonator-Dimplefalle an Position „D“ mit $I_{\text{WL}} = 1,5 \text{ A}$, $I_{\text{RI}} = 0,7 \text{ A}$, $I_{\text{D}} = 0,1 \text{ A}$ und $B_x = 40 \text{ G}$, $B_y = 4 \text{ G}$ umgeladen. Das Zentrum der Falle befindet sich zwischen den Fasern und dem Mikrofallensubstrat in $75 \mu\text{m}$ Entfernung zur Substratoberfläche, wobei die longitudinalen Fallenachse in y -Richtung orientiert ist.

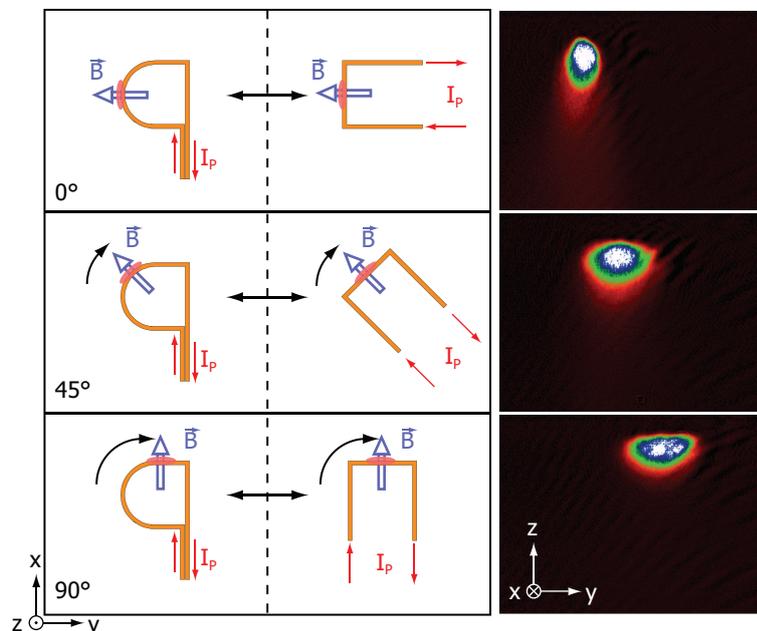


Abbildung 4.2: Funktionsprinzip der P-Quadrupolfalle. Die linke Spalte gibt die Leiterbahnstruktur auf dem Substrat wieder, die durch ein Quadrupol-U beschrieben werden kann (mittlere Spalte). Durch Rotation des homogenen Magnetfeldes B_0 um 90° wird die Quadrupolachse der Falle um 90° gedreht. In der rechten Spalte ist zu jedem Schritt ein Absorptionssbild mit der x -Abbildung gezeigt.

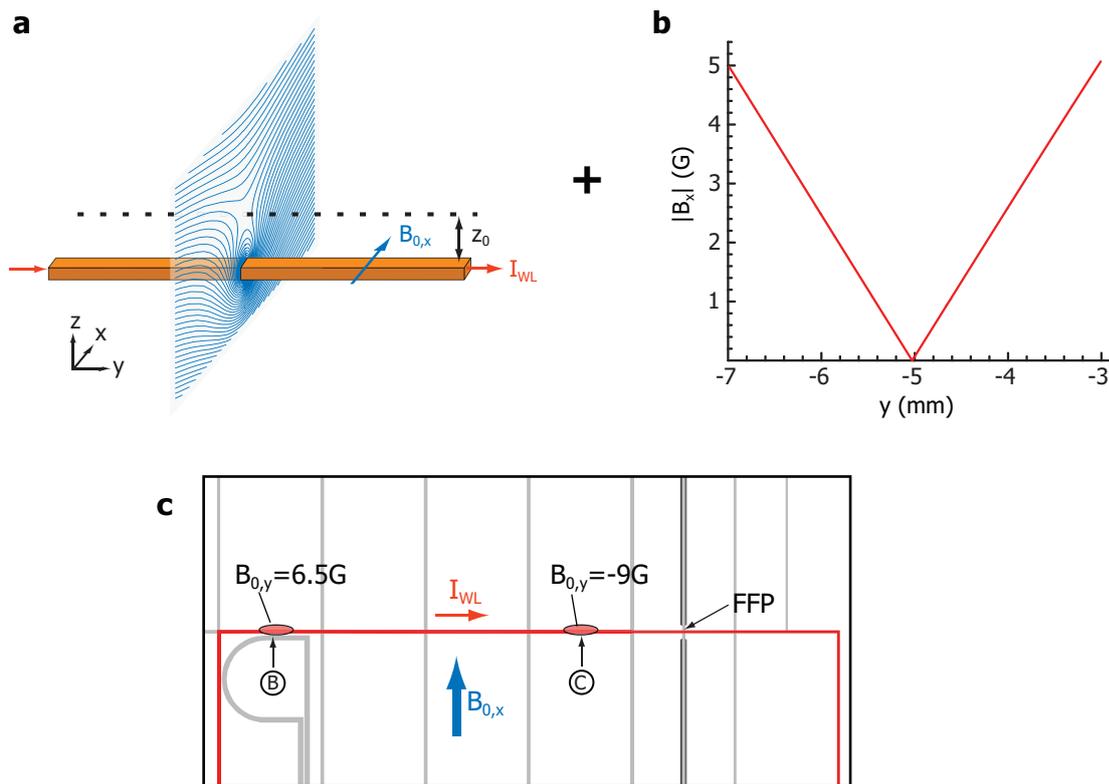


Abbildung 4.3: Quadrupoltransport: Überlagerung eines 2D-Wellenleiters a) auf dem Chip mit einem externen Quadrupolfeld b). c) Die Minimumposition des Quadrupolfeldes in y -Richtung wird durch das externe Magnetfeld $B_{0,y}$ eingestellt. Die Transportdauer von Position „B“ nach „C“ beträgt 170 ms.

4.2 Atomdetektion im Wellenleiter

Bevor die Atome mithilfe der oben beschriebenen Prozedur kontrolliert in den Resonator gebracht werden, soll mit einem ersten „Schnellschuss“ vorab die Detektion der Atome in einem Wellenleiter demonstriert werden. Hierzu werden die Atome nach der 90° -Drehung in der P-Falle in einen 2D-Wellenleiter mit $I_{WL} = 2$ A und $B_{0,x} = 17,4$ G umgeladen. Die Temperatur der Atome in dieser Falle beträgt ~ 70 μ K. Das Zentrum des Wellenleiters befindet sich in einem Abstand von 230 μ m von der Substratoberfläche entfernt und trifft senkrecht auf die Resonatormoden. Sowohl der Detektionslaser als auch der Resonator sind für dieses Experiment resonant mit dem $F = 2 \rightarrow F' = 3$ Übergang, d. h. $\Delta_L = \Delta_C = 0$.

In Abbildung 4.4 ist die Transmission des Resonators mit und ohne Atome im Wellenleiter gezeigt. Zum Zeitpunkt $t = 0$ werden die Atome in den Wellenleiter entlassen. Der linke Zuleitungsdraht (Abbildung 4.3 c) des Wellenleiters übt ein abstoßendes Potential auf die Atome aus, so dass sie in Richtung des Resonators beschleunigt werden und sich der Schwerpunkt der Atomwolke bereits nach 25 ms in der Resonatormode befindet. Eine einfache Abschätzung der maximalen Atomzahl im Resonator durch Integration der Atomdichte (ermittelt aus TOF-Messungen) über das Resonatormodenvolumen ergibt einen Wert von $N_{\max} \sim 50$ Atomen. Diese Abschätzung gibt lediglich eine obere Grenze der Atomzahl im Resonator an; die Zahl der zum Signal beitragenden Atome wird dagegen wesentlich kleiner sein, da der transversale Wolkendurchmesser

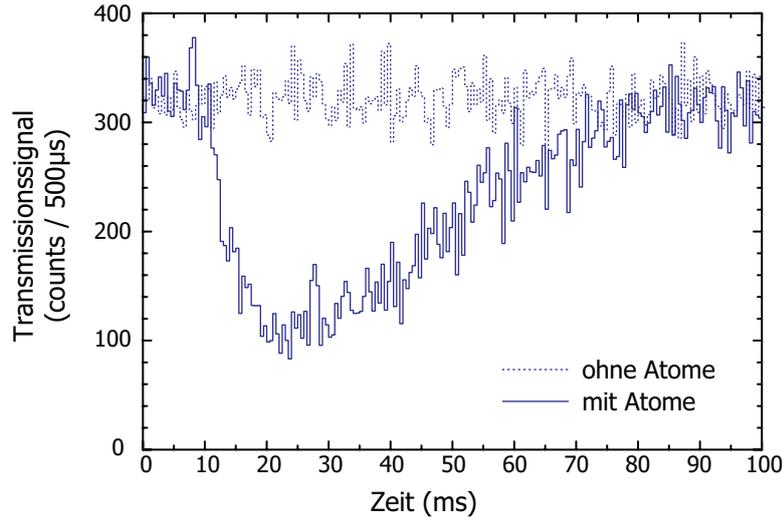


Abbildung 4.4: Erste Atomdetektion mit einem Faserresonator auf einem Mikrofallensubstrat. Durch ballistische Expansion im 2D-Wellenleiter werden die Atome durch das Zentrum der Resonatormode geführt. Transmissionssignal des Resonators für ein einzelnes Experiment (d. h. ohne Mittelung) mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Atome im Wellenleiter. Detektionslaser und Resonator sind resonant mit dem $F = 2 \rightarrow F' = 3$ Übergang ($\Delta_L = \Delta_C = 0$).

($40 \mu\text{m}$) deutlich größer ist als der Spiegelabstand des Resonators und somit wird ein Großteil der Atome durch Kollision mit den Spiegeln bereits verloren gehen, bevor sie die Resonatormode erreichen.

4.3 Elektrische Streufelder

Motiviert durch die ersten klaren Detektionsergebnisse mit geführten Atomen im Wellenleiter, sollte sogleich die kontrollierte Kopplung eines dreidimensional magnetisch gefangenen Atomensembles mit dem Resonatorfeld folgen. Jedoch endete jeder Versuch, eine Wolke mit ~ 1000 Atomen in der Resonatormode zu positionieren, mit dem Verlust sämtlicher Atome beim Eintritt in den Resonator. Die Resonatoröffnung schien wie blockiert; verschließt ein Stück Spiegelschicht, ein Staubkorn o. ä. den Zugang zur Resonatormode? Nach langer Suche und mehrmaliger Überprüfung sämtlicher Experimentparameter wurde die Ursache gefunden: Es waren die Hochspannungsversorgungen der Resonatorpiezos, die nicht geeignet mit der Erde verbunden waren. Werden die Piezos nicht - wie in Abbildung 3.15 b) gezeigt - an einem Punkt geerdet, so kann das Piezopotential im Vergleich zur Umgebung, insbesondere zu den Glasfaserkabeln, mehrere hundert Volt betragen. Das resultierende elektrische Feld in Überlagerung mit Streuladungen an den Spiegelflächen bilden zusammen ein attraktives Potential für die Atome [131] und können somit die Atome vom Weg in den Resonator ablenken.

Um den Einfluss der Hochspannungsquellen der Resonatorpiezos auf die Atome zu untersuchen, werden im folgenden Experiment die Atomzahlverluste in Abhängigkeit vom Abstand des Fallenzentrums zu den Resonatorfasern für geerdete und nichtgeerdete Spannungsquellen untersucht. Die Atome befinden sich dabei zu Beginn in der Resonator-Dimplefalle zwischen Substrat und den Fasern, $z = 75 \mu\text{m}$ von der Substratoberfläche entfernt. Für unterschiedliche x -Positionen werden die Atome innerhalb von 20 ms in vertikaler Richtung auf eine Höhe z_0 in Richtung Resonator gebracht, um nach

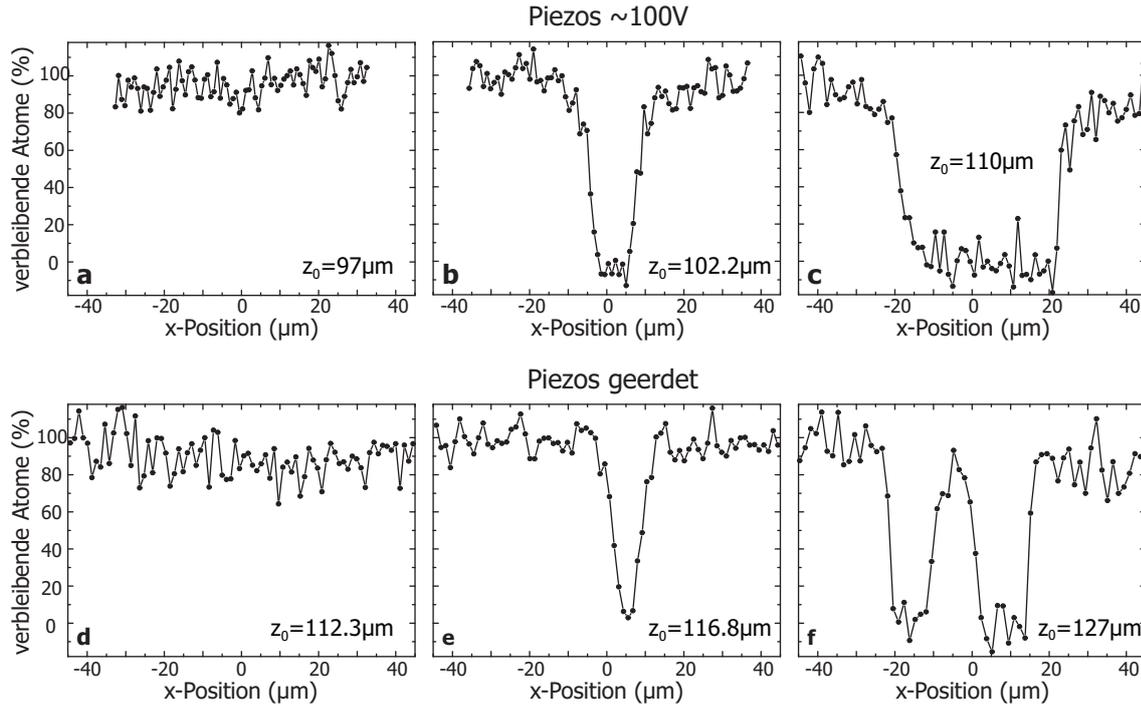


Abbildung 4.5: Einfluss der Hochspannung an den Resonatorpiezos auf die Atome: Die Atome in der Resonator-Dimplefalle werden für unterschiedliche x -Positionen auf eine Höhe z_0 zwischen Chip und Resonator gebracht, die verbleibende Atomzahl wird nach einem TOF mit der Absorptionsabbildung bestimmt. Für nichtgeerdete Piezos (obere Reihe) tritt bereits ein Atomzahlverlust auf, bevor das Zentrum der Falle auf der Höhe der Resonatorspiegel ist (b). Die Resonatoröffnung kann nicht aufgelöst werden (c). Für geerdete Piezos (untere Reihe) treten Atomverluste erst später auf (e), die Resonatorspiegel und somit die Resonatoröffnung können aufgelöst werden (f).

1 ms Verweildauer innerhalb von 20 ms wieder zurück zur Ausgangsposition gerammt zu werden. Die verbleibende Atomzahl wird nach einem kurzen TOF (0,5 ms) bestimmt. In Abbildung 4.5 ist das Ergebnis für unterschiedliche Endpositionen z_0 gezeigt. Sind die Hochspannungsquellen nicht geerdet, d. h. die Spannung der Piezos beträgt ~ 100 V im Vergleich zu den Fasern, so treten die ersten Atomzahlverluste in der Nähe der Resonatoröffnung bei einer Höhe von $z_0 \sim 102 \mu\text{m}$ auf. Dies entspricht einem Abstand von $\sim 128 \mu\text{m}$ zur Resonatormode und $\sim 15 \mu\text{m}$ zu den Klebespiegeln. Liegt der Endpunkt der Rampe noch näher an der Faser, so sieht man, dass die Verluste in einem weiten Bereich in x -Richtung auftreten, ohne dass eine Modulation durch die Resonatoröffnung (erwartet bei $x = 0$) zu beobachten ist. Sind dagegen die Hochspannungsquellen geerdet, so treten die ersten Atomzahlverluste erst bei einer Höhe von $z_0 \sim 116 \mu\text{m}$ auf, genau dann, wenn die Nähe der Spiegeloberfläche beginnt die Falltiefe zu limitieren. Die Resonatoröffnung, bzw. das Profil der überstehenden Klebespiegel, kann nun aufgelöst werden (Abbildung 4.5 f) und die Atome können zwischen die Spiegel, auf Höhe der Resonatormode platziert werden.

4.4 Atom-Resonator Spektroskopie

Mit der Möglichkeit, das Atomensemble kontrolliert in den Resonator bringen und mit dem Resonatorfeld wechselwirken lassen zu können, wird nun als nächstes eine Spek-

roskopie des gekoppelten Atom-Resonatorsystem vorgenommen. Hierzu werden die Atome in die Resonatormode gefahren und die Resonatortransmission für unterschiedliche Parameter gemessen. Exemplarisch sind in Abbildung 4.6 zwei Transmissionsmessungen für verschiedene Einstellungen der Resonatorverstimmung $\Delta_C = \omega_A - \omega_C$ und der Detektionslaserverstimmung $\Delta_L = \omega_A - \omega_L$ gezeigt. Die Atome werden innerhalb von 80 ms in vertikaler Richtung durch die Resonatormode ($\omega_0 = 5,35 \mu\text{m}$) geschoben und erreichen zum Zeitpunkt $t = 37 \text{ ms}$ das Zentrum der Mode. Befinden sich Resonator und Detektionslicht auf Resonanz, $\Delta_C = \Delta_L = 0$, so verursacht das Eintreten der Atome einen Einbruch der Transmission. Ist der Resonator hingegen mit $\Delta_C = +1,6\kappa = 8,5 \text{ GHz}$ weitverstimmt gegenüber dem $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergang und das Detektionslicht mit $\Delta_L = -2,3\Gamma = -13,8 \text{ MHz}$ weiterhin nahresonant, so steigt die Transmission des Resonators durch die Anwesenheit der Atome.

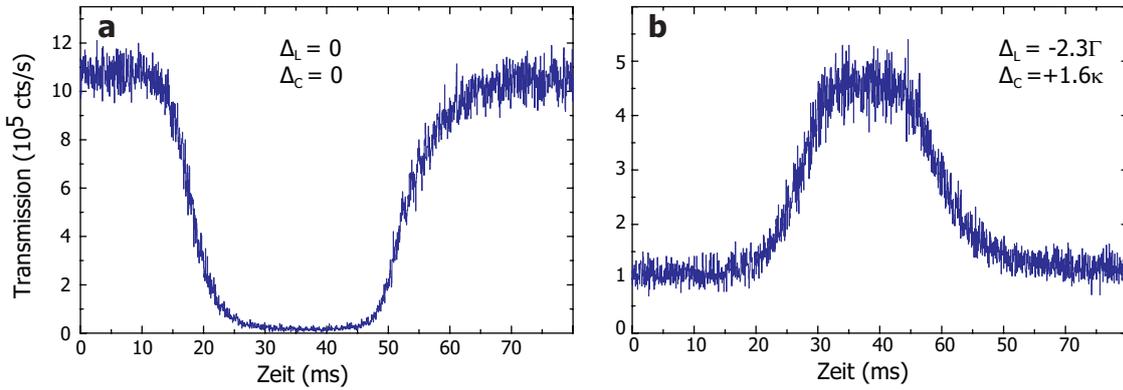


Abbildung 4.6: Detektion von ~ 700 Atomen mit dem FFP-Resonator. a) Absorptive Detektion: Resonator und Detektionslaser sind resonant mit dem Übergang $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ ($\Delta_C = \Delta_L = 0$). b) Dispersive Detektion mit $\Delta_C = +1,6\kappa$ und $\Delta_L = -2,3\Gamma$.

Die Messungen zur Atom-Resonator-Spektroskopie in Abbildung 4.7 wurden mit einer stationären Atomwolke vorgenommen, d. h. das Detektionslicht wurde erst eingeschaltet, nachdem die Atome im Zentrum der Resonatormode platziert waren. Damit die Dynamik der Atome während der Detektion für die Auswertung nicht mitberücksichtigt werden muss, werden nur die ersten $400 \mu\text{s}$ der Transmission betrachtet (blaue Datenpunkte). Für die Datenpunkte ohne Atome (rote Punkte) wurde hingegen über einen Zeitraum von 5 ms gemittelt, wodurch das Ergebnis dieser Messung weniger verrauscht erscheint. Für feste Resonatorverstimmung Δ_C wird nun die Transmission des Atom-Resonator-Systems für unterschiedliche Detektionslaserverstimmung, $-1,5 \text{ GHz} \dots +1,5 \text{ GHz}$, gemessen. Der Fit an die Datenpunkte (blaue Kurve) basiert auf einem semiklassischen Modell, welches sämtliche Hyperfeinniveaus für die Atom-Resonator-Kopplung mitberücksichtigt und welches die Atomzahl ($N_{\text{at}} = 700$) als einzigen freien Parameter besitzt. Abbildung 4.8 zeigt schließlich das gleiche Experiment für unterschiedliche Resonatorverstimnungen $\Delta_C = -2\kappa \dots +2\kappa$. Die Transmissionspektren zeigen dabei das wohlbekanntes Fano-Profil [132].

4.5 Detektion kleiner Atomzahlen

Ein weiteres Experiment mit dem Resonator niedriger Finesse untersucht die Detektivität des Atom-Resonator-Systems. Hierfür wird mit der obigen Experimentprozedur das Spektrum für kleine Atomensembles bestimmt. Für diese Messung beschränken wir

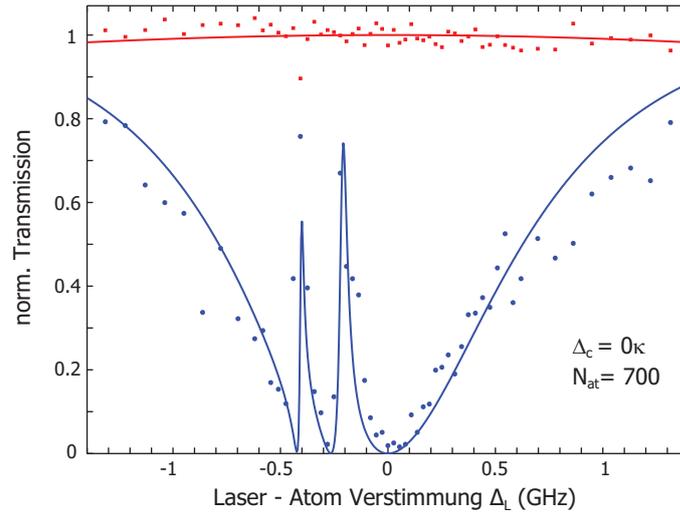


Abbildung 4.7: N-Atome-Resonator-Spektroskopie I: Die Resonatortransmission wird in Abhängigkeit zur Laserverstimmung $\Delta_L = -1.4 \text{ GHz} \dots + 1.4 \text{ GHz}$, mit (blaue Punkte) und ohne (rote Punkte) Atome gemessen. Der Resonator ist resonant mit dem $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ Übergang ($\Delta_C = 0$). Der Fit für die Daten mit Atomen (blaue Kurve) basiert auf einem semiklassischen Modell; der einzige freie Fitparameter ist die Atomzahl N_{at} . Die drei Minima entsprechen den drei Resonanzen $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 1,2,3\rangle$. Der Fit liefert $N_{at} = 700$.

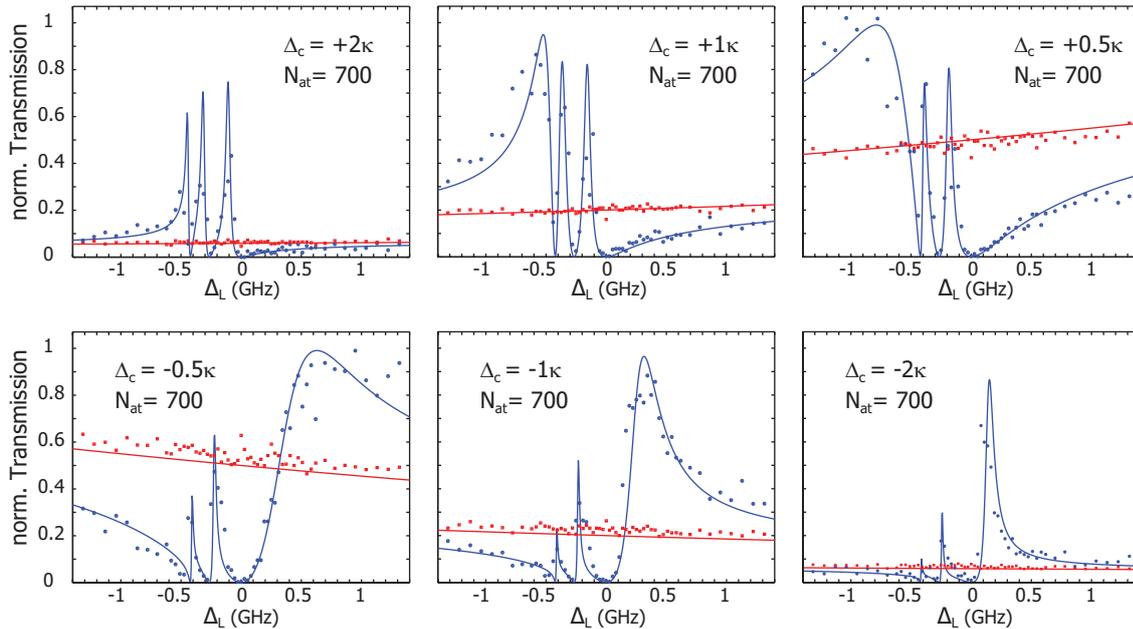


Abbildung 4.8: N-Atome-Resonator-Spektroskopie II: Experimente wie in Abbildung 4.7 für unterschiedliche Resonatorverstimmungen Δ_C . Die Atomzahl beträgt $N_{at} = 700$.

uns auf eine absorptive Messung, d. h. der Resonator bleibt unverstimmt ($\Delta_C = 0$), während das Detektionslicht lediglich in einem Bereich $\pm 250 \text{ MHz}$ um die Resonanz des $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ -Übergangs verstimmt wird. Um kleine Atomwolken zu erzeugen, verwenden wir kurze (2,5 ms) Radiofrequenz-Rampen über den Fallenboden hinweg ($\nu_{\text{Start}} = 5 \text{ MHz} \rightarrow \nu_{\text{Stop}} = 0,2 \text{ MHz}$ mit $\nu_{\text{Fallenb.}} = 1,0 \text{ MHz}$). Hierdurch werden

Spinflips in der Atomwolke induziert, unabhängig von der Temperatur des einzelnen Teilchens. Somit können wir eine Reduzierung der Atomzahl forcieren, ohne dabei die Temperatur der Atomwolke in der Falle zu ändern. Durch Variation der Anzahl der Rampen kann die Zahl der Atome eingestellt werden. In Abbildung 4.9 sind die Spektren für unterschiedliche Rampenzahlen, d. h. für unterschiedliche Atomzahlen aufgetragen. Die RF-Leistung ist dabei so eingestellt, dass zwei RF-Sweeps die Atomzahl jeweils um einen Faktor ~ 2 reduzieren. Die Atomzahl wird aus den Fits an die Daten mit dem semi-klassischen Modell (blaue Kurven) gewonnen. Selbst bei einer mittleren Atomzahl von $N_{\text{at}} = 10$ im Resonator, ist das Signal auf Resonanz $\Delta_L = 0$ deutlich vom Rauschuntergrund zu trennen.

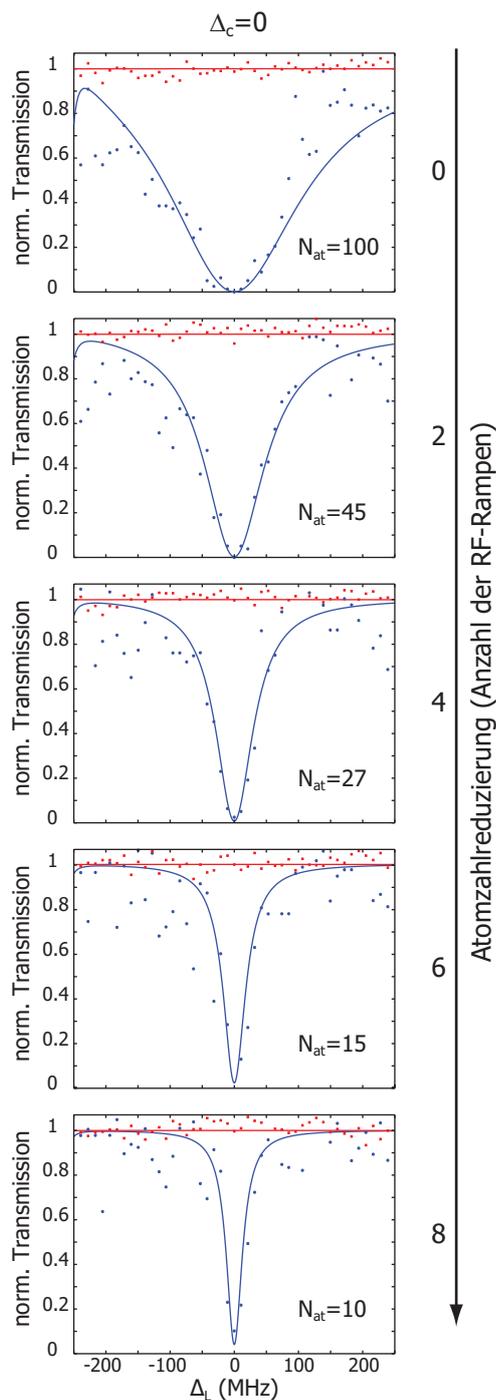


Abbildung 4.9: Transmissionsmessung des Resonators mit (blaue Punkte) und ohne (rote Punkte) Atome. Atomzahl wird für jede Messung um einen Faktor zwei durch Radiofrequenz-Sweeps reduziert. Einziger freier Fitparameter ist die Atomzahl.

Auch wenn wir mit diesem Experiment die Detektion einzelner Atomen nicht demonstrieren konnten, so bleibt die Frage offen, ob das System Einzelatomdetektivität (mittlere Atomzahl $\lesssim 1$ im Resonator) besitzt. Weiterführende Untersuchungen dahingehend konnten an diesem Resonator-QED-System jedoch nicht vorgenommen, da mit der letzten Messung (Abbildung 4.9 unten), der Umzug und somit der Abbau des Experiments nach Paris eingeleitet wurde.

Kapitel 5

Bose-Einstein-Kondensate in einem Resonator hoher Finesse

Ab diesem Kapitel verlegt sich der Forschungsschwerpunkt dieser Arbeit nach Frankreich. Alle Experimente die im Folgenden beschrieben werden, wurden am *Laboratoire Kastler-Brossel* der *Ecole Normale Supérieure* in Paris in der Arbeitsgruppe von Jakob Reichel durchgeführt. Ein kompletter Neuaufbau des Experiments gab uns die Möglichkeit, viele kleine und einige größere Änderungen am Münchener System vorzunehmen, um dem großen Ziel, der starken Kopplung zwischen einem Atom und dem Feld eines Resonators auf einem Mikrofallenssubstrat, näher zu kommen. So wurde beim Experimentneubau unter anderem die Gelegenheit genutzt, die Teilchenzahl in MOT und Magnetfalle zu erhöhen, was uns schließlich die Möglichkeit eröffnet hat, ein Bose-Einstein-Kondensat im Resonator zu erzeugen. Anhand des Pariser Mikrofallenssubstrats wird hier nun die Atompräparation in einem Faserresonator erklärt, sowie zwei unterschiedliche Methoden zur Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats beschrieben. Nach der Charakterisierung der Detektionsmagnetfalle und der Resonatorordipolfalle werden die ersten Experimente mit einem BEC in einem Hoch-Finesse-Resonators vorgestellt [58].

5.1 Mikrofallenssubstrat in Paris

Das Pariser Resonator-QED-Experiment kann als ein klassisches Experiment der zweiten Generation betrachtet werden. Alle Erfahrungen, die wir mit dem System in München gesammelt hatten, konnten wir direkt in den neuen Aufbau einfließen lassen. Insbesondere wurde für dieses Experiment ein neues Substrat entwickelt (Abbildung 5.1), auf dem wir die beiden in Abschnitt 3.2 vorgestellten Hoch-Finesse-Faserresonatoren integrieren konnten.

Da der Quadrupoltransport von der MOT-Position hin zum Resonator im Münchener Experiment keine Limitierung in der Atomzahl gezeigt hatte, haben wir, zugunsten größerer MOT-Strahlen und einer dadurch größeren MOT, den Abstand zwischen erster Magnetfalle (Position A) und dem ersten Resonator (Position B) auf 11 mm vergrößert. In Abbildung 5.1 b) ist ein Ausschnitt um die beiden Resonatoren gezeigt. Der Abstand der beiden Resonatormoden beträgt $500\ \mu\text{m}$, festgelegt durch die Resonatormontage (s. Abschnitt 3.2.2). Die Leiterbahnstruktur am Ort der Resonatoren wurde wiederum auf diesen Abstand abgestimmt; dabei wurde die Struktur so gewählt, dass eine unabhängige Positionierung von Atomen in beiden Resonatoren gleichzeitig möglich ist. Aus der Seitenansicht in Abbildung 5.1 c) ist der Abstand ($150\ \mu\text{m}$) der

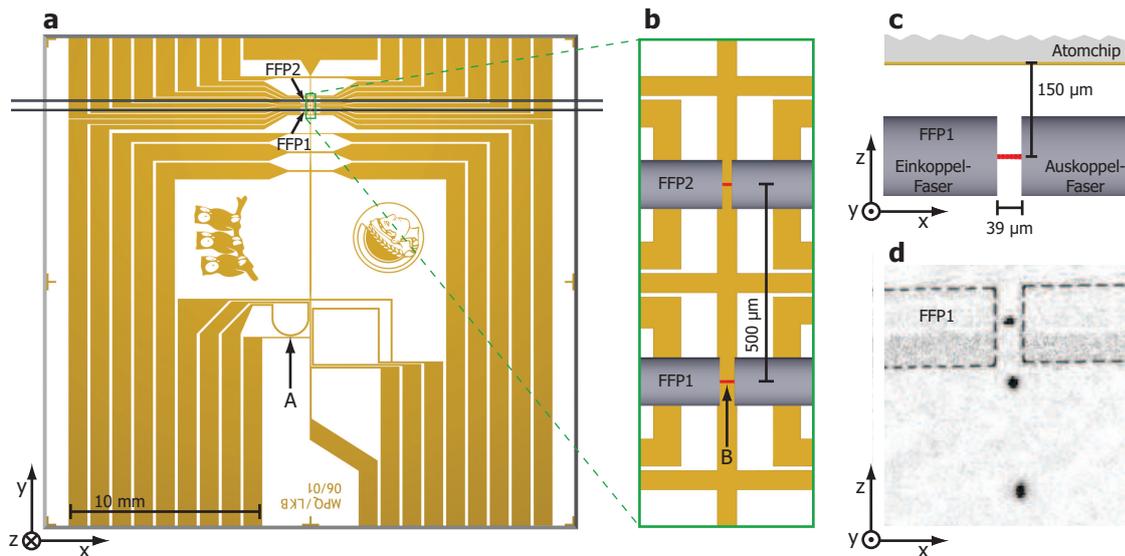


Abbildung 5.1: a) Das Mikrofallensubstrat in Paris. „A“ entspricht dem Ort der magneto-optischen Falle und der ersten Magnetfalle. b) Detailansicht der beiden FFP-Resonatoren. Die Resonatormoden sind maßstabsgetreu in rot dargestellt. c) Seitenansicht auf FFP1 verdeutlicht den Abstand der Resonatormode zur Substratoberfläche. d) Überlagerung dreier CCD-Bilder zeigt die anisotrope Expansion eines BEC im freien Fall aus dem Resonator. Die Fasern sind durch die gestrichelten Linien angedeutet.

Resonatormode zum Mikrofallensubstrat ersichtlich. Zwei entgegengesetzte Kriterien mussten bei der Wahl des Abstands berücksichtigt werden: Zum einen ist ein Umladen in die Resonator-Dimplefalle umso einfacher, je weiter die Glasfasern von der Dimplefalle, d. h. von der Substratoberfläche entfernt sind, zum anderen können größere Fallengradienten bei gleichen Drahtströmen erreicht werden, je näher die Falle an die Oberfläche gebracht wird (s. Abschnitt 1.3). Um die in das Mikrofallensubstrat dissipierte Leistung und die damit einhergehenden Störungen des Resonators so gering wie möglich zu halten, wurde bei diesem Mikrofallensubstrat darauf geachtet, dass die Strukturgrößen und die Zuleitungen zu den Mikrofallendrähten so groß wie möglich und so klein wie nötig sind.

5.1.1 Atompräparation im Resonator

Anhand des Münchener Experimentes im vorangegangenen Kapitel wurde das Drehen des Quadrupolfeldes in der P-Falle und der anschließende Quadrupoltransport zum Resonator erklärt. Beide Etappen haben wir in diesem Experiment nahezu identisch übernommen, weshalb in diesem Abschnitt das Hauptaugenmerk auf den Umladeprozess in die Resonatordimplefalle gelegt wird.

Wie in Abbildung 5.2 zu sehen, ist die Leiterbahnstruktur des Paris-Substrats durch die Integration zweier FFP-Resonatoren deutlich komplexer geworden. Der Ausschnitt 5.2 b) zeigt die Dimensionen der Mikrofallendrähte, wobei die am Umladeprozess beteiligten Drähte farblich hervorgehoben und jeweils nach ihrer Funktion benannt sind. Nachdem $\sim 3 \cdot 10^6$ Atome mithilfe des Quadrupoltransports von der MOT-Region bis vor den FFP1-Resonator transportiert wurden, läuft die in Abbildung 5.2 c)-e) dargestellte Ladeprozedur der Resonatordimplefalle wie folgt ab:

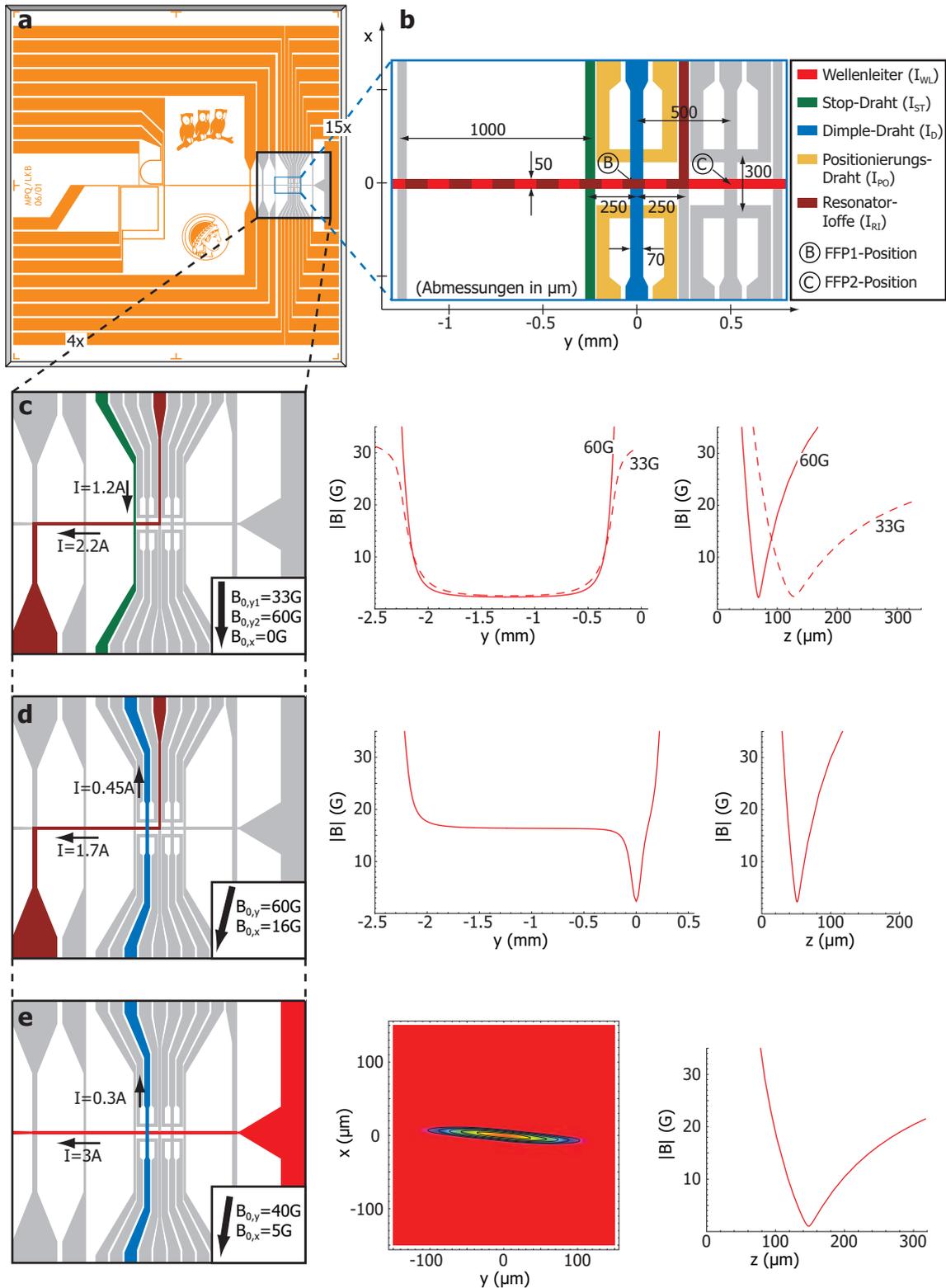


Abbildung 5.2: Ladeprozedur der Resonatordimplefalle. a) In Paris verwendetes Mikrofallensubstrat. b) Mikrofallenstruktur in der Nähe der beiden FFP-Resonatoren, „B“ ist die Position von FFP1 und „C“ von FFP2. Dimensionen in μm . c) Atome werden nach dem Quadrupoltransport in eine Ioffefalle vor dem FFP1-Resonator umgeladen und komprimiert. d) Kombinierte Ioffe-Dimple-Falle, das Fallenzentrum befindet sich zwischen Substrat und FFP1-Resonator. e) reine Dimplefalle auf Höhe der Resonatorachse.

- Atome werden in eine Ioffefalle umgeladen, die aus den Feldern der Ströme $I_{\text{RI}} = 2,2 \text{ A}$ und $I_{\text{ST}} = 2 \text{ A}$ sowie dem externen Magnetfeld $B_{0,x1} = 33 \text{ G}$ erzeugt wird. Das Fallenzentrum befindet sich $1,25 \text{ mm}$ vom FFP1-Resonator entfernt und hat einen Abstand von $127 \mu\text{m}$ zur Substratoberfläche. Die berechneten Fallenfrequenzen liegen bei $\nu_{\perp} = 3,7 \text{ kHz}$ und $\nu_{\text{ax}} = 26 \text{ Hz}$.
- Kompression der Ioffefalle durch Erhöhung des externen Magnetfelds auf $B_{0,x2} = 60 \text{ G}$ und Reduzierung des Stroms $I_{\text{ST}} = 1,2 \text{ A}$. Der Abstand des Fallenzentrums zur Oberfläche beträgt nun $68 \mu\text{m}$ und die Fallenfrequenzen sind $\nu_{\perp} = 8 \text{ kHz}$ und $\nu_{\text{ax}} = 17 \text{ Hz}$.
- Öffnen der Ioffefalle durch $I_{\text{ST}} = 0 \text{ A}$ und Erzeugen einer kombinierten Ioffe-Dimple-Falle durch $I_{\text{RI}} = 1,7 \text{ A}$ und $I_{\text{D}} = 450 \text{ mA}$, sowie den externen Feldern $B_{0,x} = 60 \text{ G}$ und $B_{0,y} = 16 \text{ G}$. Durch RF-Evaporation (s. unten) werden die Atome gekühlt und sammeln sich im Dimple an. Das Zentrum der Dimplefalle befindet sich nun zwischen Substrat und FFP1-Resonator in einem Abstand $51 \mu\text{m}$ zum Dimple-Draht. Die Fallenfrequenzen im Dimple sind $\nu_{\perp} = 8,88 \text{ kHz}$ und $\nu_{\text{ax}} = 925 \text{ Hz}$.
- Überblenden in eine reine Dimple-Falle am Drahtkreuz und gleichzeitiges Verschieben des Dimples in den Resonator durch $I_{\text{RI}} = 0 \text{ A}$, $I_{\text{WL}} = 3 \text{ A}$ und $I_{\text{D}} = 300 \text{ mA}$, sowie $B_{0,x} = 45 \text{ G}$ und $B_{0,y} = 4,9 \text{ G}$. Das Fallenzentrum befindet sich $131 \mu\text{m}$ vom Dimpledraht und $19 \mu\text{m}$ von der Resonatormode entfernt. Die Fallenfrequenzen sind $\nu_{\perp} = 6 \text{ kHz}$ und $\nu_{\text{ax}} = 280 \text{ Hz}$. Eine zweite RF-Rampe folgt.

Der zeitliche Ablauf aller Magnetfallenphasen ab dem Ende der MOT (Abbildung 2.20), bis hin zur Detektionsfalle am Ort der Resonatormode ist im Schaubild 5.3 graphisch dargestellt. Für jede Magnetfallenphase ab dem Ende des Quadrupoltransports ist zudem ein Absorptionsbild mit der Detektion auf der y-Achse angefügt¹. Die Gesamtdauer der Magnetfallenphase beträgt $\sim 1,5 \text{ s}$.

5.2 Erzeugung eines BECs im Resonator

Eine ausführliche Beschreibung über die Erzeugung eines BECs in einer Mikrofalle wurde in der Doktorarbeit von Peter Hommelhoff gegeben [116]. Daher wird in diesem Abschnitt lediglich auf die unterschiedlichen Kühlmethoden eingegangen, die wir auf dem Weg zum Erreichen eines BECs im Resonator benutzen. Zudem wird die Drehung der Hauptachse einer Dimplefalle um 90° vorgestellt, eine nützliche und nur den Mikrofallen vorbehaltene Designfreiheit eines Fallenpotentials.

5.2.1 RF-Evaporation

Die klassische Verdampfungskühlung in einer Magnetfalle erfolgt über Radiofrequenz-induzierte Übergänge der heißesten Atome in nichtgefangene Zeeman-Unterkomponenten. Durch elastische Stöße untereinander rethermalisieren die verbleibenden Atome in der Falle bei einer tieferen mittleren Temperatur [9, 11]. Die benötigte Radiofrequenz wird

¹Der Beginn der Magnetfallenphase, die 90° -Drehung und das Überblenden in die Transportfalle, wird mit der Abbildung auf der x-Achsen detektiert. Die Quadrupoltransportphase kann lediglich zu Beginn und am Ende mit dem jeweiligen Abbildungssystem erfasst werden, der eigentliche Transport findet weitestgehend blind statt.

von zwei Frequenzgeneratoren² erzeugt und über eine Spule³, die in unmittelbarem Kontakt zur Vakuuzelle platziert ist, in das Experiment eingekoppelt. Wie oben bereits erwähnt, erfolgt das RF-Kühlen in zwei Etappen in zwei unterschiedlichen Dimplefallen. Die Parameter der beiden RF-Kühletappen sind in der folgenden Tabelle angegeben:

Falle	I_{RI}	I_{WL} [A]	I_D	$B_{0,x}$ [G]	$B_{0,y}$ [G]	ν_{\perp} [Hz]	ν_{ax} [Hz]	z_0 [μm]
Dimple 1	1,7	0	-0,45	60	16,3	8880	925	51
Dimple 2	0	3	-0,3	45	4,9	6050	280	131

Falle	$\nu_{RFStart}$ [MHz]	ν_{RFStop} [MHz]	t_{RF} [ms]	τ_{RF} [ms]	N
Dimple 1	28	4	333	∞	16 000
Dimple 2	3	$\sim 1,0$	500	550	~ 3000

Dank der steilen, isotropen Dimplefallen erreichen wir den Phasenübergang in weniger als 1 s RF-Kühlen. Die Bildfolge in Abbildung 5.4 zeigt eine RF-gekühlte Wolke nach

²SRS: DS345 und Rhode&Schwarz: SMY02

³RF-Spule: 10 Windungen mit einem Durchmesser von 30 mm.

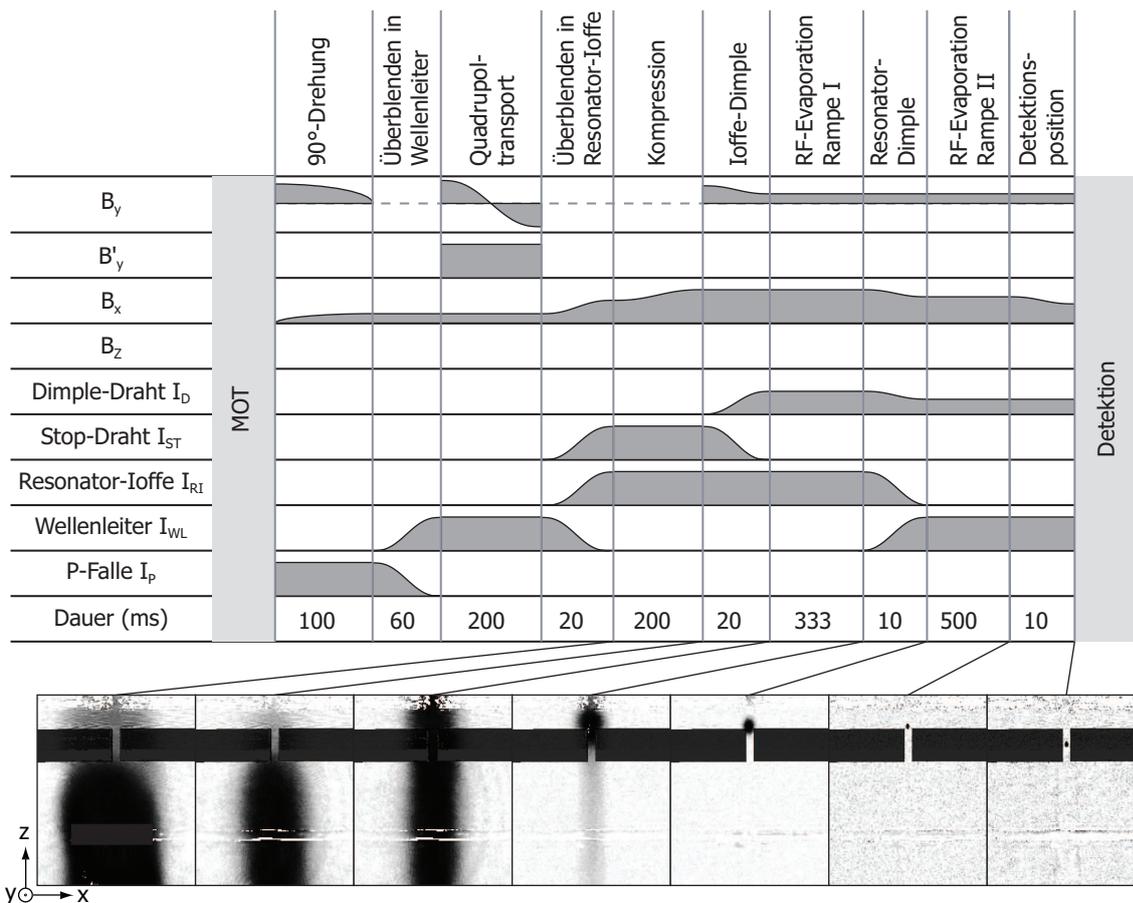


Abbildung 5.3: Zeitlicher Ablauf der Magnetfallenphase ab der MOT bis zum Laden der Detektionsfalle. Für die Magnetfallen nach dem Transport ist am Ende jeder Etappe ein Absorptionsbild gegeben. Die Resonatorfasern sind mit schwarzen Flächen hinterlegt, die weiße Linie im unteren Drittel der Absorptionsbilder wird durch die Streuung des Detektionslichts an einer Leiterbahn auf dem Substrat verursacht.

einem freien Fall von 5 ms. Von links nach rechts schneidet das RF-Messer um jeweils 25 kHz weiter in die Falle hinein. Je tiefer die RF-Stopfrequenz, desto deutlicher bildet sich im Zentrum der thermischen Wolke ein dichter Kern. Dies ist das Bose-Einstein-Kondensat. Da die Beobachtungsrichtung parallel zur longitudinalen Dimplefallenachse verläuft, ist die anisotrope Expansion des Kondensats auf dieser Achse nicht zu beobachten. Für ein nahezu reines Kondensat mit ~ 3000 Atomen ist in Abbildung 5.5 eine

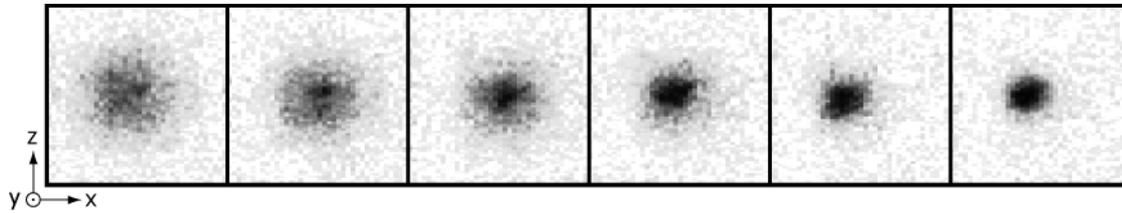


Abbildung 5.4: BEC-Phasenübergang. Die RF-Stopfrequenz wird von links nach rechts um jeweils 25 kHz gesenkt. Die charakteristische Signatur eines BECs ist klar zu sehen: ein dichter Kern im Zentrum der Wolke bildet sich aus. Ein weiteres Charakteristikum, die anisotrope Expansion eines BECs aus einer anisotropen Falle, ist hier nicht zu sehen, da die Falle in dieser Abbildungsrichtung isotrop ist.

Bildfolge mit einem freien Fall aus dem Faserresonator gezeigt. Von links nach rechts ist die Flugzeit um 0,3 ms länger als im vorherigen Bild.

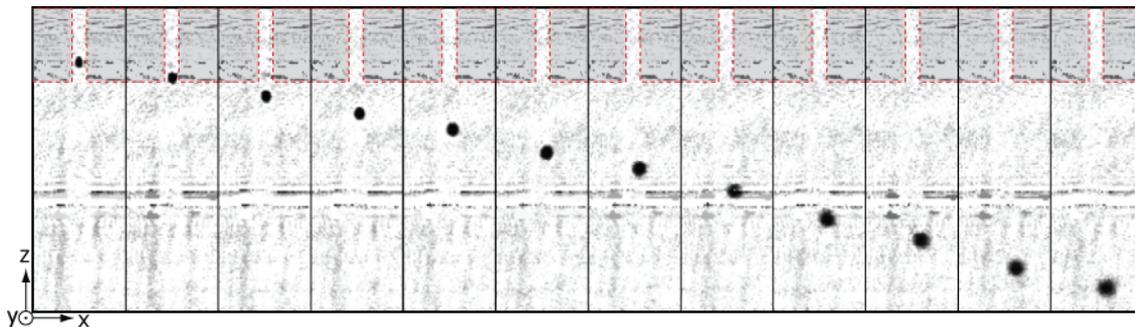


Abbildung 5.5: Freier Fall eines BECs aus dem FFP1-Resonator. Am Ende der zweiten RF-Rampe mit $\nu_{\text{RFstop}} = 0,97$ MHz erhalten wir ein nahezu reines BEC mit ~ 3000 Atomen. Bilder von links nach rechts sind mit jeweils 0,5 ms längeren Flugzeiten aufgenommen worden. Die Umkehrung des Aspektverhältnisses der Wolkenbreite im freien Fall ist auf dieser Abbildungsachse nicht zu beobachten (s. o.).

5.2.2 Oberflächenevaporation

Für die Erzeugung eines BECs kann das Ende der zweiten RF-Rampe durch einen Oberflächenkühlschritt [95, 113] ersetzt werden. Hierbei bringt man die Atome in die Nähe einer Oberfläche, so dass die heißesten Atome durch Kollision mit dieser aus der Magnetfalle entfernt werden. In unserem Fall findet die Oberflächenkühlung an einer der beiden Glasfaserendflächen statt. Durch Variation des externen Magnetfeldes entlang der z-Richtung wird die Dimplefalle in x-Richtung vom Resonatorzentrum hin zum Spiegel verschoben. Die longitudinale Fallenachse ist bei diesem Kühlvorgang parallel zur Oberfläche orientiert (Abbildung 5.6 a), so dass die Kollisionsrate mit der

Oberfläche durch die transversale Fallenfrequenz gegeben ist. Ausgehend von den Fallenparametern der zweiten RF-Dimplefalle, ist in Abbildung 5.6 b) die Prozedur der Oberflächenkühlung zeitlich dargestellt. Die Absorptionssbilder nach 3 ms TOF (Abbildung 5.6 c) zeigen den durch die Oberflächenkühlung forcierten Phasenübergang.

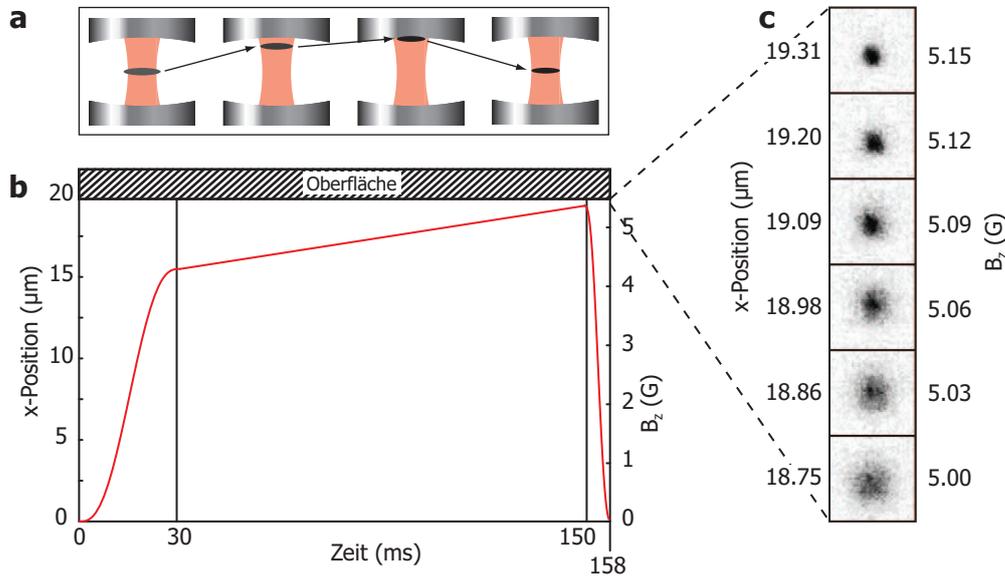


Abbildung 5.6: Oberflächen evaporationsprozedur. a) Piktogramm des Resonators zeigt die Etappen der Oberflächenkühlung und die Orientierung der Magnetfalle relativ zur Spiegeloberfläche. b) Zeitlicher Verlauf der Fallenposition im Resonator. c) Absorptionssbilder des Phasenübergangs nach 3 ms TOF.

Die Etappen der Oberflächenkühlung laufen wie folgt ab:

1. Etwa 10^4 Atome werden innerhalb von 30 ms vom Zentrum des Resonators bis auf $\sim 5 \mu\text{m}$ an die Glasfaser herangefahren. Diese Etappe gilt lediglich der Überbrückung der ersten $15 \mu\text{m}$, hierbei treten noch keine Atomzahlverluste auf. Um das vorgekühlte Atomensemble nicht aufzuheizen, wird die Bewegung des Fallen-zentrums durch eine sog. „TurnOn“-Funktion (s. Anhang B.1) beschrieben.
2. Diese Etappe entspricht der eigentlichen Kühlphase. Hier werden die Atome mit einer linearen Rampe innerhalb von 120 ms bis an die Faseroberfläche gebracht. Abhängig von der Wahl der Endposition kann die Atomzahl im Kondensat eingestellt werden. Der BEC-Phasenübergang wird mit ~ 1000 Atomen erreicht.
3. Nach Erreichen der Endposition wird das BEC innerhalb von 8 ms an die Detektionsposition x_a auf der Resonatorachse gebracht. Die Verschiebedauer ist dabei so kurz wie möglich gewählt, da bei zu langer Haltezeit in der Magnetfalle Monopoloszillation des BECs angeregt⁴ werden. Für diesen Positionierungsschritt ist eine TurnOn-Funktion für die Verschiebung des Fallenminimums unabdingbar.

Während bei der RF-Evaporation die heißen Atome durch induzierte Übergänge in ungefangene Zeeman-Niveaus aus der Falle befördert werden, kann es vorkommen, dass sich am Ende der Evaporationsphase neben dem Kondensat mit Atomen im

⁴Die Ursache dieser Oszillationen wird den Drahtstromquellen zugeschrieben, bedarf allerdings noch einer genaueren Untersuchung.

$F = 2, m_f = +2$ -Zustand einige Atome im $m_f = +1$ Unterzustand befinden. Diese nur unzureichend evaporierten Atome koppeln weiterhin an die Resonatormode und können somit Messungen mit reinen Bose-Einstein-Kondensaten verfälschen. Bei der Oberflächenkühlung tritt dieser Effekt nicht auf; hier werden die heißen Atome durch die Kollision mit der Oberfläche effektiv aus der Magnetfalle entfernt. Ferner können durch die Oberflächenkühlmethode zwei Kondensate an zwei unterschiedlichen Orten (hier in den Dimplefallen der beiden FFP-Resonatoren) unabhängig voneinander erzeugt werden.

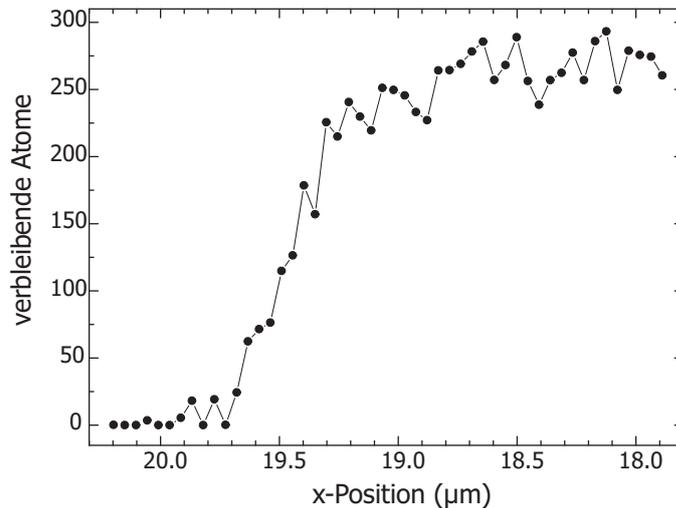


Abbildung 5.7: Oberflächenverluste an einem Glasfaserende. Eine Atomwolke wird in der Resonatordimplefalle entlang der x-Achse in die Nähe der Singlemode-Faser gebracht. Die verbleibende Atomzahl in Abhängigkeit zur Endposition am Resonatorspiegel wird nach einem TOF vom Resonatorzentrum in einer Absorptionsabbildung gemessen. Mit dieser Methode ist eine kontrollierte Reduzierung der Atomzahl möglich.

In Abbildung 5.7 ist die Atomzahl in Abhängigkeit zur Endposition am Resonatorspiegel aufgetragen. Die Atomzahlbestimmung findet nach einem TOF in Absorptionsabbildung statt, nachdem die Atome in das Zentrum des Resonators gebracht wurden. Aus Angst einer schleichenden Verschlechterung der Spiegelschichten durch die kontinuierliche Absorption der Rubidiumatome auf der Spiegeloberfläche und somit einer Reduktion der Finesse des Resonators findet die Oberflächenkühlung $\sim 17 \mu\text{m}$ oberhalb der Resonatormode - in Richtung des Mikrofallensubstrats - am Resonatorspiegel statt.

5.2.3 90°-Drehung einer Dimplefalle

Für Experimente mit magnetisch gefangenen Atomen in einem Resonator kann es von besonderem Interesse sein, wie die Achse der Detektionsfalle in Bezug zur optischen Achse des Resonators orientiert ist. Bei einer zigarrenförmigen Dimplefalle, deren lange Achse senkrecht zur Resonatormode liegt, kommt es mitunter zu der Situation, dass nicht alle Atome an das Resonatorfeld gekoppelt sind. Ist die Hauptachse der Magnetfalle hingegen parallel zur Resonatorachse orientiert, so kann man erreichen, dass die gesamte Falle in der optischen Mode zu liegen kommt.

Im Folgenden wird daher die Drehung einer magnetischen Dimplefalle um 90° vorgestellt [62]. Dass eine solche Drehung, die mit einer Umkehrung des Aspektverhältnisses des Wellenleiterstroms I_{WL} und des Dimplestroms I_{D} einhergeht, nicht ohne

weiteres durchzuführen ist, wurde bereits in Abschnitt 1.3.2 gezeigt: Ist die Drehung der Falle bei einem Winkel von 45° angelangt (dies ist der Fall, wenn die Ströme in den sich kreuzenden Drähten gleich sind), wird die Dimplefalle zu einem Miniatur-Quadrupolring (s. Abschnitt 1.3.2). An diesem Punkt verliert man die Atome durch Majorana-Spinflips [97] bzw. durch Kollision mit der Chipoberfläche. Mit einem Trick kann dieser kritische Punkt bei der Drehung der Achse um 90° umgangen werden. Die Dimplefalle wird zunächst innerhalb 15 ms durch Änderung der Bias-Felder und Drahtströme nur soweit an den kritischen Punkt gebracht, dass die Falle noch keinen Verlustkanal aufweist. Danach wird durch ein schnelles Schalten der Ströme ($50 \mu\text{s}$) das Aspektverhältnis zwischen Dimpledraht und Ioffedraht getauscht, womit der Quadrupolring umgangen wird. Dieser nichtadiabatische Schritt kann allerdings nur mit thermischen Atomen durchgeführt werden, ein bereits kondensiertes Ensemble wird bei dieser Prozedur zerstört. Nach dem Schalten der Drahtströme wird die Falle in weiteren 15 ms adiabatisch auf seinen Endwert gebracht. In der nun um 90° gedrehten Dimplefalle kann eine weitere RF-Rampe gefahren werden, um zu einem BEC zu gelangen. In Abbildung 5.8 sind die Etappen der Drehung dargestellt, die dazugehörigen Fallenparameter sind in der Tabelle 5.1 angegeben.

Dimple	I_{WL} [A]	I_{D}	$B_{0,x}$ [G]	$B_{0,y}$ [G]	z_0 [μm]	ν_{\perp} [Hz]	ν_{ax} [Hz]
0°	-2	0,45	-16,3	-55	69	4700	710
$\lesssim 45^\circ$	-1,2	0,8	-28	-28	71	2200	460
$\gtrsim 45^\circ$	-0,8	1,2	-28	-28	69	2400	410
90°	-0,3	2	-51	-9	73	7300	620

Tabelle 5.1: Fallenparameter der Dimplefallen-Drehprozedur.

BEC in der 90° gedrehten Dimplefalle

Der Weg zu einem BEC in der gedrehten Dimplefalle erfolgt ebenfalls in zwei Etappen. Die Rampenparameter sind in Tabelle 5.2 angegeben. Dabei findet die erste RF-Evaporationsrampe vor der soeben beschriebenen Drehprozedur in der 0° -Dimplefalle statt. Im Gegensatz zur ersten RF-Rampe für Experimente ohne weiteres Drehen der Fallenachse darf in diesem Fall nicht zu tief gekühlt werden, da die Verluste während der 90° -Drehung umso größer sind, je tiefer die Temperatur des Ensembles ist. Die zweite RF-Rampe findet nach der Drehung in der 90° -Dimplefalle statt. Wie am Abstand z_0 der Dimplefallen zur Chipoberfläche zu erkennen ist, findet die Erzeugung des BECs in diesem Fall komplett außerhalb des Resonators statt.

Falle	ν_{RFStart} [MHz]	ν_{RFStop} [MHz]	t_{RF} [ms]	τ_{RF} [ms]	N
0° -Dimple	28	7	200	∞	$5 \cdot 10^4$
90° -Dimple	5	0,93	250	550	~ 1000

Tabelle 5.2: Parameter der RF-Rampen für die Erzeugung eines BECs in einer gedrehten Dimplefalle.

Für die gesamte RF-Kühlung benötigen wir weniger als 500 ms. Da die longitudinale Fallenachse hier senkrecht zur y-Detektionsachse steht, ist eine anisotrope Expansion

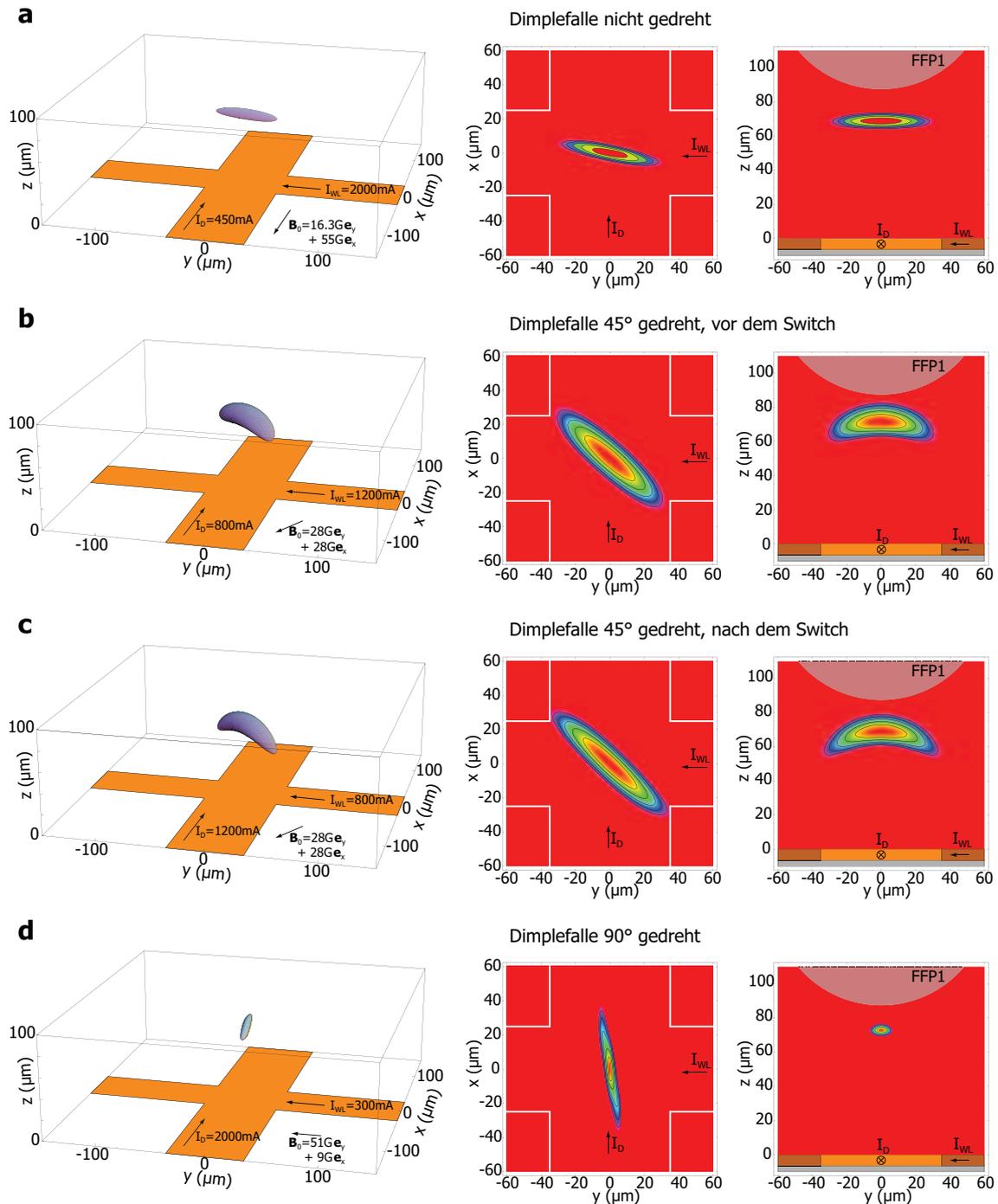


Abbildung 5.8: Drehung der Hauptachse einer Dimplefalle um 90° . Die Konturfläche in der linken Spalte liegt bei einer Feldstärke von $1,5\text{ G}$, die Höhenlinien in der mittleren und rechten Spalte markieren Abstände von $0,3\text{ G}$. Die Dimplefalle wird im ersten Schritt (a nach b) innerhalb von 15 ms um $\sim 45^\circ$ gedreht, indem die homogenen Felder B_x und B_y einander angeglichen und die Drahtströme I_{WL} und I_D in ein Verhältnis $3 : 2$ gebracht werden. Im zweiten Schritt (b nach c) bleiben die homogenen Felder unverändert, es wird lediglich das Aspektverhältnis der Ströme in den beiden Drähten innerhalb $50\ \mu\text{s}$ geändert, die Orientierung der Falle ändert sich dadurch nur wenig. Im letzten Schritt (c nach d) wird die Dimplefalle in 15 ms um weitere $\sim 45^\circ$ gedreht. In der rechten Spalte sind der Faserresonator (FFP1) und die Leiterbahn maßstabsgetreu angedeutet, in der mittleren Spalte ist die Kontur der Leiterbahnstruktur eingezeichnet.

des BECs im TOF zu beobachten. Die Bildfolge in Abbildung 5.9 zeigt die Wolke nach einem freien Fall von 5 ms. Von links nach rechts schneidet das RF-Messer um jeweils 10 kHz tiefer in die Falle hinein. Das reine Kondensat besteht aus ~ 1000 Atomen. Für Abbildung 5.10 sind mehrere Absorptionsbilder von Bose-Kondensaten überlagert dargestellt.

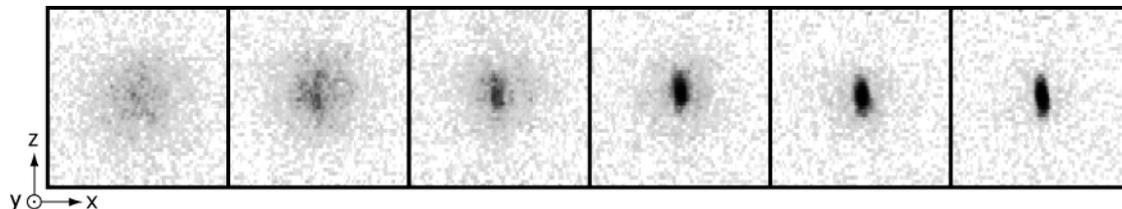


Abbildung 5.9: BEC-Phasenübergang in einer 90° gedrehten Dimplefalle. Die RF-Stopfrequenz wird von links nach rechts um jeweils 10 kHz gesenkt. Im Zentrum der thermischen Atomwolke tritt das Bose-Einstein-Kondensat hervor. Das reine Kondensat besteht aus ~ 1000 Atomen. Eine anisotrope Expansion des BECs ist aus dieser Dimplefalle zu beobachten.

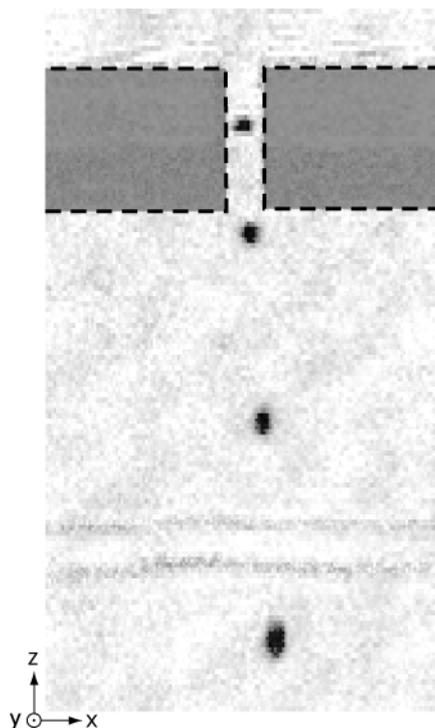


Abbildung 5.10: Freier Fall eines BECs aus einer 90° gedrehten Dimplefalle aus dem FFP1-Resonator. Absorptionsbilder mit 0,1 ms, 1 ms, 2,5 ms und 4 ms TOF. Die Glasfasern des Resonators sind gestrichelt hervorgehoben.

Positionierung im Resonator

Die maßgeschneiderten, jeder Situation anpassbaren Magnetfallenpotentiale sind eine der großen Stärken der Mikrofallenexperimente. In unserem Experiment zählt sich diese Flexibilität dadurch aus, dass wir eine Atomwolke an einen beliebigen Ort in der Resonatormode positionieren und somit die Atom-Resonator-Kopplung auf Wunsch einstel-

len können. Die in Abbildung 5.2 b) gezeigte Leiterbahnstruktur um die Resonatoren erlaubt uns eine sub-Mikrometer genaue Positionierung in allen drei Raumrichtungen. Ausgehend von der Detektionsdimplefalle am Drahtkreuz mit $I_{\text{WL}} = 3 \text{ A}$, $I_{\text{D}} = 0,3 \text{ A}$ und $B_x = 40 \text{ G}$, $B_y = 5 \text{ G}$ werden in der folgenden Tabelle die berechneten Verschiebungsparameter angegeben.

Achse	Feld bzw. Strom	Verschiebung
x	B_z	$3,75 \frac{\mu\text{m}}{\text{G}}$
y	I_{ST}	$64 \frac{\text{nm}}{\text{mA}}$
z	B_x	$3,75 \frac{\mu\text{m}}{\text{G}}$

Ist die Achse der Dimplefalle einmal um 90° gedreht, kann das Zentrum der Falle durch externe Felder nicht mehr in x-Richtung, entlang der schwachen Fallenachse, verschoben werden. Hierfür sind die sog. Positionierungsdrähte (I_{PO}) auf dem Mikrofallensubstrat vorgesehen. Eine Korrektur des Fallenzentrums von $\Delta x = \pm 15 \mu\text{m}$ ist durch den Einsatz dieser Struktur möglich.

5.3 Charakterisierung der Detektionsfallen

Um das Atom-Resonator System gut charakterisieren zu können, bedarf es neben der Kenntnis sämtlicher Resonatorparameter (s. Tabelle 3.1) einer genauen Bestimmung der Detektionsfallen. In diesem Abschnitt werden daher Magnet- und Dipolfallen untersucht.

5.3.1 Magnetfalle

Mit dem BEC-Resonator-System steht uns ein empfindliches Messinstrument zur Verfügung, mithilfe dessen wir auf sehr elegante Art und Weise die Fallenfrequenzen einer Magnetfalle am Ort des Resonators bestimmen können. Hierzu wird ein BEC in einer Dimplefalle in vertikaler Richtung zu einer Schwingung angeregt. Die daraus resultierende periodische Änderung der Kopplungsstärke schlägt sich dann im transmittierten Resonatorsignal nieder. Um eine möglichst große Modulation in Transmission zu erhalten, muss das BEC an eine Position in der Resonatormode gebracht werden, an der die Ortsabhängigkeit der Kopplungsstärke am empfindlichsten ist, d. h. $\partial g / \partial z = \text{max}$. Um diese Position zu bestimmen, bringen wir ein BEC mit ~ 700 Atomen in einer Dimplefalle ($I_{\text{WL}} = 3 \text{ A}$, $I_{\text{D}} = 0,3 \text{ A}$ und $B_x = 39 \text{ G}$) an den Rand der Resonatormode, $3,8 \mu\text{m}$ vom Zentrum der Mode entfernt. Das BEC wird durch einen Stoß, z. B. einer nichtadiabatischen Änderung des B_x -Feldes, in transversaler Richtung in Schwingung versetzt, zudem wird das Fallenzentrum durch eine lineare Änderung des externen Magnetfeldes $B_x = 39 \text{ G} \cdots 41 \text{ G}$ innerhalb von 28 ms durch die Resonatormode gefahren. Der Resonator und der Detektionslaser sind $\Delta_{\text{C}} = \Delta_{\text{L}} = +50 \text{ GHz}$ zur atomaren Übergangsfrequenz $F = 2 \rightarrow F' = 3$ verstimmt. Aus dem transmittierten Resonatorsignal in Abbildung 5.11 kann nun die Position abgelesen werden, an der die Amplitude der Oszillation maximal ist.

Die Bestimmung der Fallenfrequenz der Dimplefalle findet in $2,6 \mu\text{m}$ ($B_x = 40,7 \text{ G}$) Entfernung von der Resonatorachse statt (Abbildung 5.12 b). Mit einer FFT-Analyse des Transmissionssignals kann die Fallenfrequenz präzise gemessen werden (Abbildung 5.13). Wiederholt man dieses Experiment mit unterschiedlichen Fallenfrequenzen (durch Änderung des Fallenbodens (B_y)), so erhält man das in Abbildung 5.13 b)

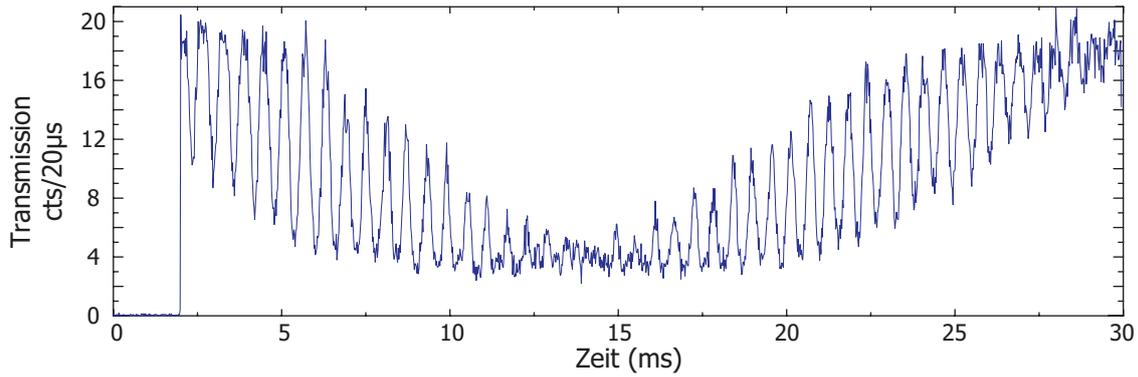


Abbildung 5.11: Messung der Dimplefallenfrequenz mit dem Atom-Resonator-System II. Ein BEC mit ~ 700 Atomen wird in Schwingung versetzt und durch die Resonatormode gefahren. Die Modulation der Kopplungsstärke spiegelt sich in einer Modulation der transmittierten Resonatorleistung wieder. Aus dem Transmissionssignal lässt sich die Position maximaler Ortsabhängigkeit der Atom-Resonatorkopplung bestimmen. Der Resonator und der Detektionslaser sind um $\Delta_C = \Delta_L = +50$ GHz zur atomaren Übergangsfrequenz $F = 2 \rightarrow F' = 3$ verstimmt.

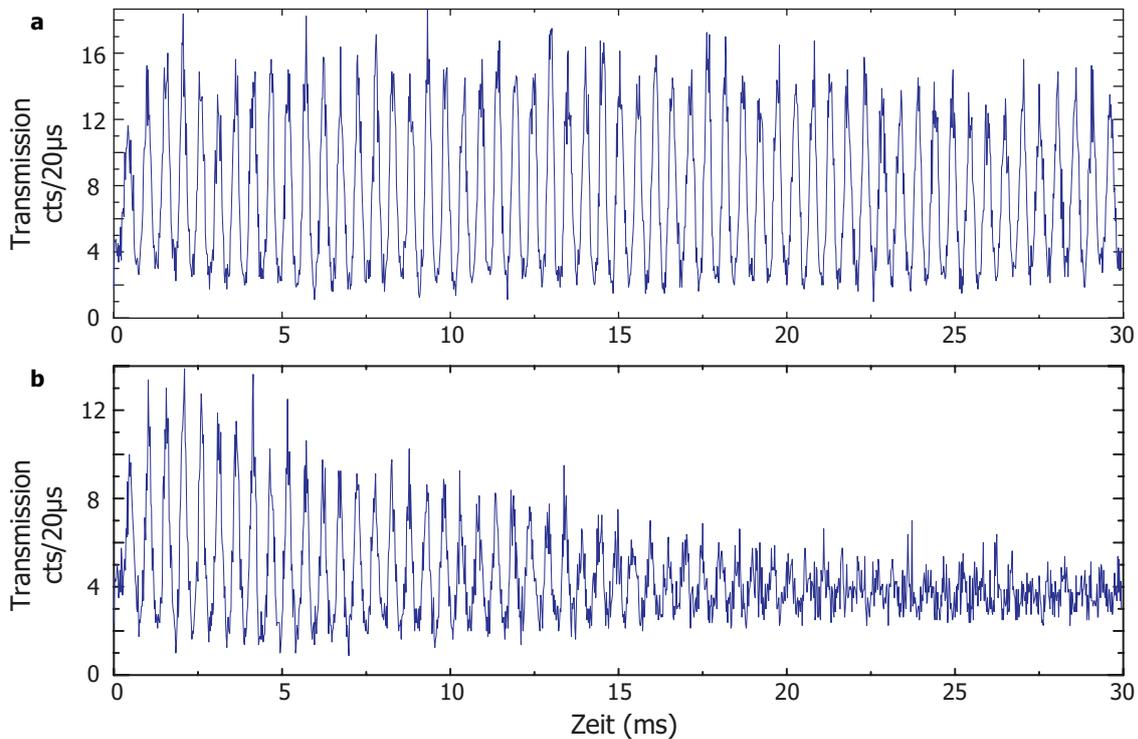


Abbildung 5.12: Messung der Dimplefallenfrequenz mit dem Atom-Resonator-System I. a) Ein BEC befindet sich $2,6 \mu\text{m}$ vom Zentrum der Resonatormode entfernt und wird in Schwingung versetzt. Modulation der Kopplung verursacht eine Modulation der transmittierten Leistung. b) Wiederholung des Experiments von a) mit thermischen Atomen. Der Resonator und der Detektionslaser sind um $\Delta_C = \Delta_L = +50$ GHz zur atomaren Übergangsfrequenz $F = 2 \rightarrow F' = 3$ verstimmt.

gezeigte Ergebnis. Der einzige freie Parameter für den Fit an die FFT-Punkte ist der Offset des Magnetfeldes in y -Richtung. Diese Messung kann somit als Kalibrierung des B_y -Spulenpaares verwendet werden. Die zusätzlichen Punkte der FFT-Analyse, die hin

und wieder bei einer Frequenz von 2,5 kHz auftreten, entsprechen der mechanischen Eigenfrequenz des Resonators. Koppelt man anstelle eines BECs ein thermisches Ensemble an die Resonatormode und bringt dieses zum Schwingen, so erhält man das in Abbildung 5.12 b) gezeigte transmittierte Signal. Während die Schwingung der thermischen Wolke innerhalb von 20 ms ausgeblendet ist, kann für die Oszillation des BECs in der Dimplefalle keine Dämpfung auf dieser Zeitskala beobachtet werden.

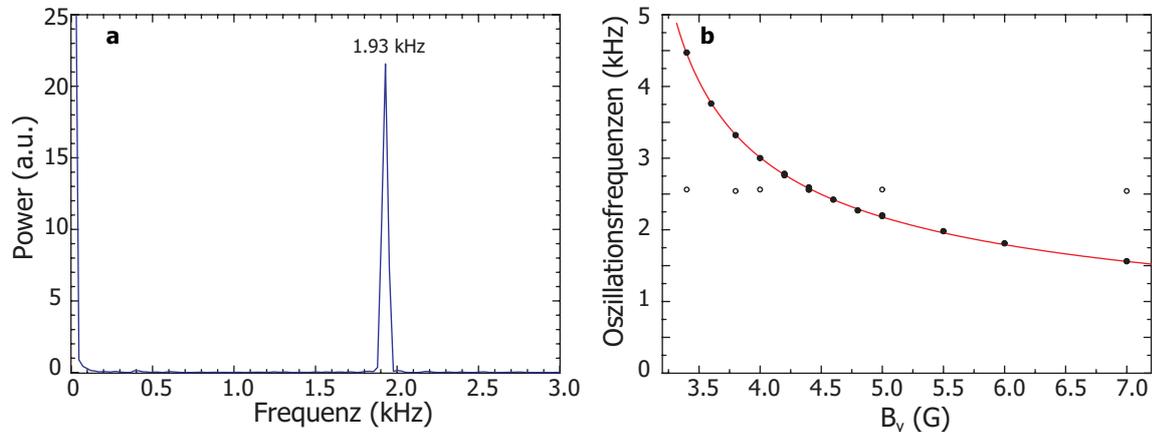


Abbildung 5.13: a) FFT-Analyse des Resonatortransmissionssignals aus Abbildung 5.12 a). b) FFT-Datenpunkte für unterschiedliche Dimplefallen (Punkte). Der einzige freie Fitparameter ist der Offset des Magnetfeldes in y-Richtung. Messpunkte bei 2,5 kHz (Kringel) entsprechen der mechanischen Eigenresonanz des Resonatoraufbaus und sind nicht in der Anpassung des Fits berücksichtigt.

Um eine longitudinale Schwingung anzuregen und somit die longitudinalen Dimplefallenfrequenz bestimmen zu können, wird eine Atomwolke nichtadiabatisch aus einer Resonatordipolfalle in die Detektionsdimplefalle umgeladen (Abbildung 5.14 a). Aus der FFT-Analyse des Transmissionssignals können die gesuchten Fallenfrequenzen abgelesen werden (Abbildung 5.14 b).

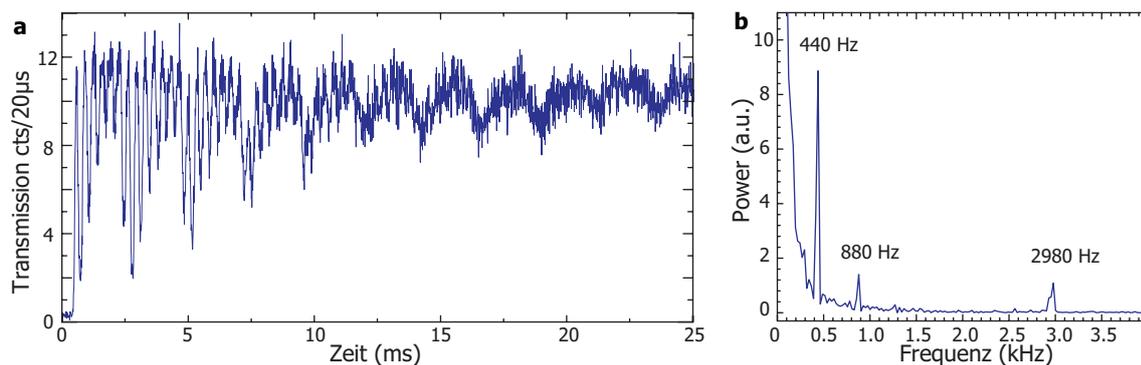


Abbildung 5.14: Bestimmung der longitudinalen Magnetfallenfrequenz. a) Eine Atomwolke wird zum Zeitpunkt 0 ms aus einer Resonatordipolfalle in die Detektionsdimplefalle umgeladen. Durch den nichtadiabatischen Transfer werden sowohl transversale, als auch longitudinale Oszillationen angeregt. b) FFT-Analyse des Transmissionssignals aus a), $\nu_{\text{long}} = 440 \text{ Hz}$, $\nu_{\text{trans}} = 2980 \text{ Hz}$

5.3.2 Dipolfalle

Mit der Intraresonatordipolfalle (s. Abschnitt 3.3.1) steht uns neben den Magnetfallen eine weitere Möglichkeit zur Verfügung, die Atome für eine Kopplung mit dem Resonatorfeld innerhalb der Resonatormode zu fangen. Da die Stehwelldipolfalle den in Abbildung 3.10 gezeigten Überlapp mit dem Detektionsfeld aufweist, können die Vorteile der optischen Falle allerdings erst in Kombination mit der magnetischen Mikrofalle und der mit ihr einhergehenden Positioniermöglichkeit entlang der Resonatorachse, genutzt werden.

Fallenfrequenzen

Die Fallenfrequenzen der Stehwelldipolfalle (3.17) können durch parametrisches Heizen der Atome in der Falle gemessen werden. Hierzu modulieren wir die Tiefe U_{dip} des Potentials und messen die Atomzahl bzw. die atomare Dichteverteilung nach einem TOF in Abhängigkeit zur Modulationsfrequenz. Wird das Potential mit der doppelten charakteristischen Fallenfrequenz moduliert, so kommt es zur Resonanzkatastrophe und ein verstärktes Heizen der Atome in der Falle tritt auf. In Abbildung 5.15 ist eine Messung der axialen Fallenfrequenz gezeigt: Während die Atome in der Dipolfalle für 60 ms gehalten werden, wird der Laserdiodenstrom mit geringem Hub (%) moduliert. Nach anschließendem TOF (1,2 ms) wird die optische Dichte der Atomwolke aus der Absorptionsabbildung in y-Richtung ermittelt. Neben der Hauptresonanz bei

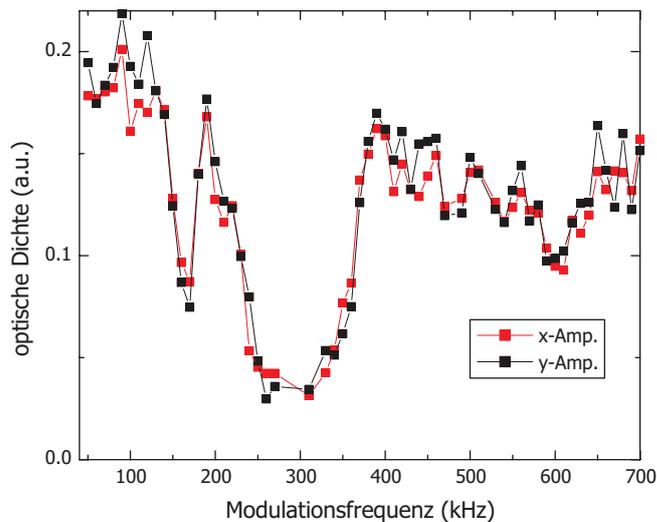


Abbildung 5.15: Messung der Dipolfallenfrequenz durch parametrisches Heizen. Neben der Hauptresonanz bei $2 \cdot \nu_{\text{ax}} = 310$ kHz erhält man zwei schwächere Resonanzen bei $\nu_{\text{ax}} = 155$ kHz und $4 \cdot \nu_{\text{ax}} = 620$ kHz.

$2 \cdot \nu_{\text{ax}} = 310$ kHz erhält man eine schwächere Subresonanz bei $\nu_{\text{ax}} = 155$ kHz und eine harmonische bei $4 \cdot \nu_{\text{ax}} = 620$ kHz.

Lebensdauer

Die Lebensdauer der Atome in der Dipolfalle hängt sehr stark von der verwendeten Potentialtiefe U_{dip} (vgl. Gleichung 3.15) ab. Für eine Falle, mit der es uns gerade noch möglich ist, ein BEC zu fangen ($\nu_{\text{trans}} = 1,5$ kHz, $\nu_{\text{ax}} = 30$ kHz) beträgt die Lebensdauer ~ 500 ms. Erhöhen wir die Fallenfrequenzen um eine Größenordnung, so reduziert

sich die Lebensdauer um etwa eine Größenordnung. Aller Voraussicht nach wird sie durch technische Fluktuationen [133] des Fallenpotentials limitiert, denen wiederum Intensitätsrauschen des Dipollasers zugrunde liegen.

Verluste in der Dipolfalle

Unabhängig von den durch die Fluktuationen des Dipolfallenpotentials verursachten Atomzahlverlusten weist die Intraresonatordipolfallen zusätzliche Verlustkanäle auf, die vom externen Magnetfeld abhängen. Werden die Atome in einer reinen Dipolfalle gefangen, so ergeben sich die in Abbildung 5.16 a) gezeigten Resonanzen in der Resonatortransmission in Abhängigkeit des angelegten Magnetfeldes.

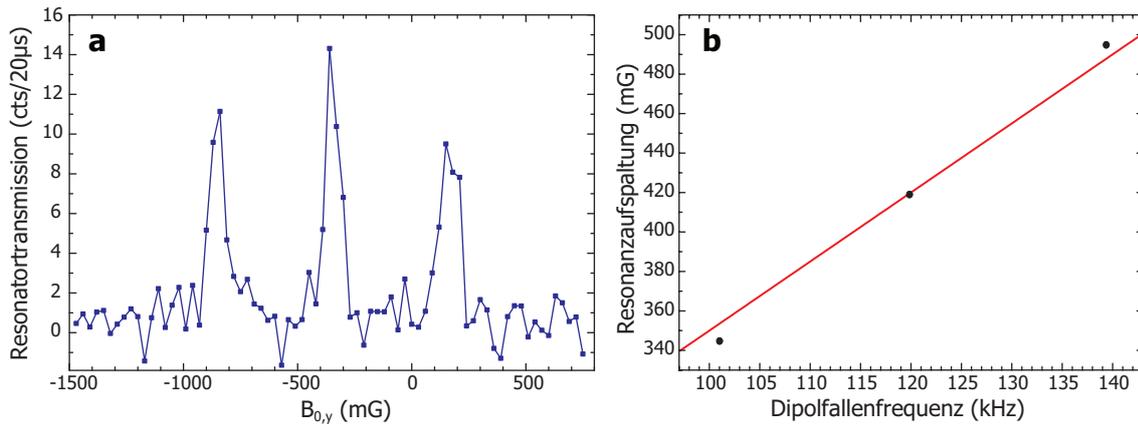


Abbildung 5.16: Verluste in der Dipolfalle in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld. a) Resonatortransmission in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes in y-Richtung. b) Aufspaltung der Resonanzen aus a) in Abhängigkeit zur Dipolfallenfrequenz.

Der Resonator und das Detektionslicht sind für dieses Experiment rotverstimmt ($\Delta_L = \Delta_C = -118$ GHz), wobei die Transmissionsmessung lediglich der Bestimmung der relativen Atomzahl im Resonator dient. Um einen Einfluss des Detektionslichts auf die Messung ausschließen zu können, wird erst am Ende der 30 ms Haltezeit in der Resonatordipolfalle die Transmission und somit die Atomzahl im Resonator mit dem Detektionslaser geprüft. Wiederholt man das Experiment für verschiedene Dipolfallenfrequenzen, so ergibt sich die in Abbildung 5.16 b) gezeigte Abhängigkeit der Resonanzaufspaltung im Transmissionssignal. Diese Messungen erlauben eine sehr präzise Kalibrierung und Kompensation der externen Magnetfelder am Ort der Resonatormode.

Bragg-Streuung an der Resonatorstehwelle

Lässt man die Resonatorstehwellenfalle angeschaltet, während man eine TOF-Messung eines BECs aus der Magnetfalle durchführt (u. a. Abbildung 5.5), so erhält man das in Abbildung 5.17 gezeigte Beugungsmuster des Kondensats. Der gemessene Abstand zwischen den Beugungsordnungen $\delta x = 27,5 \mu\text{m}$ stimmt dabei gut überein mit dem erwarteten Abstand $\delta x = \frac{2p_\varphi}{M_{\text{RB}}} t_{\text{TOF}}$ mit $p_\varphi = \hbar k = \frac{h}{\lambda_D}$.

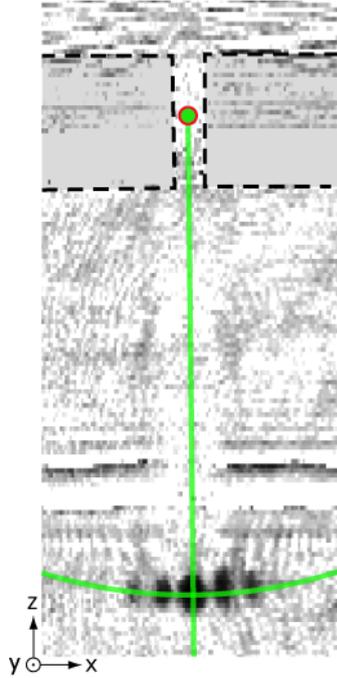


Abbildung 5.17: Bragg-Streuung an der Dipolstehwelle im Resonator. Die Glasfasern des Resonators sind durch die gestrichelten Linien hervorgehoben.

5.4 Experimente mit einem BEC in einem optischen Resonator

In den folgenden Abschnitten werden nun unterschiedliche Experimente beschrieben, bei denen ein BEC oder ein atomares Ensemble stark an das Feld einer Resonatormode gekoppelt wird. Um die Vorteile dieses Resonator-QED Systems in Bezug auf die Positionierungskontrolle eines Ensembles zu demonstrieren, wird in einem ersten Experiment die Positionsabhängigkeit von $g_N(x)$ untersucht. Danach wird die Atomzahlabhängigkeit von g_N beobachtet und die Eigenenergien der *dressed-states* werden ermittelt. Zum Schluss wird die Heizung eines BECs durch das Resonatorfeld während der Detektion untersucht.

5.4.1 Positionierung in der Stehwelle

Um die Positionsabhängigkeit der kollektiven Kopplung g_N aus Gleichung (1.17) innerhalb der Resonatorstehwelle zu studieren, platzieren wir ein BEC mit $N \sim 1000$ Atomen mithilfe der Resonator-Dimplefalle an einen Ort x_a auf der Resonatorachse. Die Hauptachse der Magnetfalle ist in y-Richtung orientiert und besitzt bei einem Fallenboden von $B_y \sim 1$ G die Fallenfrequenzen von $\nu_{x,z} = 2,7$ kHz und $\nu_y = 230$ Hz. Anschließend wird die Dipolfalle bis zu Fallenfrequenzen von $\nu_x = 50$ kHz und $\nu_{y,z} = 2,7$ kHz hochgefahren. Die umgeladenen Atome sind dank der steilen Falle stark eingeschlossen, jedoch ist das Ensemble, verursacht durch technisches Heizen in der Dipolfalle, nicht mehr Bose-kondensiert. Da die Dipolstehwelle (λ_D) und das Detektionslicht (λ_L) im Resonator unterschiedliche Wellenlängen besitzen, ist ihr räumlicher Überlapp mit einer Periode $\lambda_D \lambda_L / 2(\lambda_D - \lambda_L) = 6,4 \mu\text{m}$ moduliert (Abbildung 5.19 a). Wir messen $g_N(x_a)$, indem wir die Frequenz des Detektionslasers in einem Bereich von $\Delta_L = \omega_L - \omega_A = 2\pi \times (+1 \dots - 13)$ GHz innerhalb von 50 ms durchstimmen. Der

Resonator ist während des Experiments auf Resonanz mit der atomaren Übergangsfrequenz $F = 2 \rightarrow F' = 3$ stabilisiert ($\Delta_C = \omega_C - \omega_A = 0$). Ein Transmissionspeak tritt bei einer Laserverstimmung $|\Delta_L| = g_N$ auf, genau dann, wenn der untere der *dressed states* angeregt wird (Abbildung 5.18). In Abbildung 5.19 b) ist das Ergebnis für eine Positionierung x_a des BECs entlang der gesamten Resonatorachse aufgetragen. Eine starke Modulation in der Kopplung im Bereich von $3,4 \text{ GHz} \leq g_N(x_a)/2\pi \leq 6,6 \text{ GHz}$ ist dabei zu beobachten. Die Schrittweite für aufeinanderfolgende Experimente liegt bei $\delta x_a = 200 \text{ nm}$. Das beobachtete Verhalten von $g_N(x_a)$ kann durch eine Rechnung reproduziert werden, bei der eine gaussförmigen Wolke im Zentrum eines Stehwellenbauches für die Kopplung angenommen wird. In Abbildung 5.19 b) ist der resultierende Fit rot eingezeichnet. Hierbei ist der Wolkendurchmesser $2\sigma_x$ der einzige freie Fitparameter, das Ergebnis ist $2\sigma_x = 130 \text{ nm}$. Die Größen der beiden anderen Achsen ergeben sich aus dem bekannten Verhältnis der Fallenfrequenzen zueinander und der Annahme thermischen Gleichgewichts ($T = 4,4 \mu\text{K}$) zu $2\sigma_y = 2,7 \mu\text{m}$ und $2\sigma_z = 1,8 \mu\text{m}$. Der Fit gibt einen ersten Anhaltspunkt über die Wolkengröße σ_x , beweist aber nicht das Umladen der Wolke in einen einzigen Stehwellenbauch. Man würde z. B. einen vergleichbares Ergebnis erhalten, wenn man mehrere Atomwolken mit $2\sigma_x = 130 \text{ nm}$ in aufeinanderfolgende Stehwellenbäuchen umlädt.

Um das Umladen in einen einzelnen Stehwellenbauch eindeutig zu demonstrieren, messen wir die Resonatortransmission als Funktion des Ortes x_a im dispersiven Regime: $\Delta_L = \Delta_C = 2\pi \times -100 \text{ GHz}$. Die Transmission ist in diesem Fall durch eine atom-induzierte Resonanzverschiebung, $\delta\omega_C = g_N^2/\Delta_L$, des Resonators bestimmt. Nur für den Fall, dass alle Atome in ein- und denselben Dipolstehwellenbauch umgeladen sind, ändert sich die Transmission in Abhängigkeit zur Umladeposition x_a in diskreten Stufen. Für dieses Experiment benutzen wir eine kleinere Schrittweite für die Positionierung ($\delta x_a = 40 \text{ nm}$), ein BEC mit reduzierter Atomzahl $N = 600$ und eine steilere Magnetfalle mit Fallenfrequenzen $\nu_{x,z} = 4 \text{ kHz}$ und $\nu_y = 230 \text{ Hz}$. Für den radialen BEC-Wolkendurchmesser in dieser Falle erhält man $2\sigma_{x,z} = 2 \times 1,37\sigma_{\text{ho}} = 330 \text{ nm}$, wobei σ_{ho} der Grundzustandsradius des harmonischen Oszillators ist. Dieses BEC wird schließlich in eine reine Dipolstehwellenfalle⁵ mit den Fallenfrequenzen $\nu_x = 100 \text{ kHz}$ und $\nu_{y,z} = 4,8 \text{ kHz}$ umgeladen. Das Kondensat wird auch hier zerstört, jedoch erhält man einen starken Einschluss entlang der x-Richtung. Die Transmission des gekoppelten Atome-Resonator-Systems in Abhängigkeit der Position x_a auf der Resonatorachse ist in Abbildung 5.20 dargestellt.

Jeder Datenpunkt entspricht einer Mittelung über zwei Experimentzyklen. Wohlgetrennte Plateaus mit diskreten Werten g_N und einer Schrittweite von $\lambda_D/2 = 415 \text{ nm}$ in x-Richtung sind zu beobachten. Diese Plateaus stimmen sehr gut mit der berechneten Transmission (horizontale Linien) überein, die man für ein Ensemble erhält, das in einem einzelnen Stehwellenbauch lokalisiert ist und einen Durchmesser von $2\sigma_x = 100 \text{ nm}$ besitzt. Dieses Experiment zeigt demnach den deterministischen Transfer einer Atomwolke in einen einzelnen wohlbestimmten Bauch der Dipolstehwelle.

5.4.2 Kollektives Vakuum-Rabi-Splitting

Eine wichtige Eigenschaft der kollektiven Atom-Resonator-Kopplung ist ihre Skalierung mit der Atomzahl. Frühere Resonator-QED Experimente [5, 134] haben bereits

⁵Um eine reine Dipolfalle zu erhalten, wird nach dem Hochrampen der Dipolfalle das Magnetfallenpotential innerhalb von $\sim 10 \text{ ms}$ heruntergefahren.

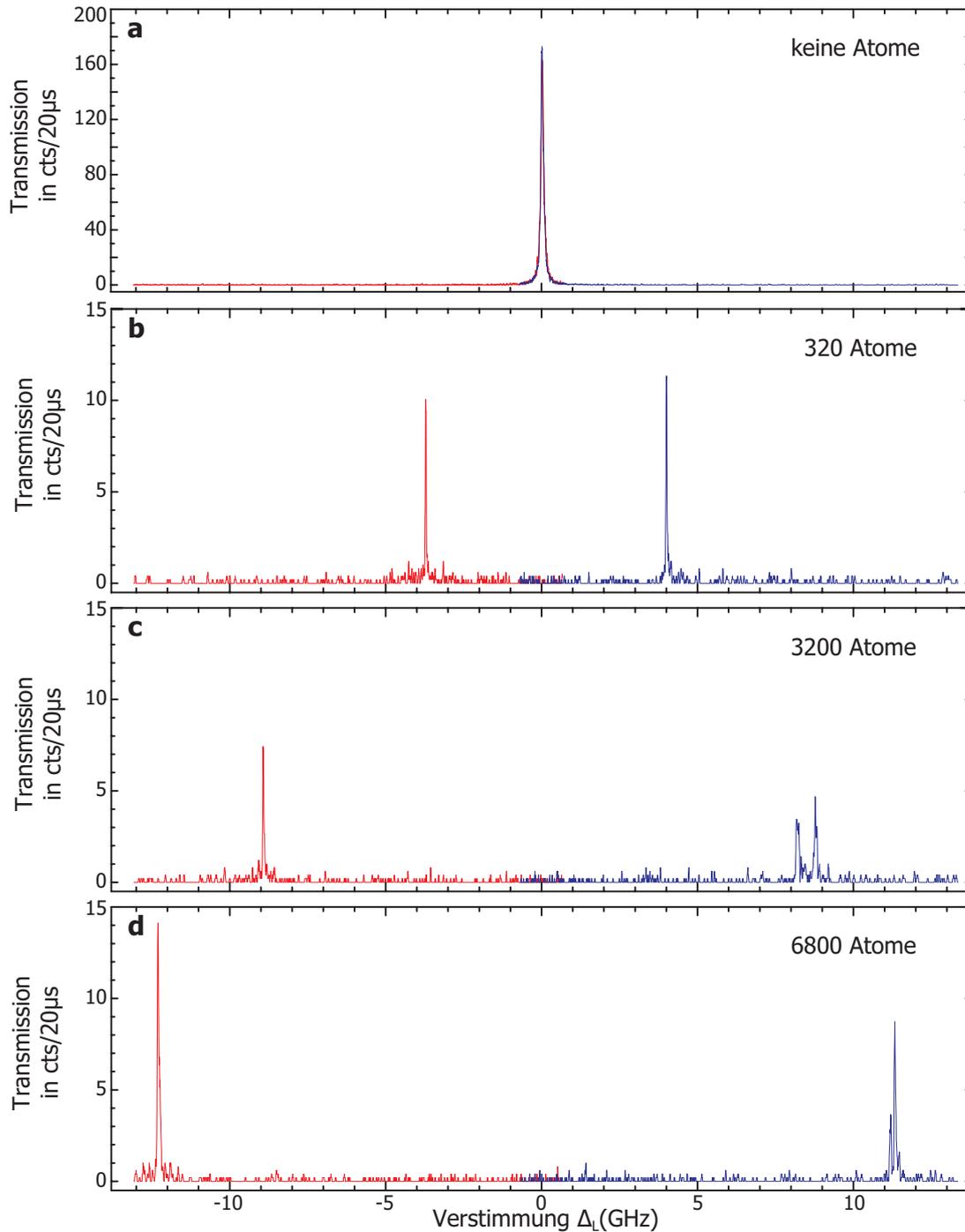


Abbildung 5.18: Rabi-Splitting: Resonatortransmission in Abhängigkeit der Laserverstimmung und der Intraresonator-Atomzahl. Der Detektionslaser wird innerhalb von 50 ms einmal von $\Delta_L = -1 \text{ GHz} \cdots + 13 \text{ GHz}$ (blaue Kurve) und einmal von $\Delta_L = +1 \text{ GHz} \cdots - 13 \text{ GHz}$ (rote Kurve) durchgestimmt, dabei ist der Resonator resonant mit dem $F = 2 \rightarrow F' = 3$ Übergang ($\Delta_C = \omega_C - \omega_A = 0$). a) Resonatortransmission ohne Atome, die Intraresonatorphotonenzahl auf Resonanz ist $\langle n_{res} \rangle \approx 1,7 \times 10^{-1}$. b)-d) Eine Erhöhung der Atomzahl im Resonator bedingt die Vergrößerung der Normalmodenaufspaltung. Detektionsleistung auf den Resonator wie in a), die maximale Intraresonatorphotonenzahl beträgt $\langle n_{at} \rangle \approx 1,4 \times 10^{-2}$. Für ~ 3200 Atome und einem Rabi-Splitting von $\sim +8,5 \text{ GHz}$ tritt ein Anticrossing im Spektrum auf. Die Daten sind in Zeitintervallen mit einer Länge von $20 \mu\text{s}$ aufgenommen und über 1 ms nach der *sliding average*-Methode gemittelt.

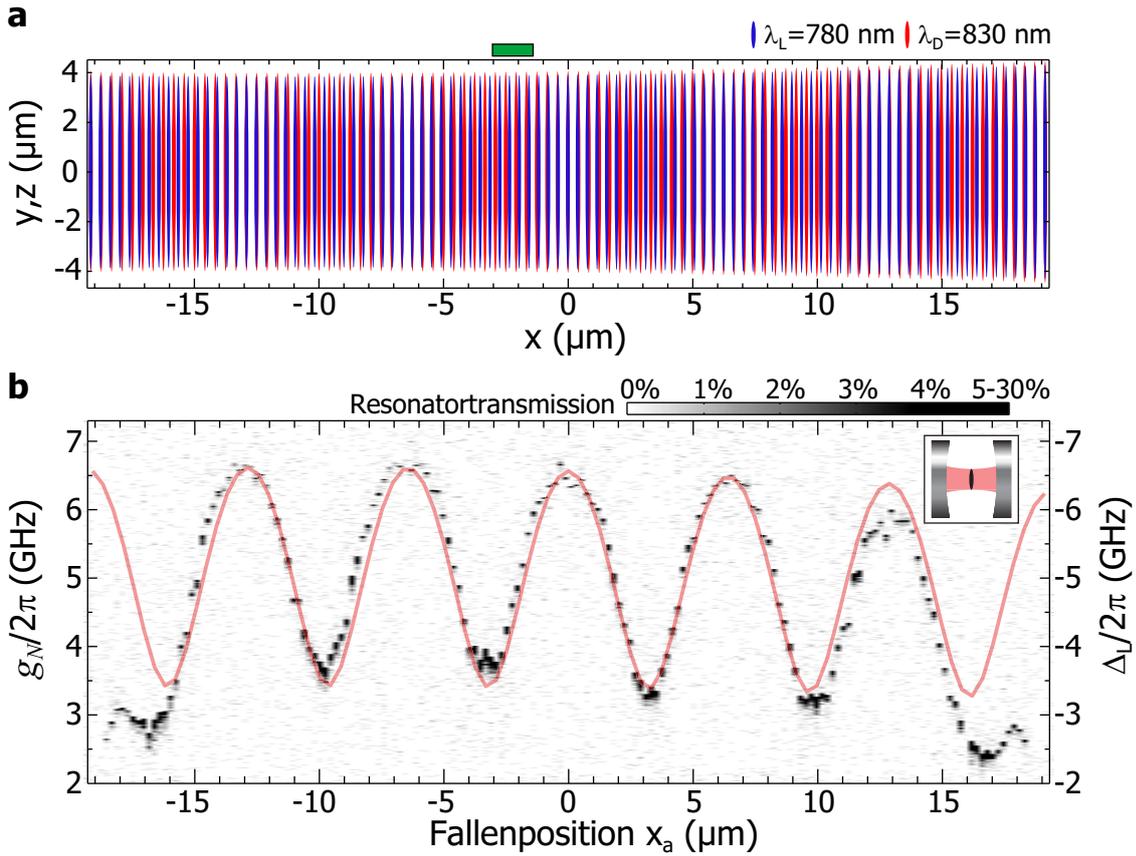


Abbildung 5.19: Kontrolle der Kopplung entlang der Resonatorachse. Das BEC wird mithilfe der Mikrofalle an eine Position x_a auf der Resonatorachse gebracht, um anschließend in die Stehwellendipolfalle umgeladen zu werden. a) Das Feld des Detektionslasers ($\lambda_L = 780,2$ nm) und das des Dipolfallenlasers ($\lambda_D = 830,6$ nm) haben einen variablen Überlapp mit einer Periode von $6,4 \mu\text{m}$. Der grüne Balken markiert die Position für die Messung in Abbildung 5.20. b) Die umgeladenen Atome zeigen ein starke Modulation in der Kopplung $3,4 \text{ GHz} \leq g_N(x_a)/2\pi \leq 6,6 \text{ GHz}$, abhängig vom lokalen Überlapp zwischen der Stehwellendipolfalle und dem Detektionsfeld. Die schnelle Abnahme von g_N an den Rändern der Mode ist durch den Verlust der Atome durch Kollisionen mit den Spiegeln verursacht. Der Piktogrammeinschub zeigt die Orientierung der Magnetfalle relativ zur Resonatormode. Die Detektionsintensität entspricht einer mittleren Intraresonator-Photonenzahl von $\langle n_{res} \rangle \approx 5,5 \times 10^{-2}$ für einen leeren, ungestimmten Resonator. Hier und im nächsten Versuch wurde bei der Wahl der Detektionsintensität darauf geachtet, dass es zu keiner Verschiebung des Resonanzpeaks durch das Detektionslicht kommt. Das Maximum der Transmission für einen Resonator mit Atomen entspricht einer Intraresonatorphotonenzahl von $\langle n_{at} \rangle \approx 1,1 \times 10^{-2}$.

eine Atomzahlabhängigkeit der Kopplung in Atomstrahl-Apparaturen gemessen, bei denen jedoch Fluktuationen der Atomzahl und der Atomposition intrinsisch vorhanden sind. In unserem Experiment hingegen minimiert ein BEC, oder eine stark eingeschlossene lasergekühlte Atomwolke, zum einen die Positionsfluktuation, zum anderen bleibt die Atomzahl N während der Messung konstant⁶. Die Atomzahl wird durch die RF-Stopfrequenz ν_{stop} der RF-Kühlung (s. Abschnitt 5.2.1) zwischen $N = 7000 \dots 0$

⁶Konstante Atomzahl kann angenommen werden, solange die Wechselwirkungszeit kurz bleibt und keine Atomverluste induziert werden.

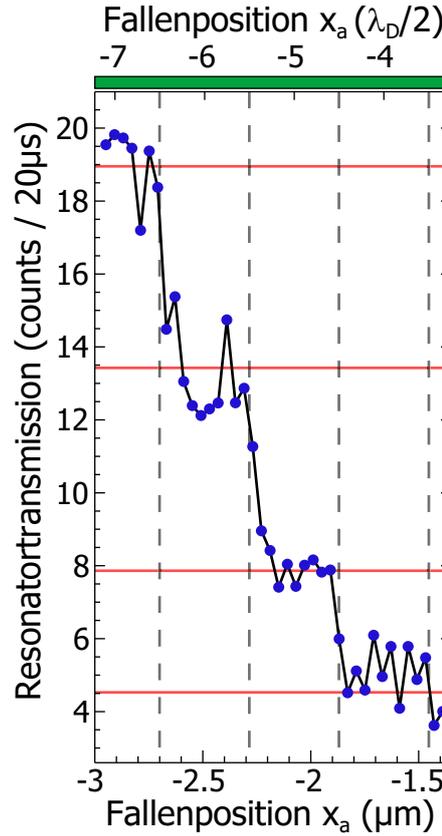


Abbildung 5.20: Die Resonatortransmission für $\Delta_L = \Delta_C = 2\pi \times -100$ GHz und eine Positionierungsschrittweite von $\delta x_a = 40$ nm entlang der Resonatorachse ergeben wohldefinierte Stufen, die dem Umladen der Atome in aufeinanderfolgenden, einzelnen Stehwellenbäuchen zugeschrieben werden kann. Vertikale Linien entsprechen Intensitätsminima der Dipolstehwelle. Horizontale Linien sind die erwarteten Resonatortransmissionswerte mit Atomen in aufeinanderfolgenden, einzelnen Gitterplätzen. Die Detektionsintensität ist $\langle n_{res} \rangle \approx 3,3 \times 10^{-2}$.

Atome eingestellt. Der BEC-Phasenübergang erfolgt dabei bei einer Atomzahl von $N \approx 3000$. Der Resonator ist bei diesem Experiment auf atomare Resonanz stabilisiert ($\Delta_C = 0$), während die Frequenz des Detektionslasers innerhalb von 50 ms um $\Delta_L = 2\pi \times (0 \dots \pm 13$ GHz) durchgestimmt wird. Eine unabhängige Atomzahlbestimmung nach der Atom-Resonator-Wechselwirkung wird durch die Absorptionsabbildung gewährleistet (s. Abschnitt 2.3.3). Die kollektive Vakuum-Rabi-Splitting-Messung kann entweder wie in Abbildung 5.19 b) in einer kombinierten Magnet- und Dipolfalle, wie in Abbildung 5.19 c) in einer reinen Dipolfalle, oder in einer reinen Magnetfalle durchgeführt werden. In den ersten beiden Fällen wird das BEC durch die Dipolfalle zerstört, man erhält jedoch die größtmögliche Atom-Feld-Kopplung für eine thermische Wolke. Bei der Messung in einer reinen Magnetfalle hingegen bleibt das Kondensat erhalten.

Die Datenpunkte der Messung in Abbildung 5.21 sind zum einen mit thermischen Atomen in einer kombinierten Magnet- und Dipolfalle genommen worden (Grauskaladaten) und zum anderen mit BECs (blaue Kringle) in einer Magnetfalle. Die Messung zeigt die Resonatortransmission in Abhängigkeit der Atomzahl. Das Vakuum-Rabi-Splitting erreicht dabei einen Maximalwert von $2g_N = 2\pi \times 24$ GHz für $N \sim 7000$ Atome; dies entspricht einer kollektiven Kooperativität von $C_0 = 4,4 \times 10^5$. Für $N < 1000$ zeigen die *dressed-state*-Frequenzen E_{\pm}/\hbar die erwartete $\pm\sqrt{N}\bar{g}_1$ Abhän-

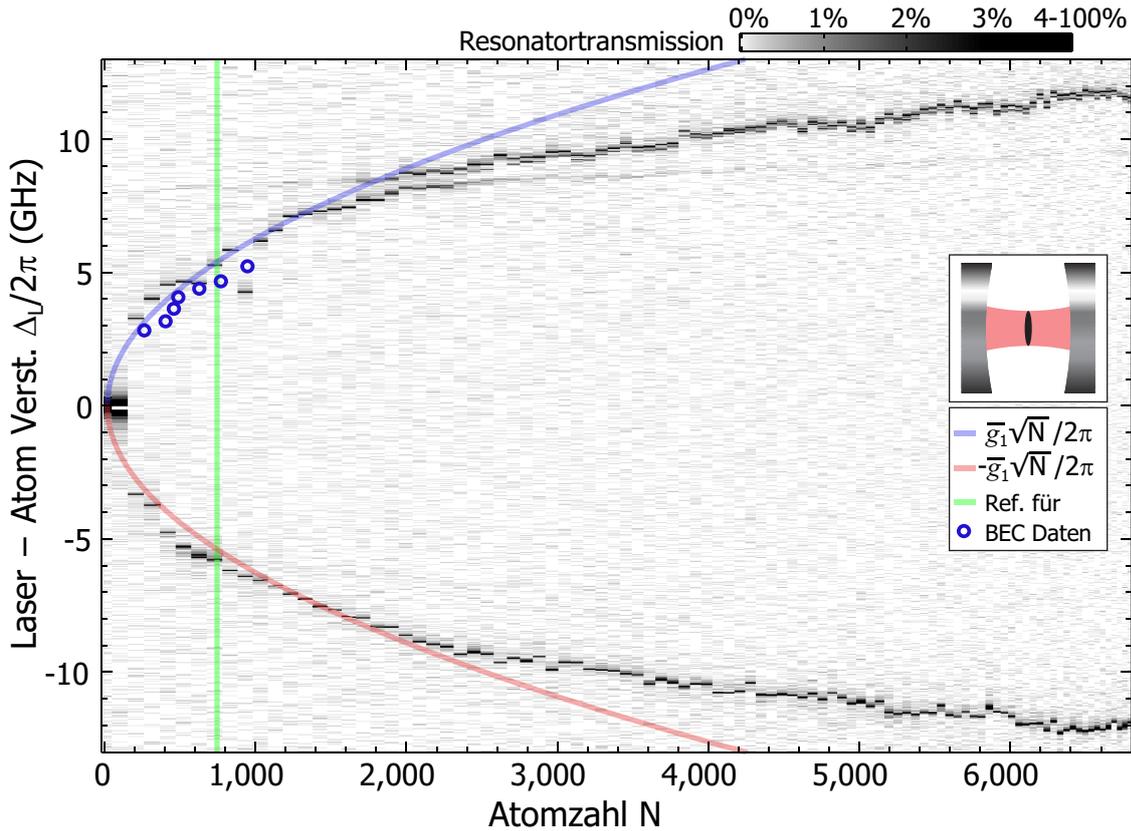


Abbildung 5.21: *Dressed-state*-Energien. Die Atomzahl N wird variiert für $\Delta_C = 0$. Das in Grauskala dargestellte Spektrum entspricht Daten mit nichtkondensierten Atomen, die blauen Kringel sind Datenpunkte mit BECs. Die blaue und rote Kurve sind die erwarteten Resonanzen für $\Delta_L \pm \sqrt{N}\bar{g}_1$, wobei \bar{g}_1 an die nichtkondensierten Datenpunkte mit $N < 1000$ gefittet ist. Das Piktogramm deutet die Orientierung der Magnetfalle für dieses Experiment an. Die grüne vertikale Linie markiert einen Experimentzyklus mit den Parametern $N = 750$, $\Delta_C = 0$, dies entspricht der horizontalen Linie in Abbildung 5.22. Die Detektionsintensität für den Resonator ohne Atome auf Resonanz ist hier $\langle n_{res} \rangle \approx 1,7 \times 10^{-1}$. Das Maximum der Transmission mit Atomen entspricht einer Intraresonatorphotonenzahl von $\langle n_{at} \rangle \approx 2,9 \times 10^{-2}$.

gigkeit mit $\bar{g}_1 \approx 2\pi \times 200$ MHz. Das langsamere Ansteigen der Kopplung mit wachsender Atomzahl N im Spektrum der thermischen Atome ist durch das Anwachsen der Atomwolke und dem dadurch reduzierten Überlapp mit der Resonatormode verursacht. Das Anticrossing für $N \sim 2000$ kann durch die Anwesenheit von wenigen Atomen im $F = 1$ Grundzustand erklärt werden: Atome im $F = 2$ Grundzustand zeigen Übergänge zum oberen und unteren *dressed state* mit den Frequenzen $\omega_{\pm} = \omega_A + g_N$, wohingegen Atome in $F = 1$ einen Übergang bei einer Frequenz $\omega_1 = \omega_A + \Delta_{\text{HFS}}$ besitzen, wobei $\Delta_{\text{HFS}} = 2\pi \times 6,8$ GHz die Hyperfeinaufspaltung des Grundzustands von ^{87}Rb ist. Demnach kommt es zu einem Anticrossing, wenn die Übergangsfrequenzen übereinstimmen, d. h. $g_N = \Delta_{\text{HFS}}$. Jedoch kann mit diesem einfachen Modell nicht erklärt werden, warum sich das Anticrossing bei leicht größeren Verstimmungen $\Delta_L \approx 2\pi \times 8,5$ GHz befindet.

Die Kopplung der BECs mit dem Resonatorfeld (blaue Kringel) wurde in einer Magnetfalle mit den Fallenfrequenzen $\nu_{x,z} = 2,7$ kHz und $\nu_y = 230$ Hz durchgeführt, wobei die Atomzahl N von $250 \cdots 950$ variiert wurde. Um das Kondensat durch die Messung nicht zu zerstören, benutzen wir einen stark abgeschwächten Detektionsstrahl mit

$\langle n_{res} \rangle \approx 6,3 \times 10^{-4}$. Zudem ist jeder der sieben Datenpunkte über vier identische Experimente gemittelt, um ein deutliches Transmissionssignal zu erlangen. Die kollektive Kopplung g_N ist dabei um einen Faktor 0,86 niedriger (gemittelt über die sieben Datenpunkte) als für thermische Atome in einer kombinierten Detektionsfalle. Vergleicht man die Dichteverteilung dieser BECs im 1D/3D-Übergangsregime mit der Dichteverteilung für die thermischen Atome in der kombinierten Falle bei einer Temperatur von $4,4 \mu\text{K}$, so erhält man eine Reduktion der Kopplung g_N um einen Faktor 0,83. Damit lässt sich also die Verschiebung der BEC-Daten gegenüber den thermischen erklären.

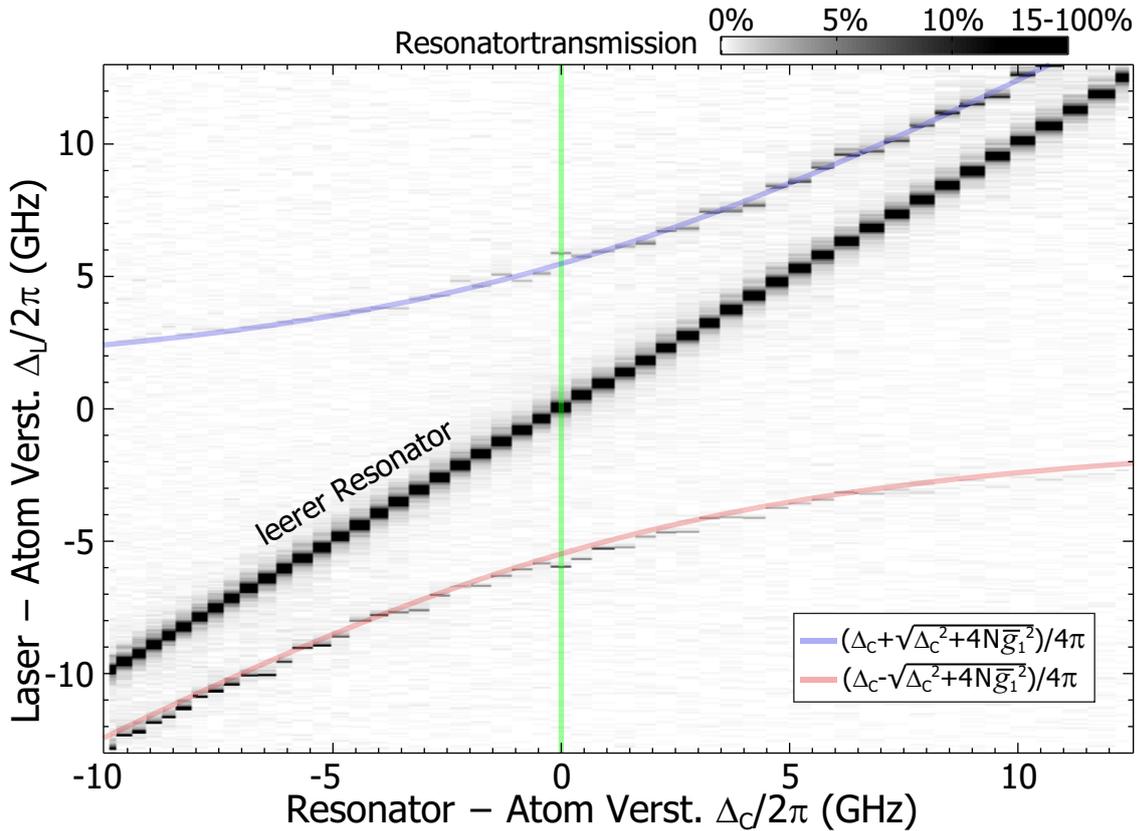


Abbildung 5.22: *Dressed states*-Spektrum. Δ_C wird bei konstanter Atomzahl ($N \sim 750$) variiert. Die Messung ohne Atome ($N = 0$) ist als Referenz den Daten mit Atomen überlagert. Die Detektionsintensität für den Resonator ohne Atome auf Resonanz ist hier $\langle n_{res} \rangle \approx 1,5 \times 10^{-1}$. Das Maximum der Transmission mit Atomen entspricht einer Intraresonatorphotonenzahl von $\langle n_{at} \rangle \approx 5,5 \times 10^{-2}$.

Die Messung des kompletten *dressed-state* Spektrums

$$E_{\pm} = \hbar\omega_A + \frac{\hbar}{2} \left(\Delta_C \pm \sqrt{\Delta_C^2 + 4g_N^2} \right) \quad (5.1)$$

ist in Abbildung 5.22 gezeigt. Dabei sind die Fallenparameter wie in Abbildung 5.21 gewählt, jedoch wird diesmal, bei konstanter Atomzahl $N \sim 750$, die Resonatorverstimmung Δ_C variiert. Auch hier stimmen die beobachteten Resonanzen mit den erwarteten Eigenfrequenzen E_{\pm}/\hbar für $\bar{g}_1 \approx 2\pi \times 200 \text{ MHz}$ sehr gut überein. Für große Resonatorverstimmungen $|\Delta_C| \gg g_N$ gleichen sich die *dressed-states* des gekoppelten Systems den Zuständen des ungekoppelten Atom-Resonator-Systems an. Für diese Zustände gilt: $|g_{N-1}, e_1, n = 0\rangle$, eine Anregung wird von allen Atomen geteilt und kein Photon

befindet sich im Resonator, $|g_N, e_0, n = 1\rangle$, keine atomare Anregung mit einem Photon im Resonator.

5.4.3 Aufheizen eines BECs

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des Resonatorfelds auf ein BEC untersucht. Hierzu messen wir die durch das Resonatorfeld verursachte Aufheizung des BECs. Um ein technisch verursachtes Heizen der Atome in einer Dipolfalle zu vermeiden, benutzen wir für dieses Experiment eine reine Magnetfalle, deren longitudinale Fallenachse entlang der Resonatorachse in x-Richtung orientiert ist (Piktogramm in Abbildung 5.24) und die Fallenfrequenzen von $\nu_x = 230$ Hz, $\nu_{y,z} = 2,0$ Hz besitzt. BECs mit $N \approx 800$ Atomen, eine Intraresonatorphotonenzahl von $n_{\text{res}} \approx 3,9 \times 10^{-3}$ und die Verstimmungen $\Delta_L = \Delta_C = 0$ für den Detektionslaser und den Resonator werden benutzt. Ist die Kopplung des BECs an das Resonatorfeld maximal, d. h. das Kondensat befindet sich im Zentrum der Resonatormode, so können keine Heizung oder Verluste während einer 10 ms langen Wechselwirkungszeit beobachtet werden. Mithilfe der Magnetfalle kann jedoch die BEC-Resonator-Kopplung g_N eingestellt werden, indem das BEC an unterschiedliche Positionen z_a der Resonatormode gebracht wird.

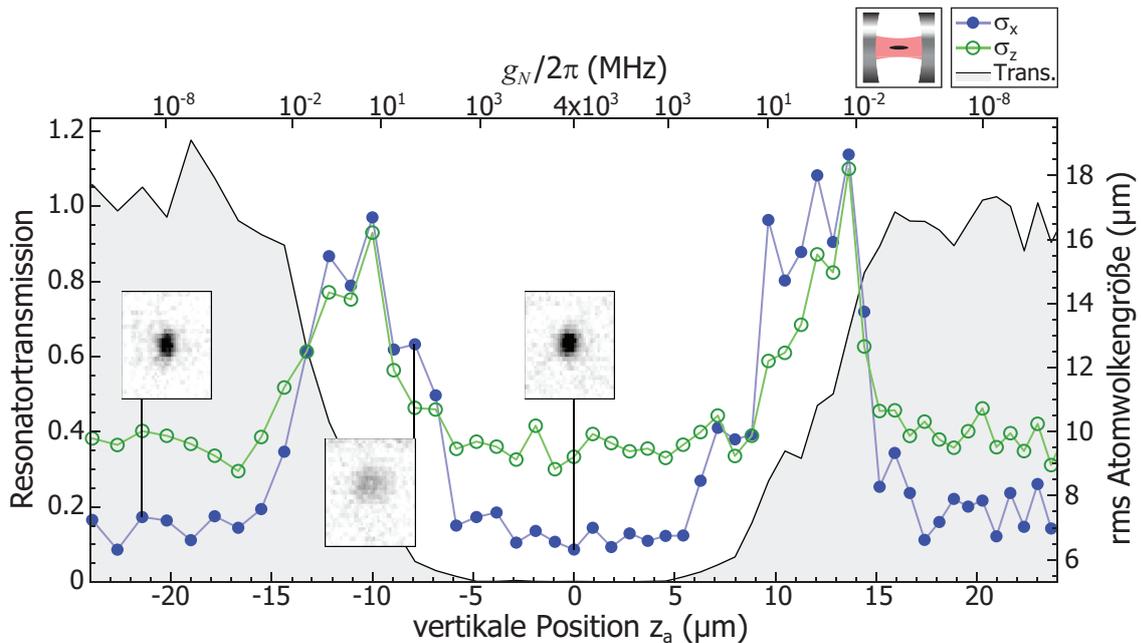


Abbildung 5.23: Heizung des BECs in Abhängigkeit der Kopplung an die Resonatormode für $\Delta_C = \Delta_L = 0$. Das Piktogramm zeigt die Orientierung der Magnetfalle zur Resonatorachse. Die Kopplung g_N des BECs wird durch Variation der transversalen Position z_a zur Resonatormode eingestellt. Das BEC verursacht einen Einbruch der Resonatortransmission (graue Fläche), wenn die Kopplung an die Mode genügend groß ist. Die rms-Größen der Atomwolke in x-Richtung (Linie mit Punkten) und in z-Richtung (Linie mit Ringel) nach einem TOF von 2,8 ms zeigen genau dann zwei Heizungsmaxima, wenn das BEC so zur Resonatormode positioniert ist, dass die BEC-Resonatorkopplung $g_N \approx 2\pi \times 10$ MHz einnimmt. Für große Kopplung ($g_N > 2\pi \times 1$ GHz) ist keine Heizung detektierbar. Die Einschübe zeigen für die Messung benutzte TOF-Bilder nach 2,8 ms TOF.

Aus Abbildung 5.23 geht hervor, dass die Resonatortransmission (graue Fläche) schnell auf null fällt, sobald die Kopplung steigt; das stark gekoppelte BEC-Resonator-System ist nicht mehr resonant für $\Delta_L = \Delta_C = 0$, das Detektionslicht wird vielmehr am Eingangsspiegel des Resonators reflektiert. Um die BEC-Heizrate zu bestimmen, werden die Wolkenbreiten σ_x und σ_z aus den Absorptionen Bildern ermittelt (Einschiebe in Abbildung 5.23). Damit für die Auswertung gleiche TOF-Bedingungen gewährleistet werden, werden die Atome nach der Wechselwirkung innerhalb von 22 ms zum Zentrum der Resonatormode gebracht, unabhängig von der ursprünglichen Wechselwirkungsposition z_a . In dieser Zeit hat das Ensemble zudem genügend Zeit zu thermalisieren. Die Wolkenbreiten σ_x und σ_z zeigen jeweils zwei Maxima für Kopplungswerte, bei denen g_N zum einen groß genug ist, um die Atome anzuregen, zum anderen klein genug, damit das Intraresonatorfeld nicht bis auf null fällt. Für diese Positionen wird das BEC durch die Wechselwirkung mit dem Resonatorfeld zerstört, wohingegen für die Bereiche $|z_a| > 18 \mu\text{m}$ und $|z_a| < 5 \mu\text{m}$, für die $g_N < 2\pi \times 10^{-3} \text{ MHz}$ und $g_N > 2\pi \times 10^3 \text{ MHz}$ gilt, das BEC unverändert bleibt. Die angegebene Kopplung g_N wird aus der gemessenen Atomzahl N und der Fallenposition z_a bestimmt, wobei über die Resonatorstehwelle gemittelt wird. Mit einem einfachen Diffusionsmodell können wir die beobachtete Heizrate beschreiben. Das beobachtete Maximum der Heizrate mit ~ 400 Zyklen/s pro Atom ist nach diesem Modell zwar um einen Faktor zwei zu klein, dies kann aber der Unsicherheit unserer Atomzahlkalibrierung zugeschrieben werden. Für die maximale BEC-Resonator-Kopplung bei $z_a = 0$ erhalten wir eine Heizrate von 3×10^{-2} Zyklen/s pro Atom; demnach streut das ganze BEC 0,24 Photonen während der gesamten Wechselwirkungszeit.

Heizraten-Modell

Die beobachtete Heizrate soll in diesem Abschnitt durch ein einfaches Diffusionsmodell bestimmt werden. In [135] leiten Fischer et al. die Diffusion für eine ungefangene Atomwolke in einem Resonator in schwacher Sättigung her. Für den resonanten Fall ($\Delta_L = \Delta_C = 0$) erhält man den Diffusionskoeffizienten des i -ten Atoms aus der Diffusionsgleichung $\frac{d}{dt} (\langle \mathbf{p}_i^2 \rangle - \langle \mathbf{p}_i \rangle^2) \equiv 2D_p^i$ zu:

$$D_p^i = \frac{n(\hbar k)^2 g_1(\mathbf{r}_i)^2}{\gamma} + \frac{n\hbar^2 (\nabla g_1(\mathbf{r}_i))^2}{\gamma}, \quad (5.2)$$

wobei n die Intraresonatorphotonenzahl bei Anwesenheit eines Atoms im Resonator und $g_1(\mathbf{r}_i) = g_0 \cos(kx_i) \exp(-r_{\perp i}^2/w^2)$ die Kopplungsstärke für das i -te Atom sind. Der erste Term in (5.2) kann zu $(\hbar k)^2 \Gamma_{\text{sp}}^i / 2$ umgeschrieben werden, wobei Γ_{sp}^i die spontanen Emissionsrate für das i -te Atom bedeutet. Dieser Teil des Diffusionsprozesses ist vergleichbar mit einem *random walk* der Schrittweite $\hbar k$ und einer Rate Γ_{sp}^i und entspricht der spontanen Emission von Photonen in beliebige Richtungen (isotrop). Der zweite Term beschreibt die Absorption eines Photons aus einer zufälligen Raumrichtung. Vernachlässigt man den Radialanteil in ∇g_1 , so haben die beiden Terme den gleichen Mittelwert, sobald die Wolkengröße groß gegenüber $\lambda/2$ ist. Dieser Fall trifft auf unser Experiment zu, da hier der Kondensatradius entlang der Resonatorachse $2R_x = 6,6 \mu\text{m}$ beträgt (Abbildung 5.23). Die gemittelte Diffusion kann als Funktion der kollektiven Kooperativität C_N geschrieben werden:

$$D_p = \frac{2n_{\text{res}}(\hbar k)^2 \kappa}{N} \frac{2C_N}{(1 + 2C_N^2)}; \quad (5.3)$$

hierbei ist n_{res} die Intraresonatorphotonenzahl des leeren Resonators (bei gleicher Detektionsleistung wie bei n). Man erhält somit ein Maximum der Diffusion bei einer kollektiven Kooperativität $C_N = 0.5$. Wegen der geringen radialen Ausdehnung des Kondensats ($2\sigma_{y,z} = 490 \text{ nm} \ll w = 3,9 \mu\text{m}$), kann die Variation der Kopplung über die Atomwolke in transversaler Richtung vernachlässigt werden, mit $g_1(x, r_{\perp i}) \equiv g_1(x, r_{\perp})$ erhält man somit für die kollektive Kooperativität: $C_N = \frac{1}{2}NC_0 \exp(-2r_{\perp}^2/w^2)$, wobei $C_0 = g_0^2/2\kappa\gamma$ die maximale Ein-Atom-Kooperativität ist. Mit den Werten N, C_0 und w aus dem Experiment erwartet man Diffusionsmaxima genau dann, wenn das BEC in einem Abstand $z_a = 10 \mu\text{m}$ vom Zentrum der Resonatorachse mit dem Resonatorfeld wechselwirkt, wie durch die Messungen bestätigt wird.

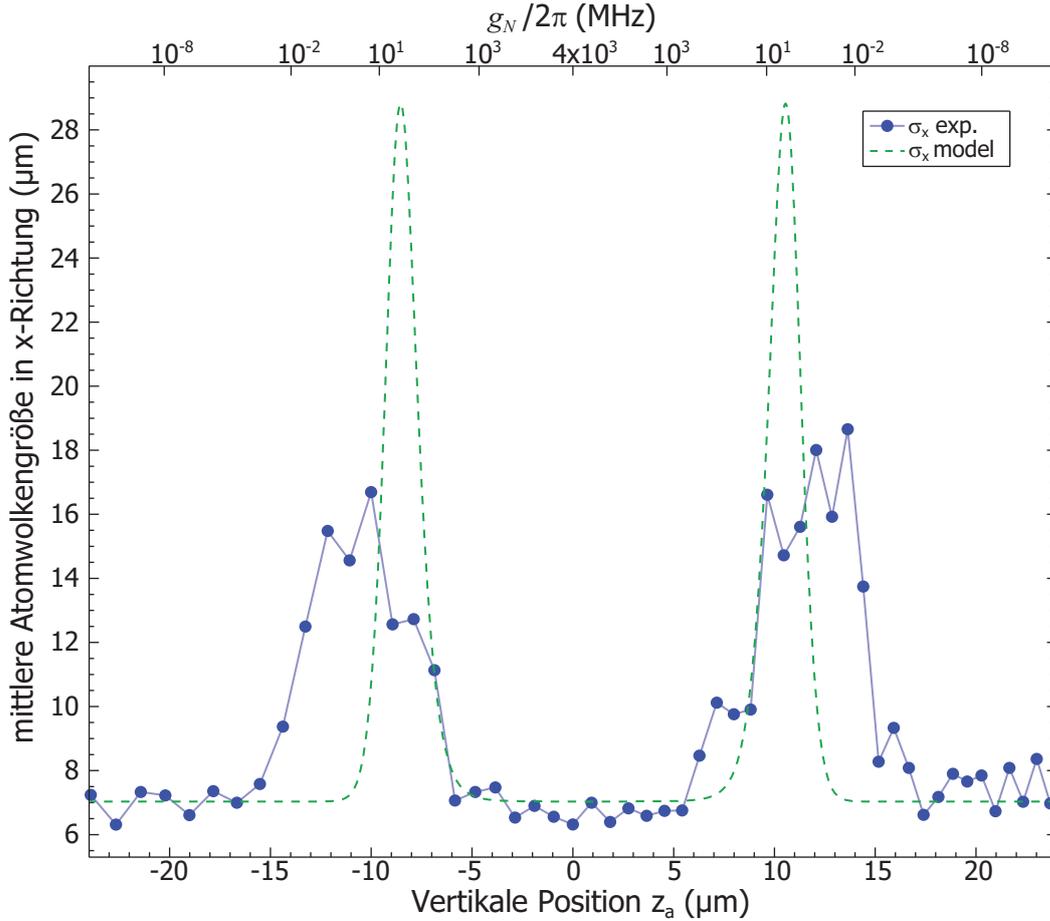


Abbildung 5.24: Vergleich zwischen dem Ergebnis aus dem Heizraten-Modell (gestrichelte Linie) und den experimentellen Daten aus Figur 5.23.

Mit der Annahme, dass die auf das Ensemble übertragene Energie sich auf alle sechs Freiheitsgrade der Falle gleich verteilt, können wir die mittlere-Wolkengröße $\sigma_{x,y,z}$ nach einem TOF berechnen. Somit erhalten wir für die Größe in x-Richtung

$$\sigma_x^2 \approx \sigma_{x,ref}^2 + \frac{1}{3} \frac{D_p t_{int} t_{TOF}^2}{M_{Rb}^2}, \quad (5.4)$$

und vergleichbare Größen in y und z -Richtung. M_{Rb} ist die Masse für ^{87}Rb und $\sigma_{x,ref}$ die Referenzwolkengröße für ein Experimentzyklus ohne Wechselwirkung. In Abbildung 5.24 ist die gerechnete Wolkenbreite σ_x gezeigt und wird mit den experimentellen Daten aus Abbildung 5.23 verglichen, hierbei wurde für die Referenzwolkengröße $\sigma_{x,ref} = 7 \mu\text{m}$ angenommen.

Der numerisch gewonnene Wert für die maximale Wolkenbreite $\sigma_{theo}^{max} = 28 \mu\text{m}$ überschätzt die im Experiment gemessene Breite $\sigma_{exp}^{max} = 18 \mu\text{m}$. Dies kann auf eine ungenaue Bestimmung der Atomzahl N durch die Absorptionsabbildung zurückgeführt werden; ein Fehler um einen Faktor 2 in der Atomzahlbestimmung entspricht einer Abweichung um einen Faktor $\sqrt{2}$ in der finalen Wolkengröße. Eine weitere Erklärung für die Abweichung zwischen Theorie und Experiment ist, dass die Zahl der gefangenen Atome während der Wechselwirkung durch optisches Pumpen abnimmt, und sich somit die Kopplung C_N ändert. Dieser Effekt würde auch erklären, warum die Diffusionspeaks breiter sind als erwartet.

5.5 Atomdetektion durch Seitenanregung

Ein wichtiger Baustein für die Erzeugung einzelner Photonen auf „Knopfdruck“ mit Atomen in einem Resonator [136, 137] ist die Anregung der Atome mit einem transversalen Anregungsstrahl und die durch den *Purcell-Effekt* [1] erhöhte spontante Photonemission in die Resonatormode. In einem ersten Experiment wird die getriggerte Photonenerzeugung durch gefangene Atome im Resonator demonstriert. Hierzu wird ein BEC mithilfe der Oberflächenevaporation (s. Abschnitt 5.2.2) erzeugt und an einer Position x_a auf der Resonatorachse in die Resonatorstehwellendipolfalle umgeladen. Der Resonator ist resonant mit dem $F = 2 \rightarrow F' = 3$ -Übergang ($\Delta_C = 0$). Schließlich wird über die y-Seitenanregung (Abbildung 2.16) ein resonanter Anregungsstrahl ($\Delta_L = 0$) senkrecht zur Resonatormode in den Resonator eingekoppelt. Das resultierende Transmissionssignal auf der APD ist in Abbildung 5.25 zu sehen. Hier wird der Anregungsstrahl zum Zeitpunkt $t = 3 \text{ ms}$ angeschaltet, das Maximum der Zählrate von $40 \text{ cts}/20 \mu\text{s}$ auf der APD liegt dabei deutlich über dem durch den Seitenanregungsstrahl verursachten Streulichtuntergrund von $7,5 \text{ cts}/20 \mu\text{s}$.

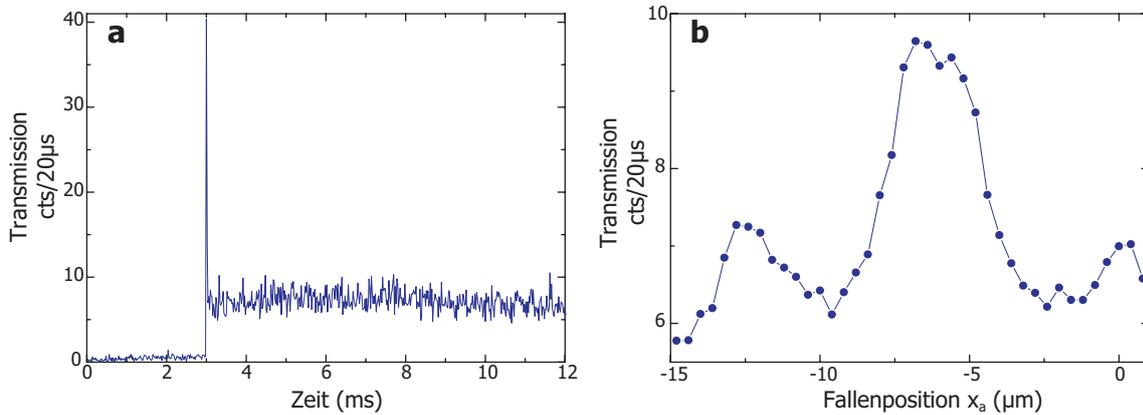


Abbildung 5.25: Atomdetektion durch transversale Anregung. a) Zum Zeitpunkt $t = 3 \text{ ms}$ wird ein resonanter Anregungsstrahl senkrecht zur Resonatormode auf eine in der Resonatorstehwellendipolfalle gefangene Atomwolke gerichtet. Das transmittierte Resonatorsignal wird beobachtet. b) Abhängigkeit der transmittierten Photonen zur Umladeposition in die Dipolfalle auf der Resonatorachse (gemittelt über 10 bins).

Auch für dieses Experiment ist es von großer Bedeutung, an welcher Position auf der Resonatorachse die Atome in die Dipolfalle umgeladen werden, d. h. wie gut die Atome an die Resonatormode gekoppelt sind [138]. Wiederholt man obiges Experiment und variiert dabei die Umladeposition x_a , so erhält man eine Modulation in der Anzahl

der gestreuten Photonen, die dem räumlichen Überlapp der Dipolstehwelle (λ_D) und dem Detektionslicht (λ_L) entspricht (s. Abschnitt 5.4.1).

Kapitel 6

Detektion einzelner Atome

Das einfachste Experiment, um eine starke Atom-Resonator-Kopplung zu demonstrieren, ist die Detektion einzelner Atome beim Passieren eines Resonators [139]. Hierzu werden die Atome entweder oberhalb des Resonators aus einer MOT bzw. Magnetfalle fallengelassen [6, 140], oder in einer sog. Fontänenanordnung durch eine bewegte Melasse von unterhalb des Resonators in die Resonatormode gebracht [141]. Alle diese Experimente haben gemein, dass sowohl die Ankunftszeit eines Atoms, als auch der Ort der Kopplung an die Resonatormode aleatorisch ist. In einem ersten Experiment wollen wir daher mithilfe des 2D-Wellenleiters die Atome durch den Resonator führen und so die Kopplung der Atome an das Resonatorfeld messen. In einem weiteren Experiment wird die Präparation und Detektion kleiner Atomzahlen in einer 3D-Ioffefalle vorgestellt.

6.1 Einzel-Atomdetektion im 2D-Wellenleiter

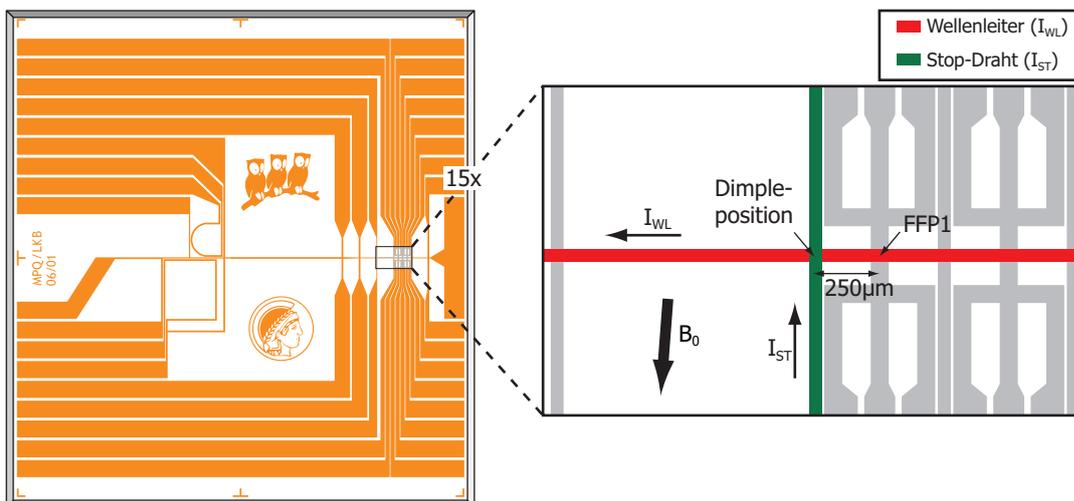


Abbildung 6.1: Dimplefalle für die Erzeugung eines BECs 250 μm vor der FFP1-Resonatormode. Für Experimente mit geführten Atomen wird von der Dimplefalle in einen 2D-Wellenleiter umgeladen.

Die Atompräparation für dieses Experiment entspricht der aus Abschnitt 5.1.1, mit dem einzigen Unterschied, dass die Dimplefalle für die BEC-Produktion nicht wie ursprünglich am Ort des Resonators mit dem Resonatordimpledraht (I_D) gebildet wird,

sondern stattdessen mit dem Stop-Draht (I_{ST}), $250\ \mu\text{m}$ vor der Resonatormode (Abbildung 6.1). An dieser Position kann ein BEC ausschließlich mit der RF-Kühlmethode erzeugt werden (s. Abschnitt 5.2.1).

Um das BEC in den Wellenleiter mit $I_{WL} = 3\ \text{A}$ und $B_{0,x} = 40\ \text{G}$ zu entlassen, wird der Strom im Stopdraht ($I_{ST} = 0,3\ \text{A}$) in $6\ \text{ms}$ ausgeschaltet. Eine Vorzugsrichtung der Expansion des BECs im Wellenleiter wird durch einen kleinen Strom im Dimpledraht ($I_D = \pm 5\ \text{mA}$) erzeugt. Je nach Vorzeichen des Drahtstroms und des externen Magnetfelds, entsteht entweder eine Potentialmulde, oder ein Potentialberg am Ort des Resonators. Somit steht uns eine Einstellmöglichkeit für den Atomfluss durch den Resonator zur Verfügung.

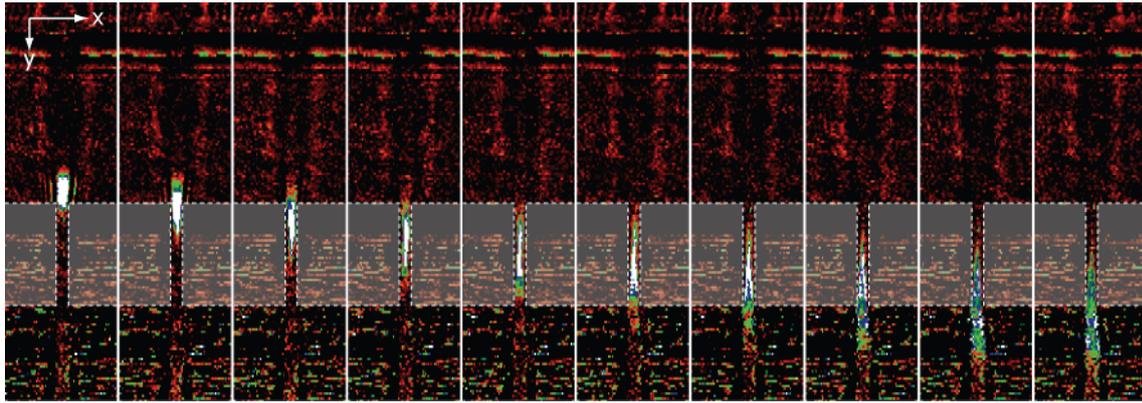


Abbildung 6.2: BEC im 2D-Wellenleiter. Ein Kondensat wird in der Dimplefalle $250\ \mu\text{m}$ vor der Resonatormode erzeugt und mithilfe des 2D-Wellenleiters durch den Resonator geführt. Bilder von links nach rechts sind mit jeweils $2,5\ \text{ms}$ längerer Expansionszeit im Wellenleiter aufgenommen worden. Der FFP-Resonator wird durch die gestrichelten Linien angedeutet.

Die Absorptionsspektren in Abbildung 6.2 zeigen ein BEC nach seiner Erzeugung am Ort des Stop-Drahtes auf dem Weg zur Kopplung mit der Resonatormode. Die Bilder sind von links nach rechts mit jeweils $2,5\ \text{ms}$ längerer Expansionszeit im Wellenleiter und mit $0,6\ \text{ms}$ TOF aufgenommen worden¹. Die Detektion der Atome mit dem Resonator in Abbildung 6.3 erfolgt mit einem nahresonanten Detektionsstrahl, d. h. $\Delta_C = \Delta_L = -10\ \text{MHz}$ bei einer Intraresonatorphotonenzahl $\langle n_{res} \rangle \approx 3,6 \times 10^{-2}$ für einen leeren Resonator. Der Aufenthalt eines Atoms in der Resonatormode erzeugt einen Einbruch in der Transmission mit einer durchschnittlichen Länge von $\sim 40\ \mu\text{s}$.

Trägt man die gesamte APD-Zählrate aus Abbildung 6.3 in einem Histogramm auf, so erhält man die in Abbildung 6.4 a) gezeigte Verteilung. Das Hauptmaximum bei $32\ \text{cts/bin}$ entspricht dabei dem Maximum einer Poisson-Verteilung eines leeren Resonators. Der Appendix hin zu kleineren Zählraten mit einem Maximum bei $3\ \text{cts/bin}$ wird durch die Kopplung einzelner Atome an das Resonatorfeld und die daraus resultierenden Transmissionseinbrüche verursacht. Da für dieses Histogramm sämtliche APD-counts mitberücksichtigt wurden, ist eine komplette Trennung der beiden Maxima nicht zu erwarten. Mithilfe einer Minimum-Such-Routine kann die Verteilung der Transmissionsminima gesondert betrachtet werden. In Abbildung 6.4 b) ist die Stati-

¹Da die Absorptionsabbildung in y-Richtung unter einem Winkel von 30° zur Substratoberfläche stattfindet (s. Abschnitt 2.3.3), kann die Expansion eines BECs im Wellenleiter in y-Richtung beobachtet werden. Anhand der scheinbaren Divergenz der Atomwolke wird die Fokusebene und die Tiefenschärfe der Abbildung sichtbar.

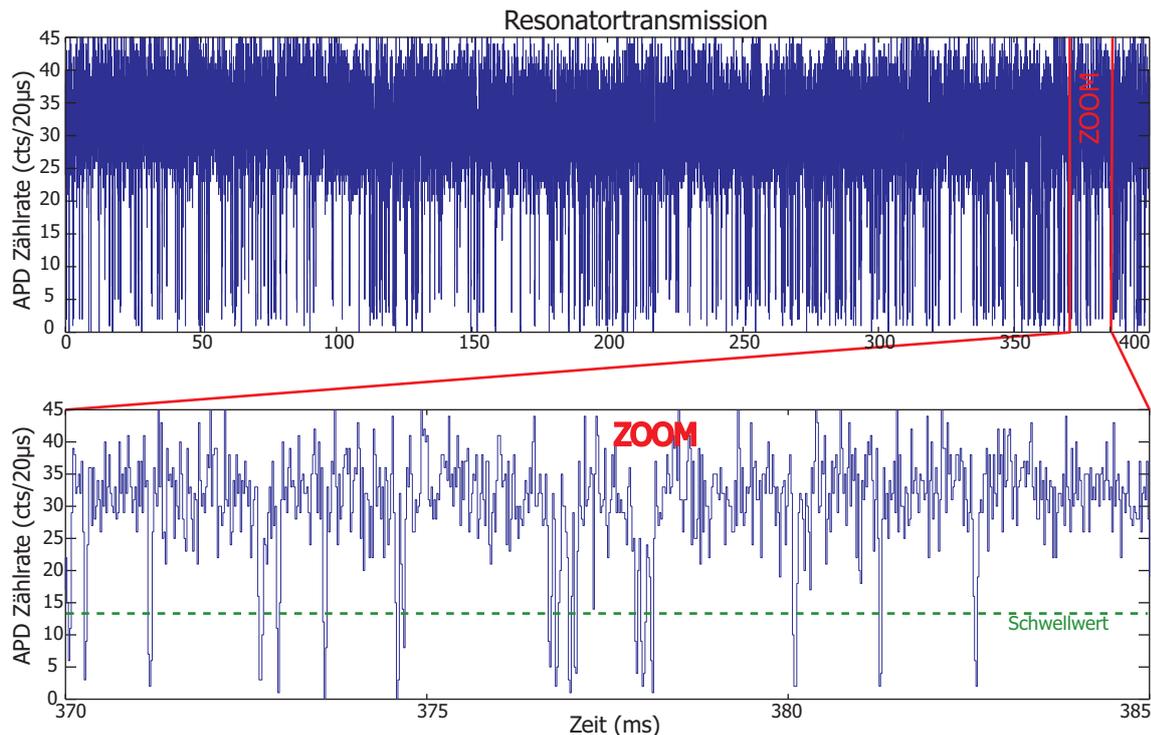


Abbildung 6.3: BEC-Detektion im 2D-Wellenleiter. Die Atome werden mithilfe des 2D-Wellenleiters durch die Resonatormode geführt. Der Resonator und der Detektionslaser sind rotverstimmt $\Delta_C = \Delta_L = -10$ MHz, die Intraresonatorphotonenzahl beträgt $\langle n_{res} \rangle \approx 3,6 \times 10^{-2}$. Die Anwesenheit eines Atoms in der Resonatormode erzeugt einen Einbruch in der Transmission.

stik über die Minimumwerte jedes Transmissionseinbruchs unterhalb eines Schwellwertes aufgetragen. Daraus geht hervor, dass die Minima deutlich von der Zählrate des leeren Resonators getrennt sind und einer Poisson-Verteilung gehorchen.

6.1.1 $g^{(2)}$ -Messung

Die Messung der Atomtransits in Resonatortransmission kann nach Hanbury Brown und Twiss [142] auf deren zeitliche Korrelation hin untersucht werden. Hierbei gilt die Korrelationsbeziehung für die Zahl $n(t)$ der Transits:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle n(t) n(t + \tau) \rangle}{\langle n(t) \rangle^2}. \quad (6.1)$$

Die $g^{(2)}(\tau)$ -Funktion beschreibt dabei die bedingte Wahrscheinlichkeit der Detektion zweier Teilchen nacheinander in einem Zeitabstand τ und bewertet somit die Kohärenz zweiter Ordnung des Systems [143]. Für thermische Bosonen erhält man zum Zeitpunkt $\tau = 0$ für $g^{(2)}(0) = 2$, man spricht daher auch von thermischem Klumpen², wobei der Wert für $g^{(2)}$ innerhalb der Korrelationszeit auf 1 fällt. Für eine kohärente Quelle gilt dagegen für alle Zeitintervalle $g^{(2)}(\tau) = 1$; dabei werden die Intensitätsfluktuationen durch das Schrotrauschen³ limitiert, so dass eine Poissonstatistik in der Atomzahlverteilung zu erwarten ist.

²engl. *bunching*

³engl. *shot noise*.

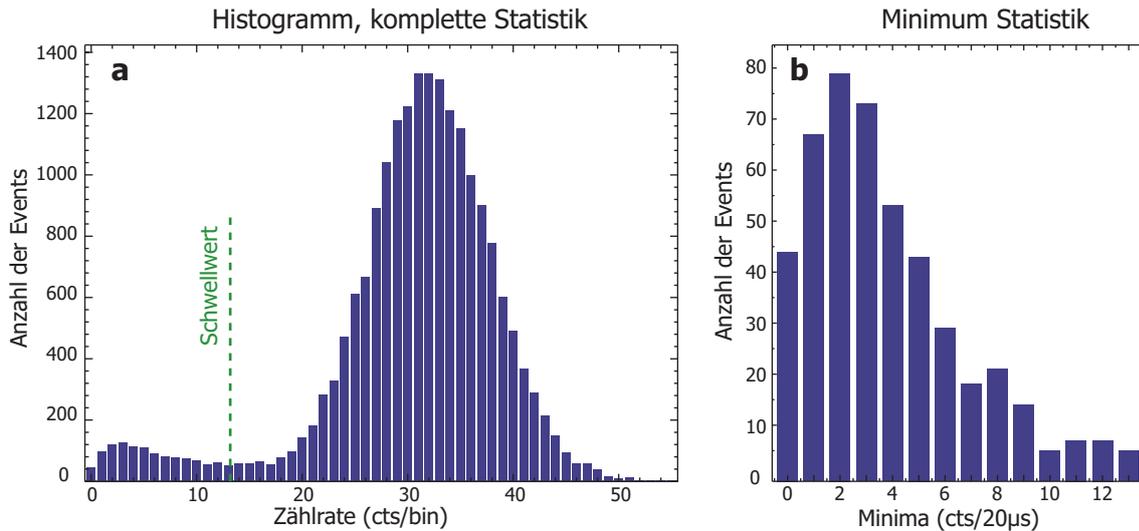


Abbildung 6.4: Photonenstatistik der Messung aus Abbildung 6.3. a) Histogramm der Gesamtzählrate auf der APD. Das Hauptmaximum bei 32 cts/bin entspricht der Zählrate für einen leeren Resonator, das Nebenmaximum bei 3 cts/bin den Transmissionsseinbrüchen, die durch die Anwesenheit einzelner Atome im Resonator verursacht werden. b) Statistik der Transmissionsminima unterhalb eines Schwellwertes.

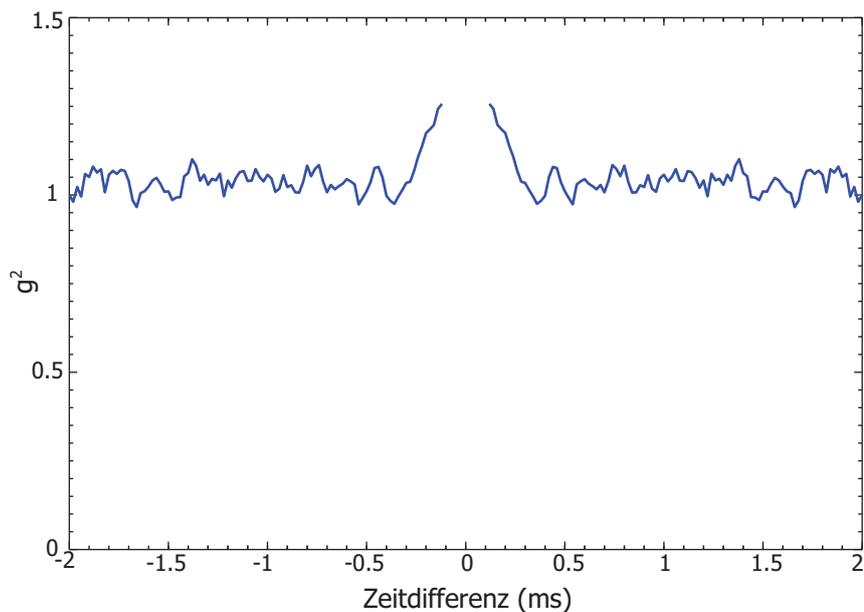


Abbildung 6.5: $g^{(2)}$ -Korrelationsmessung der Ankunftszeit der Atome im Resonator für die Messung aus Abbildung 6.3. Die Lücke um 0 ms ist auf die Detektortotzeit zurückzuführen. Die Wahrscheinlichkeit der Detektion von zwei Atomen nacheinander innerhalb kurzer Zeit ($\geq 400 \mu\text{s}$) ist erhöht.

Mithilfe der Minimum-Such-Routine können die Ankunftszeiten der Atome im Resonator genau bestimmt werden. Dabei werden lediglich Transits unterhalb eines Schwellwertes⁴ für die Messung berücksichtigt. Aus der obigen Transmissionsmessung ergibt

⁴Der Schwellwert ist so gewählt, dass die Wahrscheinlichkeit ein falsches Ereignis zu detektieren 1×10^{-4} beträgt.

sich somit die in Abbildung 6.5 gezeigte Korrelation zweiter Ordnung in der Zeit für ein geführtes BEC durch den Resonator.

6.2 Atomdetektion in der Resonatordimplefalle

Nachdem wir die Detektion einzelner Atome beim Transit durch die Resonatormode gezeigt haben, wird im folgenden Abschnitt die kontrollierte Präparation und Detektion einzelner Atome in einer Dimplefalle gezeigt.

6.2.1 Atome zählen

Um in Resonatortransmission bestimmen zu können, wieviele Atome zugleich an das Feld des Resonators koppeln, muss eine geeignete Verstimmung für Resonator und Detektionslicht gewählt werden. Wie in Abbildung 6.6 schematisch dargestellt, kann mit einer Detektion auf Resonanz $\Delta_C = \Delta_L = 0$ kein Unterschied ausgemacht werden, ob ein oder mehrere Atome mit dem Resonatorfeld wechselwirken, da die Anwesenheit eines einzelnen Atoms den Resonator bereits soweit verstimmt, dass die Transmission im Rahmen der Messgenauigkeit auf null fällt. Daher wählen wir für das folgende Experiment die Verstimmungen $\Delta_C = \Delta_L = +800$ MHz, womit zwischen $N = 0, 1, 2$ Atomen im Resonator unterschieden werden kann.

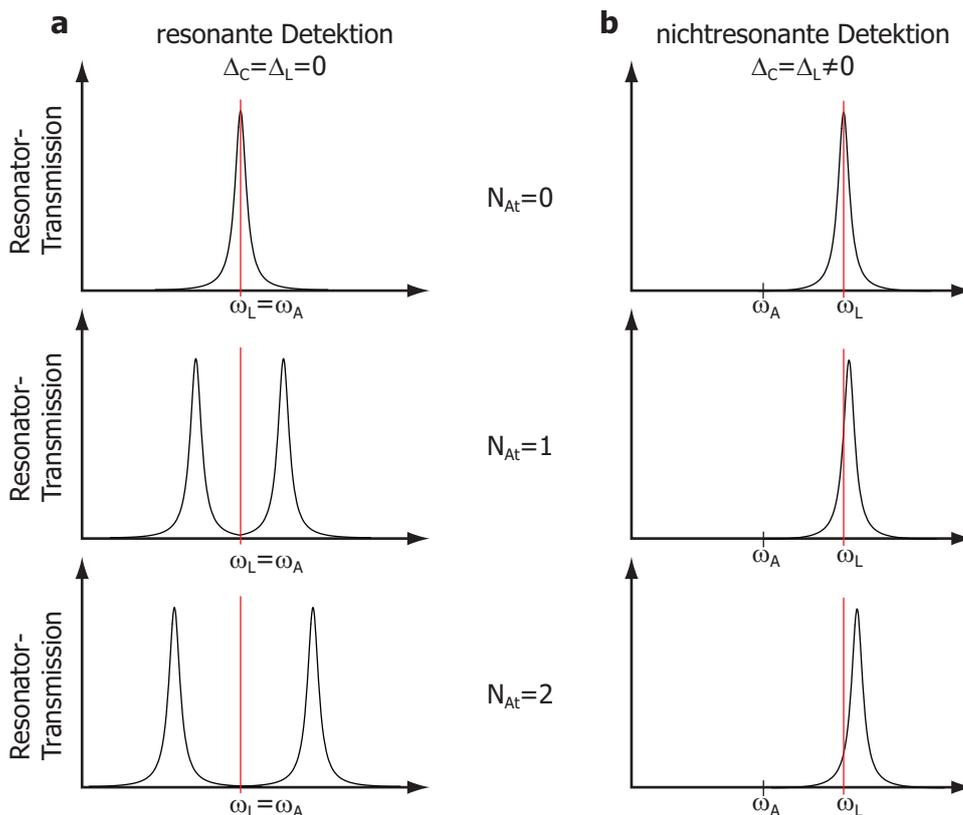


Abbildung 6.6: Detektionsparameter für die Einzelatomdetektion. a) Bei einer Detektion auf Resonanz, d. h. $\Delta_C = \Delta_L = 0$, bringt die Anwesenheit eines Atoms in der Mode die Resonatortransmission bereits auf null. b) Bei geeigneter Wahl der Verstimmung $\Delta_C = \Delta_L \neq 0$, kann über die Änderung der Transmission bestimmt werden, ob null, ein, zwei, oder mehrere Atome an das Feld koppeln.

Die Präparation einzelner Atome erfolgt über die in Abschnitt 5.2.2 vorgestellte Oberflächenkühlung. Dabei wird die Atomwolke soweit an die Faseroberfläche gebracht, dass auch nach Erreichen des BEC-Phasenübergangs weiter in das Kondensat hineingeschnitten wird und am Ende der Kühlrampe $N \lesssim 5$ Atome in der Falle verbleiben. Für die Detektion wird die Falle ins Zentrum des Resonators gebracht und eine Dipolfalle mit $\nu_x = 15,4$ kHz und $\nu_{y,z} = 740$ Hz der Magnetfalle für eine bessere Lokalisierung der Atome in der Resonatormode überlagert.

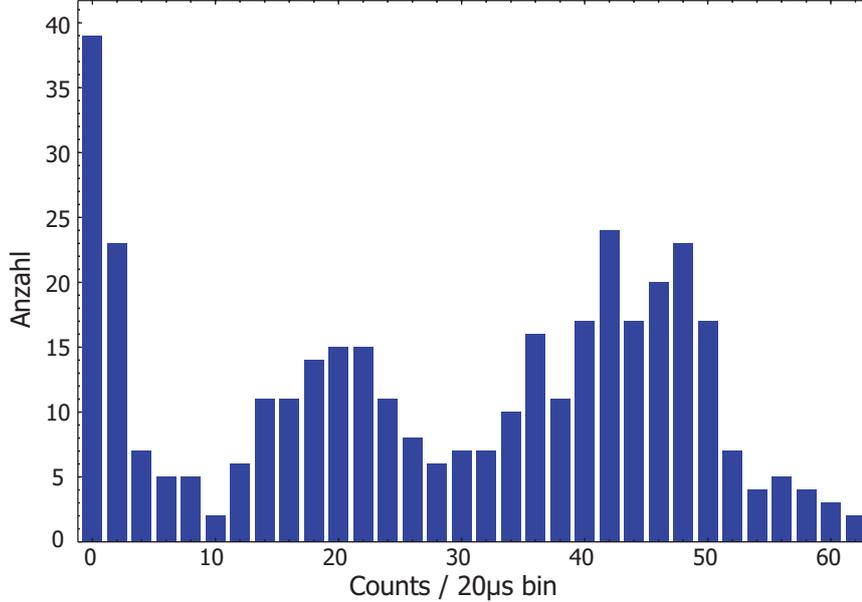


Abbildung 6.7: Histogramm der Resonatortransmission für die Kopplung einzelner Atome an die Resonatormode. Das Maximum der Verteilung bei 42 cts/bin entspricht der Zählrate des leeren Resonators. Das zweite Maximum bei 20 cts/bin entspricht der Zählrate für die Kopplung eines Atoms an das Resonatorfeld. Bei einer Kopplung von $N \geq 2$ Atomen an die Mode fällt die Transmission auf null.

Das gekoppelte Atom-Resonator-System wird schließlich in Transmission geprüft, wobei die Detektionsleistung so eingestellt ist, dass für den leeren Resonator die Intraresonatorphotonenzahl $\langle n_{res} \rangle \approx 4,8 \times 10^{-2}$ beträgt. Trägt man die Werte der Resonatortransmission in den ersten $20 \mu\text{s}$ der Detektion für ~ 400 Wiederholungen in einem Histogramm auf, so erhält man die in Abbildung 6.7 gezeigte Verteilung der Detektorzählrate. Das Maximum bei 42 cts/bin entspricht dabei der Zählrate des leeren Resonators ($N = 0$). Die Kopplung eines Atoms an die Resonatormode verursacht einen Einbruch in der Transmission, der dem zweiten Maximum im Histogramm bei 20 cts/bin entspricht. Wurden anfänglich zwei oder mehrere Atome präpariert, die gleichzeitig an die Resonatormode koppeln, so erhält man die Verteilung, die ihr Maximum bei 0 cts/bin besitzt.

6.2.2 Atomdetektion in der Dipolfalle

Erhöht man das Dipolfallenpotential für obige Atomdetektion, so kann die Verweildauer eines Atoms in der Resonatormode verlängert werden. Für eine Dipolfalle mit Fallenfrequenzen größer als $\nu_x = 15,4$ kHz und $\nu_{y,z} = 740$ Hz beobachtet man Einbrüche in der Resonatortransmission, die bis zu einer Millisekunde betragen können.

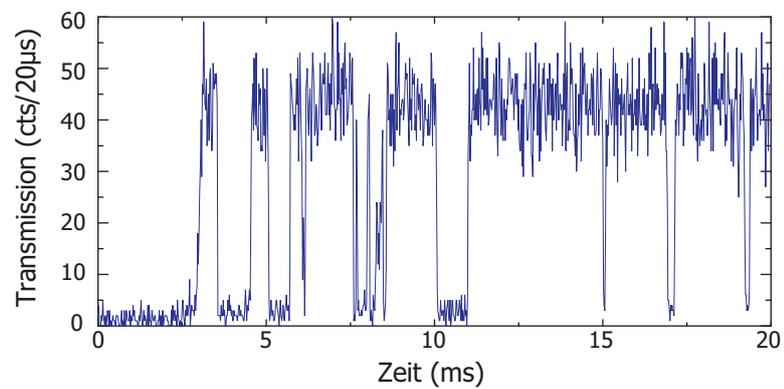


Abbildung 6.8: Atomdetektion in einer starken Dipolfalle. Durch Erhöhen des Dipolfallenpotentials kann die Verweildauer eines Atoms in der Resonatormode bis zu 1 ms betragen.

Kapitel 7

Ausblick

7.1 Experimente in naher Zukunft

Erzeugung einzelner Photonen: Photonenpistole

Die Resonatorparameter des vorliegenden CQED-Systems sind in idealer Weise dazu geeignet, Photonen auf „Knopfdruck“ zu erzeugen [136, 137]. Hierfür muss ein in der Resonatormode positioniertes, einzelnes Atom von der Seite mit einem Pumplaser angeregt werden, der einen Zweig eines Zwei-Photonen-Raman-Übergangs treibt, während das Vakuumfeld des Resonators eine Photonemission auf dem anderen Zweig in die Resonatormode stimuliert. Der Photonenzustand kann dabei durch die im Atom gespeicherte Quanteninformation beschrieben werden [144, 145]. Die kleine Resttransmission der Resonatorspiegel erlaubt, dass das Photon aus dem Resonator tritt, wobei die Mode der Propagation durch die Kopplung des Atoms an das Resonatorfeld festgelegt ist. In einer symmetrischen Resonatoranordnung, d. h. identische Transmissionsparameter für beide Spiegel, kann das Photon den Resonator zu beiden Seiten mit gleicher Wahrscheinlichkeit verlassen. Um die Emission der Photonen in eine Richtung zu favorisieren, müsste eine Seite durch einen Spiegel mit größerer Transmission (Auskoppler) versehen werden. Das emittierte Licht kann schließlich mit Avalanche-Photodetektoren nachgewiesen und mit einem Hanbury Brown und Twiss-Aufbau auf deren Photonenstatistik untersucht werden [136, 137].

Erzeugung und Charakterisierung neuer Quanten-Phasenübergänge

Der auf dem Atomchip integrierte FFP-Resonator bietet die einzigartige Möglichkeit neue Quanten-Phasenübergänge zu erzeugen und zu studieren. Durch die Verwendung von elongierten Potentialen auf dem Mikrofallenchip [31, 146] kann ein 1D Tonks-Girardeau Ensemble erzeugt [147, 148] und auf dessen fermionischen Charakter geprüft werden, indem das Ensemble - wie in Abschnitt 6.1 gezeigt - durch den Resonator geführt und detektiert wird.

Die Intra-Resonator-Dipolfalle kann dazu benutzt werden, einen 1D Mott-Isolator-Zustand zu realisieren; der Phasenübergang sollte dadurch detektierbar sein, indem die atomare Quantenstatistik auf das Licht übertragen wird, welches nach einer Seitenanregung auf das Resonatorfeld übertragen wird [39].

Weiter kann das CQED-System dazu benutzt werden, eine Wechselwirkung zwischen im Resonator gefangenen Atomen zu übertragen [149]. Für diese Situation ist die Kopplung zwischen dem jeweiligen Atom und dem Resonatorfeld entscheidend, nicht aber

von der momentanen Atom-Atom Separation. Das Auftreten eines neuen Quanten-Phasenübergang wird für eine solche Konfiguration vorhergesagt [150, 151].

7.2 Experimente mit zwei FFP-Resonatoren

Die Leiterbahnstruktur des Mikrofallenchips ist so ausgelegt, dass sich in jeweils einem der beiden Faserresonatoren ein einzelnes Atom positionieren lässt. Da sich der oben beschriebene Prozess zur Erzeugung einzelner Photonen umkehren lässt, kann die in einem Photon gespeicherte Quanteninformation wieder auf ein Atom übertragen werden [144, 145]; im vorliegenden Fall entspräche dies einem Atom, welches sich im zweiten FFP-Resonator befindet (Abbildung 7.1). Somit lässt sich mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Doppel-Resonator-QED-Aufbau die für ein Quantennetzwerk erforderliche Schnittstelle zwischen stationären und fliegenden Qubits testen [44, 152].

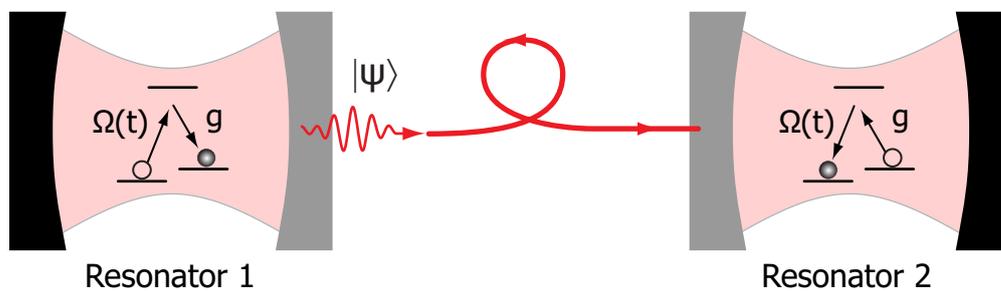


Abbildung 7.1: Illustration des Protokolls von Cirac et al. [153] zur Erzeugung und Übertragung von Verschränkung zwischen einzelnen Atomen in entfernten Resonatoren.

Umgekehrt lassen sich mit diesem Doppel-Resonator-System Experimente realisieren, bei denen die „klassische“ Rollenverteilung zwischen stationärem und fliegendem Qubit gerade vertauscht ist; ein und dasselbe Atom kann auf dem Mikrofallenchip vom ersten zum zweiten Hoch-Finesse-Faserresonator transportiert werden und dabei Quanteninformation von einer Resonatormode auf die Nächste übertragen.

Zwei Bose-Einstein-Kondensate können an den Orten der Faserresonatoren unabhängig voneinander erzeugt und innerhalb der Resonatormoden positioniert werden (Abbildung 7.2). Eine Verschränkung der Kondensate mit dem Feld ihres jeweiligen Resonators kann schließlich dazu ausgenutzt werden - durch Überlagerung der aus dem Resonator transmittierten Photonen auf einem Strahlteiler - die beiden Kondensate miteinander zu verschränken [154–156].

7.3 Weiterentwicklung des CQED-Systems

FFP-Resonator höherer Finesse

Um mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Resonator-QED-System noch weiter in das *strong-coupling*-Regime vordringen zu können, muss entweder der Durchmesser der Resonatormode reduziert oder die Finesse des Resonators erhöht werden (s. Abschnitt 1.2). Da alleine im Rahmen dieser Arbeit die Güte der FFP-Resonatoren um zwei Größenordnungen verbessert werden konnte, liegt es nahe, die Möglichkeiten einer weiteren Erhöhung der Finesse zu betrachten.

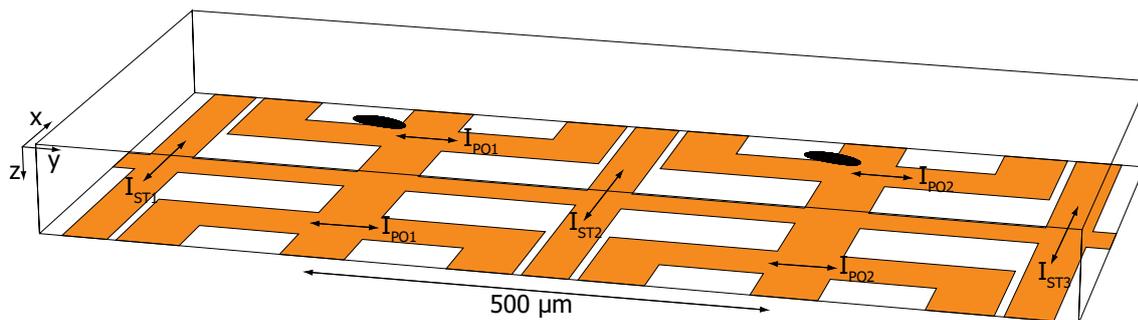


Abbildung 7.2: Zwei Bose-Einstein-Kondensate lassen sich an den Orten der beiden FFP-Resonatoren (nicht eingezeichnet) erzeugen. Die Kondensate können sodann mithilfe der Positionierungsdrähte ($I_{PO1,2}$) und der vertikalen Stopdrähte ($I_{ST1,2,3}$) unabhängig voneinander zum jeweiligen Resonator positioniert werden. Die Konturflächen der beiden Mikrofallen liegen hier bei einer Feldstärke von 1,5 G.

Die Oberflächenrauigkeit der laserbehandelten Glasfaserenden, die mit einer AFM-Messung zu $\sigma \approx 0,20$ nm bestimmt wurden [57], kann nicht als dominierende Verlustquelle des Resonators gelten. Vielmehr wird die Finesse durch die Absorptionsverluste der von uns benutzten Spiegelschichtsysteme begrenzt. Würde man die behandelten Faserenden hingegen von den Beschichtungsfirmen *Research Electro-Optics, Inc.*, oder *ATFilms*¹ beschichten lassen, kann die in Abbildung 7.3 gezeigte Finesse in Abhängigkeit zur Spiegeltransmission T erwartet werden. Bei einer symmetrischen Aufteilung der Gesamtresonatorverluste ($T = L$) sollte daher ohne zusätzliche Modifikationen am Gesamtsystem eine Finesse von $F = 150\,000$ erreichbar sein.

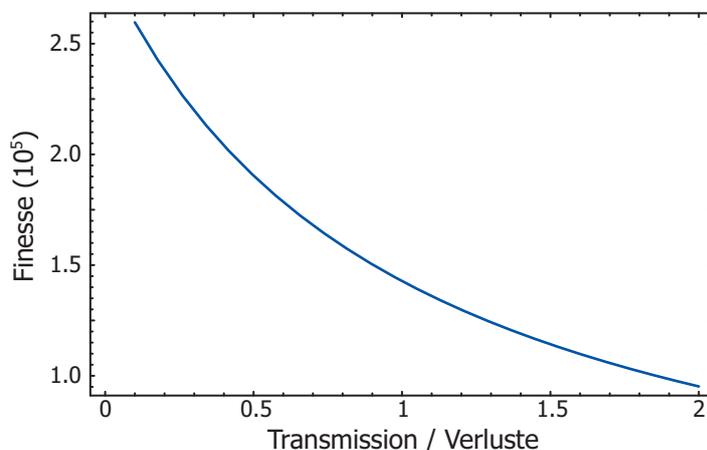


Abbildung 7.3: Mögliche Verbesserung der Finesse der laserbehandelten FFP-Resonatoren durch die Wahl einer hochwertigeren Spiegelbeschichtung. Für die Berechnung der Finesse wurden für die Absorptionsverluste $A = 1$ ppm und für die Streuverluste $S = 10$ ppm angenommen.

¹www.reoinc.com, www.atfilms.com: Die Absorption der Spiegelschichten dieser Firmen liegt bei $A < 1$ ppm.

Anhang A

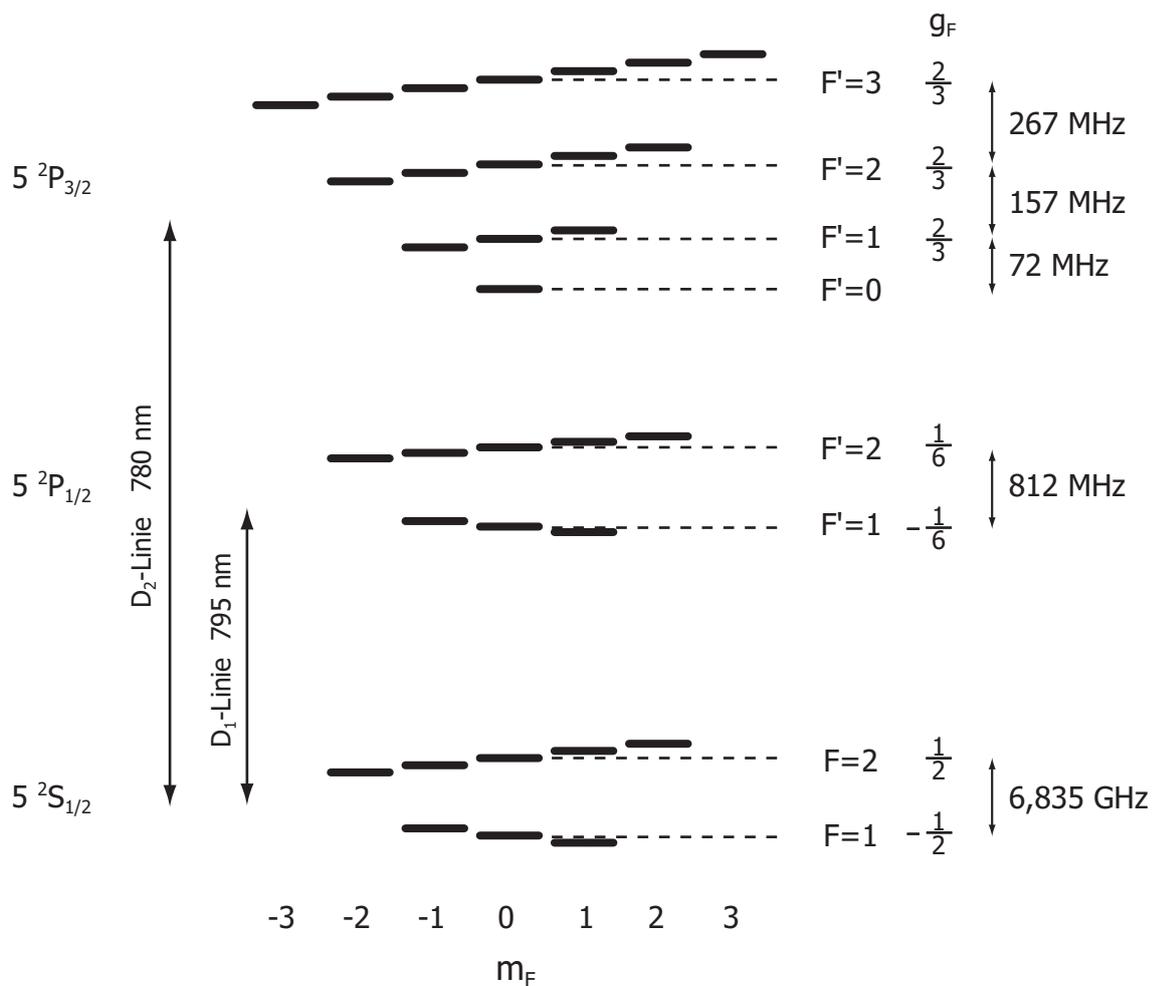
Daten für ^{87}Rb und Konstanten

Name	Symbol	Wert	Einheit
Natürliche Isotopenhäufigkeit		27,83 %	
Masse	M_{Rb}	86,9902	u
		$1,44451 \cdot 10^{-25}$	kg
Atomradius	$\langle r \rangle$	5,632	a_0
Kernspin	I	3/2	
Frequenz D2-Übergang	ω_0	$2\pi \cdot 384,228$	THz
Vakuum-Wellenlänge D2-Übergang	λ_{D2}	780,241	nm
Natürliche Linienbreite D2-Übergang	Γ_{D2}	$2\pi \cdot 5,89$	MHz
Frequenz D1-Übergang	ω_0	$2\pi \cdot 377,107$	THz
Vakuum-Wellenlänge D1-Übergang	λ_{D1}	794,979	nm
Natürliche Linienbreite D1-Übergang	Γ_{D1}	$2\pi \cdot 5,58$	MHz
Grundzustands-Hyperfein-Aufspaltung	ν_{HFS}	6,834682	GHz
Sättigungsintensität	I_{sat}	1,654	mW/cm ²
Rückstoßgeschwindigkeit	V_{rec}	5,9	mm/s
Rückstoßtemperatur	T_{rec}	362	nK
Rückstoßfrequenz	ν_{rec}	$2\pi \cdot 3,7709$	kHz
Dopplertemperatur	T_{D}	146	μK

Tabelle A.1: Daten zu ^{87}Rb

Name	Symbol	Wert	Einheit
Plancksches Wirkungsquantum	h	$6,6261 \cdot 10^{-34}$	J s
	\hbar	$h/(2\pi) = 1,0546 \cdot 10^{-34}$	J s
Boltzmann-Konstante	k_B	$1,3807 \cdot 10^{-23}$	J/K
Vakuum-Lichtgeschwindigkeit	c	$2,9979 \cdot 10^8$	m/s
Permeabilitätskonstante	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7}$	N/A ²
Permittivitätskonstante	ϵ_0	$8,8542 \cdot 10^{-12}$	F/m
Bohrmagneton	μ_B	$9,2740 \cdot 10^{-24}$	J/T
Bohrradius	a_0	0,5292	Å
Atomare Masseneinheit	u	$1,6606 \cdot 10^{-27}$	kg
Elektronenladung	e	$1,6022 \cdot 10^{-19}$	C
Elektronenmasse	m_e	$9,1095 \cdot 10^{-31}$	kg

Tabelle A.2: Konstanten

Abbildung A.1: Termschema von ^{87}Rb . Die Aufspaltung der Unterezustände in einem Magnetfeld ist schematisch eingezeichnet.

Anhang B

Rampen

B.1 Einfache Rampe: „TurnOn“

Um ein Aufheizen des Atomensembles durch ruckartige Änderungen der Fallengeometrien zu verhindern, soll die Änderung der experimentellen Größen (wie Drahtströme, externe Magnetfelder, oder Dipollaserlicht) innerhalb der Zeit T_0 durch eine Funktion $f(t)$ beschrieben werden für die gilt:

- $\frac{\partial f}{\partial t}(0) = \frac{\partial f}{\partial t}(T_0) = 0$
- $\frac{\partial^2 f}{\partial t^2}(0) = \frac{\partial^2 f}{\partial t^2}(T_0) = 0$
- $f(0) = 0$ und $f(T_0) = 1$

Auf der Suche nach dem Polynom niedrigster Ordnung findet man die Funktion der Form

$$\text{TurnOn} \left(\frac{t}{T_0} \right) = 6 \left(\frac{t}{T_0} \right)^5 - 15 \left(\frac{t}{T_0} \right)^4 + 10 \left(\frac{t}{T_0} \right)^3, \quad (\text{B.1})$$

die von uns „TurnOn“ genannt wird und in Abbildung B.1 dargestellt ist.

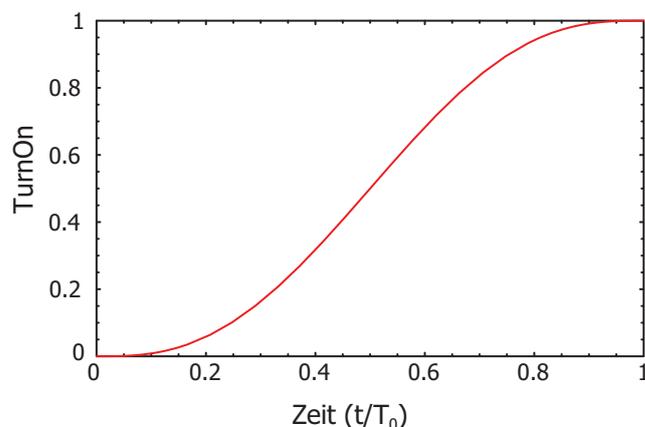


Abbildung B.1: „TurnOn“-Funktion

B.2 Feedforward

Da die Längenstabilisierung des FFP1-Resonators unterbrochen wird, kurz bevor die Atome in die Resonatormode befördert werden, muss ab diesem Zeitpunkt eine Korrekturspannung (*Feedforward*) auf einen der Resonatorpiezos gegeben werden, damit die Länge des Resonators für die Dipolstehwellenfalle und für die Detektion konstant bleibt. Eine Beispiel-Feedforwardfunktion ist in Abbildung B.2 gezeigt, sie besteht aus den folgenden Teilen:

1. Lineare Rampe. Nachdem das Resonatorlock „gefroren“ wird, kann mit dieser ersten linearen Korrektur die spätere Resonatorverstimmung ($\Delta_C = \pm\kappa$) eingestellt werden.
2. Eine zweite lineare Rampe korrigiert die Längendriffs, die beim Umschalten auf die jeweilige Detektionsfalle entstehen. Diese ist insbesondere dann von großer Bedeutung, wenn die Atome von einer Magnetfalle in eine reine Dipolfalle umgeladen werden.
3. Während der Detektion können die weiterhin vorhandenen Längendriffs mit einer exponentiellen Rampe korrigiert werden.
4. Mit einer weiteren exponentiellen Rampe wird die Korrekturspannung von ihrem Endwert zurück auf 0 V gebracht.

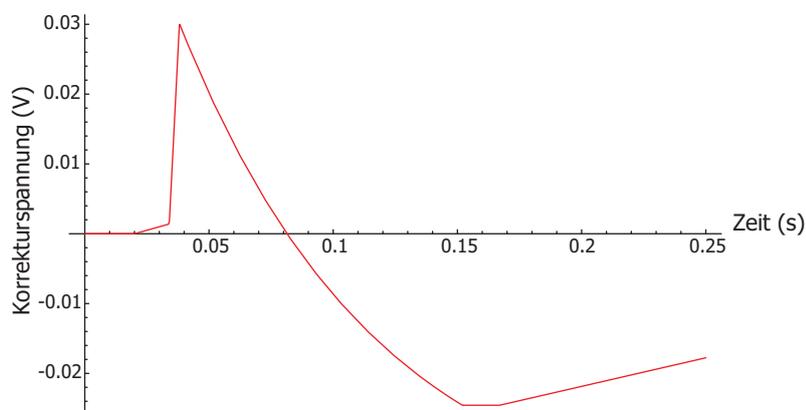


Abbildung B.2: Beispiel-Feedforwardfunktion. Um die Länge des während der Detektion ungelockten Resonators stabil zu halten (Resonatorlinienbreite 21,3 mV), muss eine Korrekturspannung auf einen der Resonatorpiezos gegeben werden.

Die Parameter der Feedforwardfunktion (Start- und Stopzeiten, Steigungen, Zeitkonstanten) müssen dem jeweiligen Experiment „per Hand“ angepasst werden.

Eine Methode, die passende Feedforwardfunktion für zukünftige Experimente automatisch zu generieren, wurde in der *Stage de Master*-Arbeit von Guilhem Dubois entwickelt [157]: Jedem Experiment wird eine Testsequenz vorangestellt, bei der der Resonator die gesamte Zeit gelockt bleibt. Das Korrektursignal des Resonatorlocks wird aufgezeichnet und kann für die folgenden Experimente abgespielt werden.

Anhang C

Magnetische Streufelder: le métro

Alle Experimente, die eine präzise Positionierung der Atome innerhalb der Resonatormode verlangen (Abbildung 5.20), können nur dann erfolgreich durchgeführt werden, wenn sämtliche magnetischen Streufelder im Labor zeitlich konstant sind. In unserem Pariser Labor ist die benötigte Magnetfeldstabilität nur zu den Zeiten gegeben, zu denen der Metroverkehr in der Stadt eingestellt ist.

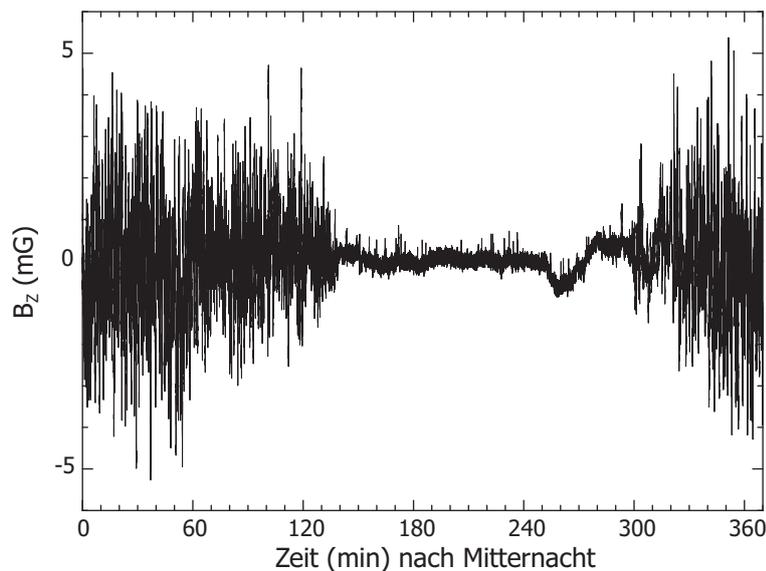


Abbildung C.1: Streufeldmessung in der Nähe der Vakuumzelle. Die deutlichen Änderungen der Magnetfeldfluktuation bei 120 min und bei 300 min können der letzten und der ersten Metrofahrt an einem Samstag in Paris zugeordnet werden.

In Abbildung C.1 ist das für die Positionierung im Resonator relevante Magnetfeld in z-Richtung gegen die Zeit nach Mitternacht aufgetragen. Die Amplitude des langsam fluktuierenden Streufeldes B_z liegt bei ± 5 mG im Laufe eines Tages, was einer Positionierungsgenauigkeit von ± 80 nm entspricht. Um ca. zwei Uhr in der Nacht reduzieren sich die Magnetfeldfluktuationen um einen Faktor 20, bevor sie um fünf Uhr wieder beginnen, in guter Übereinstimmung mit dem Fahrplan der Metro.

Literaturverzeichnis

- [1] E. M. Purcell, Spontaneous emission probabilities at radio frequencies, *Phys. Rev.* **69**, 681 (1946).
- [2] E. T. Jaynes und F. W. Cummings, Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser, *Proc. IEEE* **51**, 89 (1963).
- [3] G. Rempe und H. Walther, Observation of quantum collapse and revival in a one-atom maser, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 353 (1987).
- [4] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J.-M. Raimond, und S. Haroche, Quantum Rabi oscillations: a direct test of field quantization in a cavity, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1800 (1996).
- [5] R. J. Thompson, G. Rempe, und H. J. Kimble, Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1132 (1992).
- [6] C. J. Hood, M. S. Chapman, T. W. Lynn, und H. J. Kimble, Real-time cavity QED with single atoms, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4157 (1998).
- [7] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, und D. Pritchard, Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [8] P. Zoller, T. Beth, D. Binosi, R. Blatt, H. Briegel, D. Bruss, T. Calarco, J. I. Cirac, D. Deutsch, J. Eisert, A. Ekert, C. Fabre, N. Gisin, P. Grangiere, M. Grassl, S. Haroche, A. Imamoglu, A. Karlson, J. Kempe, L. Kouwenhoven, S. Kröll, G. Leuchs, M. Lewenstein, D. Loss, N. Lütkenhaus, S. Massar, J. Mooij, M. B. Plenio, E. Polzik, S. Popescu, G. Rempe, A. Sergienko, D. Suter, J. Twamley, G. Wendin, R. Werner, A. Winter, J. Wrachtrup, und A. Zeilinger, Quantum information processing and communication, *Eur. Phys. J. D* **36**, 203 (2005).
- [9] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, und E. A. Cornell, Observation of Bose–Einstein condensation in a dilute atomic vapor, *Science* **269**, 198 (1995).
- [10] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, und R. G. Hulet, Evidence of Bose–Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).
- [11] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, und W. Ketterle, Bose–Einstein condensation in a gas of sodium atoms, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [12] R. B. Diener, B. Wu, M. G. Raizen, und Q. Niu, Quantum tweezer for atoms, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 070401 (2002).

- [13] B. Mohring, M. Bienert, F. Haug, G. Morigi, W. P. Schleich, und M. Raizen, Extracting atoms on demand with lasers, *Phys. Rev. A* **71**, 053601 (2005).
- [14] G. R. Guthörlein, M. Keller, K. Hayasaka, W. Lange, und H. Walther, A single ion as a nanoscopic probe of an optical field, *Nature* **414**, 49 (2001).
- [15] J. A. Sauer, K. M. Fortier, M. S. Chang, C. D. Hamley, und M. S. Chapman, Cavity QED with optically transported atoms, *Phys. Rev. A* **69**, 051804 (2004).
- [16] S. Nußmann, M. Hijlkema, B. Weber, F. Rhode, G. Rempe, und A. Kuhn, Sub-micron Positioning of Single Atoms in a Microcavity, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 173602 (2005).
- [17] F. Brennecke, T. Donner, S. Ritter, T. Bourdel, M. Köhl, und T. Esslinger, Cavity QED with a Bose–Einstein condensate, *Nature* **450**, 268 (2007).
- [18] J. Ye, D. W. Vernooy, und H. J. Kimble, Trapping of single atoms in cavity QED, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4987 (1999).
- [19] P. W. H. Pinkse, T. Fischer, P. Maunz, und G. Rempe, Trapping an atom with single photons, *Nature* **404**, 365 (2000).
- [20] C. J. Hood, T. W. Lynn, A. C. Doherty, A. S. Parkins, und H. J. Kimble, The atom–cavity microscope: single atoms bound in orbit by single photons, *Science* **287**, 1447 (2000).
- [21] K. Murr, S. Nußmann, T. Puppe, M. Hijlkema, B. Weber, S. C. Webster, A. Kuhn, und G. Rempe, Three-dimensional cavity cooling and trapping in an optical lattice, *Phys. Rev. A* **73**, 063415 (2006).
- [22] S. Nußmann, K. Murr, M. Hijlkema, B. Weber, A. Kuhn, und G. Rempe, Vacuum-stimulated cooling of single atoms in three dimensions, *Nature Physics* **1**, 122 (2005).
- [23] W. Hänsel, J. Reichel, P. Hommelhoff, und T. W. Hänsch, Magnetic conveyor belt for transporting and merging trapped atom clouds, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 608 (2001).
- [24] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch, und J. Reichel, Bose–Einstein condensation on a microelectronic chip, *Nature* **413**, 498 (2001).
- [25] R. Long, T. Rom, W. Hänsel, T. W. Hänsch, und J. Reichel, Long distance magnetic conveyor for precise positioning of ultracold atoms, *Eur. Phys. J. D* **35**, 125 (2005).
- [26] P. Hommelhoff, W. Hänsel, T. Steinmetz, T. W. Hänsch, und J. Reichel, Transporting, splitting and merging of atomic ensembles in a chip trap, *New J. Phys.* **7**, 3 (2005).
- [28] P. Treutlein, P. Hommelhoff, T. Steinmetz, T. W. Hänsch, und J. Reichel, Coherence in microchip traps, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 203005 (2004).
- [27] J. Fortagh und C. Zimmermann, Magnetic microtraps for ultracold atoms, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 235 (2007).

- [31] J. Esteve, J.-B. Trebbia, T. Schumm, A. Aspect, C. I. Westbrook, und I. Bouchoule, Observation of density fluctuations in an elongated Bose gas: ideal gas and quasicondensate regimes, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 130403 (2006).
- [29] Y.-J. Wang, D. Z. Anderson, V. M. Bright, E. A. Cornell, Q. Diot, T. Kishimoto, M. Prentiss, R. A. Saravanan, S. R. Segal, und S. Wu, Atom Michelson interferometer on a chip using a Bose–Einstein condensate, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 090405 (2005).
- [30] T. Schumm, S. Hofferberth, L. M. Andersson, S. Wildermuth, S. Groth, I. Bar-Joseph, J. Schmiedmayer, und P. Krüger, Matter-wave interferometry in a double well on an atom chip, *Nature Physics* **1**, 57 (2005).
- [32] M. H. T. Extavour, L. J. LeBlanc, T. Schumm, B. Cieslak, S. Myrskog, A. Stummer, S. Aubin, und J. H. Thywissen, Dual-species quantum degeneracy of ^{40}K and ^{87}Rb on an atom chip, *Atomic Physics* **20**, 241 (2006).
- [33] G.-B. Jo, Y. Shin, S. Will, T. A. Pasquini, M. Saba, W. Ketterle, D. E. Pritchard, M. Vengalattore, und M. Prentiss, Long phase coherence time and number squeezing of two Bose–Einstein condensates on an atom chip, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 030407 (2007).
- [34] S. Aigner, L. Della Pietra, Y. Japha, O. Entin-Wohlman, T. David, R. Salem, R. Folman, und J. Schmiedmayer, Long-range order in electronic transport through disordered metal films, *Science* **319**, 1226 (2008).
- [37] P. Treutlein, T. W. Hänsch, J. Reichel, A. Negretti, M. A. Cirone, und T. Calarco, Microwave potentials and optimal control for robust quantum gates on an atom chip, *Phys. Rev. A* **74**, 022312 (2006).
- [35] R. Folman, P. Krüger, J. Schmiedmayer, J. Denschlag, und C. Henkel, Microscopic atom optics: from wires to an atom chip, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48**, 263 (2002).
- [36] A. Negretti, T. Calarco, M. A. Cirone, und A. Recati, Performance of quantum phase gates with cold trapped atoms, *Eur. Phys. J. D* **32**, 119 (2005).
- [38] P. Treutlein, T. Steinmetz, Y. Colombe, B. Lev, P. Hommelhoff, J. Reichel, M. Greiner, O. Mandel, A. Widera, T. Rom, I. Bloch, und T. W. Hänsch, Quantum information processing in optical lattices and magnetic microtraps, *Fortschr. Phys.* **54**, 702 (2006).
- [39] I. B. Mekhov, C. Maschler, und H. Ritsch, Probing quantum phases of ultracold atoms in optical lattices by transmission spectra in cavity quantum electrodynamics, *Nature Physics* **3**, 319 (2007).
- [40] J. I. Cirac, M. Lewenstein, K. Molmer, und P. Zoller, Quantum superposition states of Bose–Einstein condensates, *Phys. Rev. A* **57**, 1208 (1998).
- [41] D. Gordon und C. M. Savage, Creating macroscopic quantum superposition with Bose–Einstein condensates, *Phys. Rev. A* **59**, 4623 (1999).

- [42] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, und I. Bloch, Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms, *Nature* **415**, 39 (2002).
- [43] D. Schrader, I. Dotsenko, M. Khudaverdyan, Y. Miroshnychenko, A. Rauschenbeutel, und D. Meschede, Neutral atom quantum register, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 150501 (2004).
- [44] J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, und H. Mabuchi, Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3221 (1997).
- [45] D. P. DiVincenzo, Quantum Computation, *Science* **270**, 255 (1995).
- [46] T. Calarco, E. A. Hinds, D. Jaksch, J. Schmiedmayer, J. I. Cirac, und P. Zoller, Quantum gates with neutral atoms: Controlling collisional interactions in time-dependent traps, *Phys. Rev. A* **61**, 022304 (2000).
- [47] S. Lloyd, Almost any quantum logic gate is universal, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 346 (1995).
- [48] A. Barenco, C. H. Bennett, R. Cleve, D. P. DiVincenzo, N. Margolus, P. Shor, T. Sleator, J. A. Smolin, und H. Weinfurter, Elementary gates for quantum computation, *Phys. Rev. A* **52**, 3457 (1995).
- [49] R. Long, T. Steinmetz, P. Hommelhoff, W. Hänsel, T. W. Hänsch, und J. Reichel, Magnetic microchip traps and single-atom detection, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **361**, 1375 (2003).
- [50] P. Horak, B. Klappauf, A. Haase, R. Folman, J. Schmiedmayer, P. Domokos, und E. A. Hinds, Towards single-atom detection on a chip, *Phys. Rev. A* **67**, 043806 (2003).
- [51] M. Rosenblit, P. Horak, S. Hellsby, und R. Folman, Single-atom detection using whispering-gallery modes of microdisk resonators, *Phys. Rev. A* **70**, 053808 (2004).
- [52] L. Collot, V. Lefèvre-Seguin, M. Brune, J.-M. Raimond, und S. Haroche, Very high-Q whispering gallery mode resonances observed on fused silica microspheres, *Europhys. Lett.* **23**, 327 (1993).
- [53] D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, und K. J. Vahala, Ultra-high-Q toroid microcavity on a chip, *Nature* **421**, 925 (2003).
- [54] J. Vučkovič, M. Lončar, H. Mabuchi, und A. Scherer, Design of photonic crystal microcavities for cavity QED, *Phys. Rev. E* **65**, 016608 (2002).
- [55] S. Kraft, A. Günther, J. Fortágh, und C. Zimmermann, Spatially resolved photoionization of ultracold atoms on an atom chip, *Phys. Rev. A* **75**, 063605 (2007).
- [56] T. Steinmetz, Y. Colombe, D. Hunger, T. W. Hänsch, A. Balocchi, R. J. Warburton, und J. Reichel, A stable fiber-based Fabry–Perot cavity, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 111110 (2006).

- [57] D. Hunger, T. Steinmetz, R. J. Warburton, T. W. Hänsch, und J. Reichel, High-finesse fiber Fabry–Perot cavity, to be published (2008).
- [58] Y. Colombe, T. Steinmetz, G. Dubois, F. Linke, D. Hunger, und J. Reichel, Strong atom-field coupling for Bose–Einstein condensates in an optical cavity on a chip, *Nature* **450**, 272 (2007).
- [59] H. J. Kimble, Strong interactions of single atoms and photons in cavity QED, *Physica Scripta* **T76**, 127 (1998).
- [60] S. Haroche und J.-M. Raimond, *Exploring the Quantum: Atoms, Cavities and Photons*, (2006).
- [61] J. R. Anglin und W. Ketterle, Bose–Einstein condensation of atomic gases, *Nature* **416**, 211 (2002).
- [62] J. Reichel, W. Hänsel, P. Hommelhoff, und T. W. Hänsch, Applications of integrated magnetic microtraps, *Appl. Phys. B* **72**, 81 (2001).
- [63] C. Gerry und P. Knight, *Introductory quantum optics* (Cambridge university press, ADDRESS, 2005).
- [64] H. J. Kimble, in *Cavity quantum electrodynamics, Advances in atomic, molecular, and optical physics*, edited by P. Berman (PUBLISHER, New York, 1994), Vol. suppl. 2, pp. 203–266.
- [65] K. H. Drexhage, in *Progress in optics*, edited by E. Wolf (North-Holland, New-York, 1974), Vol. 12, pp. 163–232.
- [66] R. G. Hulet, E. S. Hilfer, und D. Kleppner, Inhibited spontaneous emission by a Rydberg atom, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2137 (1985).
- [67] P. Goy, J.-M. Raimond, M. Gross, und S. Haroche, Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1903 (1983).
- [68] D. J. Heinzen, J. J. Childs, J. E. Thomas, und M. S. Feld, Enhanced and inhibited visible spontaneous emission by atoms in a confocal resonator, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1320 (1987).
- [69] M. Tavis und F. W. Cummings, Exact solution for an N-molecule–radiation-field Hamiltonian, *Phys. Rev.* **170**, 379 (1968).
- [70] R. H. Dicke, Coherence in spontaneous radiation processes, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
- [71] F. Métivier, Jean-Baptiste Alfred Perot, *Photoniques* **25**, (2006).
- [72] C. Fabry und A. Perot, Sur les franges des lames minces argentées et leur application à la mesure de petites épaisseur d’air, *Annales de Chimie et de Physique* **12**, 459 (1897).
- [73] A. E. Siegman, *Lasers* (University Science Books, California, 1986).
- [74] D. Meschede, *Optik, Licht und Laser* (B. G. Teubner-Verlag, Stuttgart, Leipzig, 1999).

- [75] H. Kogelnik und T. Li, Laser beams and resonators, *Appl. Opt.* **5**, 1550 (1966).
- [76] C. J. Hood, H. J. Kimble, und J. Ye, Characterization of high-finesse mirrors: Loss, phase shifts, and mode structure in an optical cavity, *Phys. Rev. A* **64**, 033804 (2001).
- [77] K. J. Vahala, Optical microcavities, *Nature* **424**, 839 (2003).
- [78] G. Rempe, R. J. Thompson, H. J. Kimble, und R. Lalezari, Measurement of ultralow losses in an optical interferometer, *Opt. Lett.* **17**, 363 (1992).
- [79] I. Teper, Y. J. Lin, und V. Vuletic, Resonator-aided single-atom detection on a microfabricated chip, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 023002 (2006).
- [80] F. Treussart, J. Hare, L. Collot, V. Lefèvre, D. S. Weiss, V. Sandoghdar, J.-M. Raimond, und S. Haroche, Quantized atom-field force at the surface of a microsphere, *Opt. Lett.* **19**, 1651 (1994).
- [81] D. W. Vernooy, A. Furusawa, N. P. Georgiades, V. S. Ilchenko, und H. J. Kimble, Cavity QED with high-Q whispering gallery modes, *Phys. Rev. A* **57**, R2293 (1998).
- [82] W. von Klitzing, R. Long, V. S. Ilchenko, J. Hare, und V. Lefèvre-Seguin, Frequency tuning of the whispering-gallery modes of silica microspheres for cavity quantum electrodynamics and spectroscopy, *Opt. Lett.* **26**, 166 (2001).
- [83] H. B. G. Casimir und D. Polder, The influence of retardation on the London–van der Waals forces, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 360 (1948).
- [84] C. I. Sukenik, M. G. Boshier, D. Cho, V. Sandoghdar, und E. A. Hinds, Measurement of the Casimir–Polder force, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 560 (1993).
- [85] Y.-J. Lin, I. Teper, C. Chin, und V. Vuletić, Impact of Casimir–Polder potential and Johnson noise on Bose–Einstein condensate stability near surfaces, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 050404 (2004).
- [86] R. Long, Dissertation, Département de physique de l'École Normale Supérieure (LKB) und Ludwig-Maximilians-Universität München, 2003.
- [87] S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, K. J. Vahala, K. W. Goh, E. Wilcut, und H. J. Kimble, Ultrahigh-Q toroidal microresonators for cavity quantum electrodynamics, *Phys. Rev. A* **71**, 013817 (2005).
- [88] T. Aoki, B. Dayan, E. Wilcut, W. P. Bowen, A. S. Parkins, H. J. Kimble, T. J. Kippenberg, und K. J. Vahala, Observation of strong coupling between one atom and a monolithic microresonator, *Nature* **443**, 671 (2006).
- [89] B. Lev, K. Srinivasan, P. Barclay, O. Painter, und H. Mabuchi, Feasibility of detecting single atoms using photonic bandgap cavities, *Nanotechnology* **15**, 556 (2004).
- [90] J. Stone und D. Marcuse, Ultrahigh finesse fiber Fabry–Perot interferometers, *J. Lightwave Tech.* **4**, 382 (1986).

- [91] C. E. Lee, W. N. Gibler, R. A. Atkins, und H. F. Taylor, In-line fiber Fabry–Perot interferometer with high-reflectance internal mirrors, *J. Lightwave Tech.* **10**, 1376 (1992).
- [92] M. D. Salik, C. Nicolas, A. Carre, und S. J. Caracci, Fiber Fabry–Perot interferometer for optical channel monitoring, *Optical Communication* **4**, 1 (2002).
- [93] B. L. Lev, Dissertation, California Institute of Technology Pasadena, 2006.
- [94] J. D. Weinstein und K. G. Libbrecht, Microscopic magnetic traps for neutral atoms, *Phys. Rev. A* **52**, 4004 (1995).
- [95] J. Reichel, W. Hänsel, und T. W. Hänsch, Atomic micromanipulation with magnetic surface traps, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3398 (1999).
- [96] W. Hänsel, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.
- [97] E. Majorana, Atomi orientati in campo magnetico variabile, *Nuovo Cimento* **9**, 43 (1932).
- [98] R. Folman, P. Krüger, D. Cassettari, B. Hessmo, T. Maier, und J. Schmiedmayer, Controlling cold atoms using nanofabricated surfaces: Atom chips, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4749 (2000).
- [99] N. H. Dekker, C. S. Lee, V. Lorent, J. H. Thywissen, S. P. Smith, M. Drndić, R. M. Westervelt, und M. Prentiss, Guiding neutral atoms on a chip, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1124 (2000).
- [100] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, und C. Zimmermann, Bose–Einstein condensation in a surface microtrap, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 230401 (2001).
- [101] J. Fortagh, H. Ott, A. Kraft, A. Günther, und C. Zimmermann, Surface effects in magnetic microtraps, *Phys. Rev. A* **66**, 041604 (2002).
- [102] A. E. Leanhardt, A. P. Chikkatur, D. Kielpinski, Y. Shin, T. L. Gustavson, und W. Ketterle, Propagation of Bose–Einstein condensates in a magnetic waveguide, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 040401 (2002).
- [103] A. Vogel, M. Schmidt, K. Sengstock, K. Bongs, W. Lewoczko, T. Schuldt, A. Peters, T. van Zoest, W. Ertmer, E. Rasel, T. Steinmetz, J. Reichel, T. Köne-
mann, W. Brinkmann, E. Göklü, C. Lämmerzahl, H. J. Dittus, G. Nandi, W. P. Schleich, und R. Walser, Bose–Einstein condensates in microgravity, *Appl. Phys. B* **84**, 663 (2006).
- [104] K. Horikoshi, M. Nakagawa, Atom chip based fast production of Bose–Einstein condensate, *Appl. Phys. B* **82**, 363 (2006).
- [105] A. Anika Vogel, S. Wildfang, G. Johannsen, K. Bongs, und K. Sengstock, BEC on a chip on the Internet, <http://www.physnet.uni-hamburg.de/ilp/sengstock/en/ELearning.php> .
- [106] S. Du, M. B. Squires, Y. Imai, L. Czaia, R. A. Saravanan, V. M. Bright, J. Reichel, T. W. Hänsch, und D. Z. Anderson, Atom chip Bose–Einstein condensation in a portable vacuum cell, *Phys. Rev. A* **70**, 053606 (2004).

- [107] B. L. Lev, Fabrication of micro-magnetic traps for cold neutral atoms, *Quant. Inf. Comp.* **3**, 450 (2003).
- [108] J. Reichel, Microchip traps and Bose–Einstein condensation, *Appl. Phys. B* **75**, 469 (2002).
- [109] E. Schmidt, Dünne optische Schichten für die Miniatur-Optik, *Laser und Optoelektronik* **28,2**, 50 (1996).
- [110] E. Schmidt, Die Transfertechnik - ein Qualitätssprung in der Dünnschichtoptik, *Laser und Optoelektronik* **29,1**, 45 (1997).
- [111] E. Schmidt, J. Peupelmann, und H. Döring, Evaporative coatings, *Photonics Spectra* 126 (1996).
- [112] M. P. A. Jones, C. J. Vale, D. Sahagun, B. V. Hall, und E. A. Hinds, Spin coupling between cold atoms and the thermal fluctuations of a metal surface, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 080401 (2003).
- [113] D. M. Harber, J. M. McGuirk, J. M. Obrecht, und E. A. Cornell, Thermally induced losses in ultra-cold atoms magnetically trapped near room-temperature surfaces, *J. Low Temp. Phys.* **133**, 229 (2003).
- [114] C. Henkel, S. Pötting, und M. Wilkens, Loss and heating of particles in small and noisy traps, *Appl. Phys. B* **69**, 379 (1999).
- [115] J. Fortagh, A. Grossmann, T. W. Hänsch, und C. Zimmermann, Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source, *J. Appl. Phys.* **84**, 6499 (1998).
- [116] P. Hommelhoff, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2002.
- [117] B. P. Anderson und M. A. Kasevich, Loading a vapor-cell magneto-optic trap using light-induced atom desorption, *Phys. Rev. A* **63**, 023404 (2001).
- [118] S. N. Atutov, R. Calabrese, V. Guidi, B. Mai, A. G. Rudavets, E. Scansani, L. Tomassetti, V. Biancalana, A. Burchianti, C. Marinelli, E. Mariotti, L. Moi, und S. Veronesi, Fast and efficient loading of a Rb magneto-optical trap using light-induced atomic desorption, *Phys. Rev. A* **67**, 053401 (2003).
- [119] S. Wildermuth, P. Krüger, C. Becker, M. Brajdic, S. Haupt, A. Kasper, R. Folman, und J. Schmiedmayer, Optimized magneto-optical trap for experiments with ultracold atoms near surfaces, *Phys. Rev. A* **69**, 030901(R) (2004).
- [120] C. Chiffie, Diplomarbeit, Università degli studi di Pisa und Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.
- [121] X. Zhu und D. Cassidy, Modulation spectroscopy with a semiconductor diode laser by injection-current modulation, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 1945 (1997).
- [122] NewFocus, FM spectroscopy with tunable diode lasers, Application Note 7 .
- [123] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, 4. auflage ed. (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1999).

- [124] F. Renzoni, S. Cartaleva, G. Alzetta, und E. Arimondo, Enhanced absorption Hanle effect in the configuration of crossed laser beam and magnetic field, *Phys. Rev. A* **63**, 065401 (2001).
- [125] D. Kleppner, Inhibited spontaneous emission, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 233 (1981).
- [126] D. Hunger, Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2005.
- [127] C. E. Wieman und S. L. Gilbert, Laser-frequency stabilization using mode interference from a reflecting reference interferometer, *Opt. Lett.* **7**, 480 (1982).
- [128] D. A. Shaddock, M. B. Gray, und D. E. McClelland, Frequency locking a laser to an optical cavity by use of spatial mode interference, *Opt. Lett.* **24**, 1499 (1999).
- [129] B. J. J. Slagmolen, D. A. Shaddock, M. B. Gray, und D. E. McClelland, Frequency stability of spatial mode interference (tilt) locking, *IEEE J. Quantum Electron.* **38**, 1521 (2002).
- [130] R. Grimm, M. Weidemüller, und Y. B. Ovchinnikov, Optical dipole traps for neutral atoms, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42**, 95 (2000).
- [131] J. M. McGuirk, D. M. Harber, J. M. Obrecht, und E. A. Cornell, Alkali adsorbate polarization on conducting and insulating surfaces probed with Bose–Einstein condensates, *Phys. Rev. A* **69**, 062905 (2004).
- [132] U. Fano, Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts, *Phys. Rev.* **124**, 1866 (1961).
- [133] T. A. Savard, K. M. O’Hara, und J. E. Thomas, Laser-noise-induced heating in far-off resonance optical traps, *Phys. Rev. A* **56**, R1095 (1997).
- [134] M. G. Raizen, R. Thompson, R. J. Brecha, H. J. Kimble, und H. J. Carmichael, Normal-mode splitting and linewidth averaging for two-state atoms in an optical cavity, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 240 (1989).
- [135] T. Fischer, P. Maunz, T. Puppe, P. W. H. Pinkse, und G. Rempe, Collective light forces on atoms in a high-finesse cavity, *New J. Phys.* **3**, 11.1 (2001).
- [136] A. Kuhn, M. Hennrich, und G. Rempe, Deterministic single-photon source for distributed quantum networking, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 067901 (2002).
- [137] J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer, R. Miller, J. R. Buck, A. Kuzmich, und H. J. Kimble, Deterministic generation of single photons from one atom trapped in a cavity, *Science* **303**, 1992 (2004).
- [138] A. Kreuter, C. Becher, G. P. T. Lancaster, A. B. Mundt, C. Russo, H. Häffner, C. Roos, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler, und R. Blatt, Spontaneous emission lifetime of a single trapped Ca^+ ion in a high finesse cavity, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 203002 (2004).
- [139] H. Mabuchi, Q. A. Turchette, M. S. Chapman, und H. J. Kimble, Real-time detection of individual atoms falling through a high-finesse optical cavity, *Opt. Lett.* **21**, 1393 (1996).

- [140] A. Öttl, S. Ritter, M. Köhl, und T. Esslinger, Correlations and counting statistics of an atom laser, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 090404 (2005).
- [141] P. Münstermann, F. T., P. Maunz, P. W. H. Pinkse, und G. Rempe, Dynamics of single-atom motion observed in a high-finesse cavity, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3791 (1999).
- [142] R. Hanbury-Brown und R. Q. Twiss, Correlations between photons in two coherent beams of light, *Nature* **177**, 27 (1956).
- [143] R. Glauber, The quantum theory of optical coherence, *Phys. Rev.* **130**, 2529 (1963).
- [144] A. D. Boozer, A. Boca, R. Miller, T. E. Northup, und H. J. Kimble, Reversible state transfer between light and a single trapped atom, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 193601 (2007).
- [145] T. Wilk, S. C. Webster, A. Kuhn, und G. Rempe, Single-atom single-photon quantum interface, *Science* **317**, 488 (2007).
- [146] S. Hofferberth, I. Lesanovsky, B. Fischer, T. Schumm, und J. Schmiedmayer, Non-equilibrium coherence dynamics in one-dimensional Bose gases, *Nature* **449**, 324 (2007).
- [147] J. Reichel und J. H. Thywissen, Using magnetic chip traps to study Tonks–Girardeau quantum gases, *J. Phys. IV France* **116**, 265 (2004).
- [148] A. H. van Amerongen, J. J. P. van Es, P. Wicke, K. V. Kheruntsyan, und N. J. van Druten, Yang–Yang thermodynamics on an atom chip, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 090402 (2008).
- [149] P. Münstermann, T. Fischer, P. Maunz, P. W. H. Pinkse, und G. Rempe, Observation of cavity mediated long range light forces between strongly coupled atoms, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4068 (2000).
- [150] F. Dimer, B. Estienne, A. S. Parkins, und H. J. Carmichael, Proposed realization of the Dicke-model quantum phase transition in an optical cavity QED system, *Phys. Rev. A* **75**, 013804 (2007).
- [151] S. Morrison und A. S. Parkins, Collective spin systems in dispersive optical cavity QED: quantum phase transitions and entanglement, *Phys. Rev. A* **77**, 043810 (2008).
- [152] T. Pellizzari, S. A. Gardiner, J. I. Cirac, und P. Zoller, Decoherence, continuous observation, and quantum computing, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3788 (1995).
- [153] J. I. Cirac, S. J. van Enk, P. Zoller, H. J. Kimble, und H. Mabuchi, Quantum Communication in Quantum Network, *Physica Scripta* **T76**, 223 (1998).
- [154] D. N. Matsukevich, P. Maunz, D. L. Moehring, S. Olmschenk, K. C. Younge, und C. Monroe, Bell inequality violation with two remote atomic qubits, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 150404 (2008).

-
- [155] C. W. Chou, H. de Riedmatten, D. Felinto, S. V. Polyakov, S. J. van Enk, und H. J. Kimble, Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles, *Nature* **438**, 828 (2005).
- [156] L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, und P. Zoller, Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics, *Nature* **414**, 413 (2001).
- [157] G. Dubois, Stage de Master, Ludwig-Maximilians-Universität München und Laboratoire Kastler-Brossel, 2005.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Doktorarbeit beigetragen haben.

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Prof. Hänsch, der mir diese Arbeit sowohl an seinem Lehrstuhl, als auch in Paris ermöglicht hat. Sein großes Interesse und spürbare Begeisterung für die „kleinen aber feinen“ Mikrofallenexperimente wirkten stets sehr motivierend.

Ganz herzlich möchte ich mich bei meinem Betreuer Prof. Jakob Reichel bedanken, dass er mir viel Freiraum für die Arbeit an einem an einem so spannenden Projekt gelassen hat und dass er mich bei seinem Umzug in die französische Hauptstadt mit „eingepackt“ hat. Vielen Dank auch für die schönen Stunden mit der gesamten Familie, ob im Westend, Montparnasse, oder Robinson.

Das einzige Ausrufezeichen, das ich in dieser Arbeit setzen möchte gebührt meinem lieben Kollegen Yves Colombe. Vielen, vielen Dank für alles!

Bei meinen Mitstreitern der Münchener Mikrofallengruppe möchte ich mich für die tolle Zeit in der Schellingstrasse bedanken. Mit Philipp Treutlein hätte ich auf keinen besseren Mitdoktoranden treffen können. Von seinem großen Enthusiasmus und seiner außerordentlichen physikalischen Begabung habe ich immerzu profitieren können. Einen besonderen Dank möchte ich auch an David Hunger aussprechen: seine hervorragende Diplomarbeit war ein großer Grundstein für all die schönen Experimente, die wir in Paris durchführen konnten.

Ben Lev danke ich für den regen Austausch über Mikroresonatoren, Mikrofallenfabrikation, CQED etc. während seiner zahlreichen Besuche in München.

Vielen Dank auch an die Mitglieder der Arbeitsgruppe *puce à atomes* in Paris: An Felix Linke, der mir tatkräftig dabei geholfen hat, das neue Experiment in Rekordzeit aufzubauen und sich dabei selbst von den skurrilsten, administrativen Hürden nie hat seine gute Laune nehmen lassen. An Guilhem Dubois, für die vielen interessanten und aufschlussreichen Diskussionen über *les états habillés*, *les anticroisements...*, sowie das Fachsimpeln über Fußball.

Tobias Schneider, Kenneth Mausang und Friedemann Reinhard danke ich für die stets heitere und kollegiale Arbeitsatmosphäre.

Bei Peter Hommelhoff und Romain Long möchte ich mich für die fruchtbare Zusammenarbeit, sowohl zu Beginn, als auch am Ende meiner Doktorarbeitszeit bedanken.

Stellvertretend für die feine Arbeit der Mechanikwerkstätten bedanke ich mich bei Wolfgang Simon, Karl Linner (MPQ) und Herrn Rausch (Uni). Für die Unterstützung in allen Fragen zur Elektronik sei Anton Scheich ganz herzlich gedankt.

Danke auch an Francesca Arcara; sie hat stets darauf geachtet, dass ich in Paris sowohl mittelbar, als auch unmittelbar gut über die Runden gekommen bin.

Experimentalphysik geht durch den Magen: ohne das Café Schneller mit der lieben Hildegard, sowie den vielen Boulangerien in Paris wäre diese Arbeit nicht möglich ge-

wesen.

Für die kritische Durchsicht meines Manuskriptes danke ich vor allem Peter Hommelhoff und Tobias Schneider.

Bei meinen beiden Wohngemeinschaften in der Georgenstrasse und der Rue Lamarck, sowie deren zahlreichen Gästen möchte ich mich für die schöne Zeit fernab der Physiklabore bedanken.

Schließlich wäre nichts so wie es ist, ohne die fortwährende Unterstützung meiner Familie. Vielen Dank an meine Eltern, meine Geschwister und meine Ursula.