

---

**Vom Atomchip zur Mikroatomik:  
Einzelatomnachweis in Mikrofallen  
durch Photoionisation**

---

**Dissertation**

zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften  
der Fakultät für Mathematik und Physik  
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

**Sebastian Kraft** aus Darmstadt

2006

Tag der mündlichen Prüfung: 29.6.2006

Dekan: Prof. Dr. Peter Schmid

1. Berichterstatter: Prof. Dr. Claus Zimmermann

2. Berichterstatter: Prof. Dr. Reinhold Kleiner

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Quantengase . . . . .	2
1.1.1	Quantenstatistik . . . . .	2
1.1.2	Atomlaser . . . . .	5
1.1.3	Eindimensionale Quantengase . . . . .	6
1.2	Nachweisverfahren . . . . .	8
1.2.1	Abbildungen mit Kameras . . . . .	9
1.2.2	Absorptionsnachweise . . . . .	10
1.2.3	Fluoreszenznachweise . . . . .	10
1.2.4	Resonatoren . . . . .	11
1.2.5	Ionisationsdetektoren . . . . .	12
1.3	Herausforderungen: Integration eines Einzelatomdetektors auf einen Atomchip . . . . .	13
<b>2</b>	<b>Nachweis einzelner Atome durch Photoionisation</b>	<b>17</b>
2.1	Ionisation . . . . .	17
2.1.1	Ortsauflösung durch Mikrowelleneinstrahlung . . . . .	18
2.2	Beschreibung von optischen Übergängen durch Ratengleichungen . . . . .	19
2.3	Kopplung eines atomaren Zustands an ein Kontinuum . . . . .	22
2.3.1	Zweiphotonenionisation . . . . .	25
2.4	Stufenweise Photoionisation - Ratengleichungen . . . . .	26
2.4.1	Stufenweise Photoionisation mit einem Zweiphotonenschritt . . . . .	29
2.5	Kohärente Phänomene . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Realisierung eines Einzelatomdetektors auf einem Atomchip</b>	<b>35</b>
3.1	Laserauswahl . . . . .	35
3.2	Dipolkräfte . . . . .	36
3.3	Strahlführung mit optischen Fasern . . . . .	38
3.3.1	Faserauswahl . . . . .	40
3.3.2	Vakuumdurchführungen für optische Fasern . . . . .	40
3.3.3	Positionierung . . . . .	41
3.3.4	Strahlauffänger . . . . .	41
3.4	Strahlführung ohne optische Fasern . . . . .	42
3.5	Extraktion der Ionen . . . . .	44
3.6	Ionenstrahlen und Ionenlinsen . . . . .	45

<b>4 Experimentelle Ergebnisse zur Ionisation</b>	<b>49</b>
4.1 Spektroskopie in einer Glaszelle . . . . .	49
4.2 Ionisation in einer Testkammer . . . . .	55
4.3 Ionisation am Atomchip . . . . .	59
4.3.1 Dipolkräfte . . . . .	61
4.3.2 Ionisationsverluste . . . . .	63
4.3.3 Ionisationsspektren . . . . .	63
<b>5 On-Chip-Atomlaser</b>	<b>69</b>
5.1 Makroskopische Fallen . . . . .	69
5.2 Mikrofallen - Atomchip . . . . .	71
5.3 Auskoppeln und Charakterisierung . . . . .	71
<b>6 Weiterentwicklung des Lasersystems: DFB-Dioden</b>	<b>75</b>
6.1 Prinzip . . . . .	76
6.2 Durchstimbarkeit der DFB-Dioden . . . . .	78
6.3 Spektren . . . . .	80
6.4 Diskussion . . . . .	84
<b>7 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>87</b>
<b>A Experimentaufbau</b>	<b>89</b>
A.1 Laser . . . . .	89
A.1.1 Abbildungslaser . . . . .	89
A.1.2 Kühlaser . . . . .	90
A.1.3 Rückpumplaser . . . . .	91
A.2 Kammeraufbau . . . . .	91
<b>B Ein effektiver Lademechanismus: 2D<sup>+</sup>-MOT</b>	<b>95</b>
B.1 Prinzip . . . . .	96
B.2 3-D-MOT als Detektor . . . . .	98
B.3 Eichung / Lade- und Zerfallskurven . . . . .	98
B.4 Ergebnisse . . . . .	100
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>103</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Channeltron . . . . .	13
1.2	Einzelatomdetektor auf einem Atomchip . . . . .	14
2.1	Termschema von $^{87}\text{Rb}$ mit dem gewählten Ionisationspfad . . . . .	19
2.2	Zweiphotonenübergang . . . . .	21
2.3	Kopplung eines atomaren Niveaus an ein Kontinuum . . . . .	23
2.4	Erweiterung des Modells durch einen weiteren Zustand $ \chi\rangle$ . . . . .	25
2.5	Dreistufige Photoionisation im Ratenbild . . . . .	27
2.6	Vergleich der Ionisation mit Bloch- und Ratengleichungen . . . . .	30
2.7	Fanoprofile . . . . .	32
3.1	Besetzung der Niveaus während der Anregung . . . . .	37
3.2	Schema eines Aufbaus mit optischer Faser . . . . .	39
3.3	Faserdurchführung in ein Ultrahochvakuum . . . . .	41
3.4	usammenbau mit Faser . . . . .	42
3.5	Schema des Einzelatomdetektors ohne Verwendung von optischen Fasern . . . . .	43
3.6	Abschirmplatte auf dem Atomchip . . . . .	45
3.7	Fokussierung des Ionenstrahls . . . . .	46
3.8	Ablenkung der Ionen zur Detektion . . . . .	47
3.9	Räumliche Auflösung der Ionenoptik . . . . .	48
4.1	Aufbau für die Zweiphotonenspektroskopie . . . . .	50
4.2	Am Zweiphotonenübergang beteiligte Niveaus. . . . .	51
4.3	Zweiphotonenspektren . . . . .	52
4.4	Erweiterungen im Aufbau aus 4.1 . . . . .	53
4.5	Ratenmodell für die Übergänge in der Glaszelle . . . . .	54
4.6	Fluoreszenzsignals beim Einstrahlen des Faserlasers . . . . .	55
4.7	Aufbau zur Ionisation in der Testkammer . . . . .	56
4.8	Resonanzionisationsspektrum von $^{87}\text{Rb}$ im Zustand $5S_{3/2} F = 2$ . . . . .	57
4.9	Ionisationsrate in Abhängigkeit der Leistung im Resonator . . . . .	58
4.10	Laseraufbau für die Ionisation am Chip. . . . .	60
4.11	Absorptionenaufnahmen der Atomwolken im Wellenleiter . . . . .	61
4.12	Aufintegrierte Dichteverteilung . . . . .	62
4.13	Dichteverteilung beim Einstrahlen des Dioden- und des Faserlasers . . . . .	63
4.14	Resonanzionisationsspektrum . . . . .	64
4.15	Aufspaltung von $5D_{5/2}$ im Magnetfeld . . . . .	66

---

4.16	Ionisationsverluste über den Übergang $5S F = 2 \rightarrow 5D F = 4$ für verschiedene Leistungen . . . . .	67
5.1	Magnetfallenaufbau . . . . .	70
5.2	Fertig montierte Mikrostruktur . . . . .	71
5.3	Auskoppeln des Kondensats in den Wellenleiter . . . . .	72
5.4	Breite und Länge des Kondensats im Wellenleiter . . . . .	73
6.1	Schematischer Aufbau einer Laserdiode . . . . .	76
6.2	Schematischer Aufbau einer DFB-Diode . . . . .	77
6.3	Durchstimmbarkeit der Diode mit Hilfe der Temperatur . . . . .	79
6.4	Durchstimmbarkeit der Diode mit Hilfe des Stroms . . . . .	79
6.5	Aufbau der Experimente mit DFB-Dioden . . . . .	81
6.6	Resonatorsignal der DFB-Diode . . . . .	82
6.7	Sättigungsspektroskopie mit einer DFB-Diode . . . . .	83
6.8	Zweiphotonenübergang mit einer DFB-Diode . . . . .	85
A.1	Termschema von $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	90
A.2	Gesamtaufbau des Vakuumsystems. . . . .	92
B.1	Prinzip der verwendeten $2D^+$ -MOT . . . . .	97
B.2	Fluoreszenz der Analyse-MOT . . . . .	99

# 1 Einleitung

Im Jahr 2001 gelang es erstmals, ein Bose-Einstein-Kondensat in einer magnetischen Mikrofalle zu realisieren [Ott01, Hän01a]. Diese Fallen zeichnen sich dadurch aus, dass die magnetfelderzeugenden Elemente nur wenige Mikrometer von den zu fangenden Atomen entfernt sind [Wei95]. In den ersten Mikrofallen wurden die Felder durch einige 10  $\mu\text{m}$  dicke Drähte erzeugt [For98b]. Da die Leiter auf Mikrofallen typischerweise nur Ströme von weniger als ein Ampere führen müssen, ist es möglich, sie auf einem Mikrochip zu integrieren [Rei99, Cas00b]. Diese so genannten „Atomchips“ erlauben es, mit hoher Präzision maßgeschneiderte Potentiale für verschiedene Anwendungen zu erzeugen. Schon bald nach der Erzeugung der ersten Kondensate auf Atomchips entstanden daher eine Reihe von Vorschlägen für deren Anwendungen. Sie reichten von hochempfindlichen interferometrischen Sensoren [For06] über grundlegende Untersuchungen in eindimensionalen Systemen [Rei04] bis zur Quanteninformationsverarbeitung [Fol02].

Die Nähe der felderzeugenden Elemente zu den gefangenen Atomen bei Mikrofallen stellt gegenüber konventionellen Fallen ein völlig neues Szenario dar. In konventionellen Magnetfallen sind die Atome von der Umgebung so gut entkoppelt, dass sie nur mit den harmonischen Potentialen der felderzeugenden Spulen wechselwirken. In Mikrofallen greift diese idealisierte Annahme nicht. Durch den geringen Abstand zu den felderzeugenden Elementen, lassen sich die Potentiale nicht mehr als idealisiert parabolisch annähern. Die Nähe der kalten Atome – typische Temperaturen liegen bei einem Mikrokkelvin – zu den Leitern mit einer Temperatur von ungefähr 300 K kann auch zu einer Ankopplung der Atome an die thermischen Bewegungen der Elektronen in metallischen Oberflächen führen [Hen99a, Hen99b]. Bei von wenigen Mikrometern Abstand zwischen Atomen und Oberflächen treten attraktive Wechselwirkungen wie Casimir-Polder- und van-der-Waals-Wechselwirkungen auf. Entsprechend lagen die Schwerpunkte bei ersten Untersuchungen zu Kondensaten in Mikrofallen: Untersucht wurden die Einflüsse von Imperfektionen der Leiter [For02b, Kra02, Est04], sowie Verlustmechanismen durch die Nähe zu Oberflächen [Jon03, Har03, Sch05a, Lin04, Har05]. Da sich in Mikrofallen sehr leicht anharmonische Potentiale realisieren lassen, war auch die Dynamik von Kondensaten in diesen neuen Fallentypen von Interesse [Ott03a, Ott03b].

Parallel dazu wurden neue Fallengeometrien [Fol02, Kra05b] und neue Fallentypen entwickelt, wie elektrostatische Fallen [Trü04], mit Hilfe von Radiofrequenz erzeugte Fallen [Sch05c, Cou06] und Fallen die durch Supraleiter [Sch05a] erzeugt wurden. Eine herausragende Bedeutung bei den Fallengeometrien hat dabei der magnetische Wellenleiter erlangt. Analog zu einem Lichtwellenleiter besteht er aus einem langen Kanal, in dem sich die Materiewellen ausbreiten können. In dieser Arbeit wird in Kapitel 5 ein Ex-

periment vorgestellt, bei ein Kondensat zum ersten Mal anregungsfrei in einen solchen Wellenleiter gekoppelt wurden. In diesen Wellenleitern ist es mittlerweile nicht nur möglich, Kondensate über einen Chip zu transportieren [Hän01b], sondern auch präzise zu positionieren [Gün05a].

Die Zuverlässigkeit, mit der in Mikrofallen Kondensate präpariert werden können, ließ den Wunsch entstehen, nicht nur die Falle, sondern auch den Rest der Anlage zu verkleinern. Ein Schritt dazu wird in dieser Arbeit in Kapitel 6 vorgestellt: Die Verwendung von Laserdioden mit verteilter Rückkopplung [Kra05a] verspricht signifikante Vereinfachungen im optischen Aufbau. Dies wird nicht nur nötig, weil die Atomchips selber mit der Zeit immer komplexer werden, sondern auch weil neue Anwendungen wie der Wunsch, transportabler Bose-Einstein-Anlagen z.B. für Weltraumexperimente oder Sensoren, nach wartungsärmeren Apparaturen verlangen.

Zur Zeit werden in vielen Arbeitsgruppen, die mit Atomchips arbeiten, Experimente zur Interferenz von Kondensaten an Atomchips durchgeführt [Wan05, Shi05]. Im Gegensatz zu konventionellen Fallen, lassen sich diese Experimente in Mikrofallen so kontrolliert durchführen, dass aus der Phasenlage der Interferenzmuster Informationen über externe Potentiale gewonnen werden können [Sch05c, Gün06]. Dies erlaubt es, interferometrische Sensoren zu bauen. Mit diesen Experimenten nähert sich die Forschungsrichtung immer mehr einer Atomoptik an, bei der Materiewellen die Rolle von Lichtwellen in der Quantenoptik übernehmen. Ähnliche atomoptische Experimente werden mit konventionellen Apparaturen bereits durchgeführt. Dies reicht von quantenstatistischen Messungen [Ött05] bis hin zur Manipulation einzelner Atome [Pin00]. Um die vielfältigen Möglichkeiten eines Atomchips für derartige Experimente einsetzen zu können, ist es notwendig, einen Detektor zu entwickeln, der nicht nur in der Lage ist Phasenkohärenzen zu messen, sondern die volle Atomstatistik zu detektieren. Mit der Entwicklung eines solchen Einzelatomdetektors beschäftigt sich der Schwerpunkt dieser Dissertation (Kapitel 2 und 3).

## 1.1 Quantengase

### 1.1.1 Quantenstatistik

Kohärenz ist sowohl in der Lichtoptik als auch in der Atomoptik ein fundamentales Konzept. Ein perfekt kohärenter Licht- oder Atomstrahl entspricht der Idealvorstellung einer monochromatischen ebenen Welle. In der Realität gibt es jedoch immer Prozesse, die diese Kohärenz stören. Dies führt dazu, dass sich mit Licht aus klassischen Quellen Interferenzexperimente schwerer durchführen lassen, als mit dem Licht eines Lasers. Um diese unterschiedlichen Kohärenzfähigkeiten mathematisch beschreiben zu können, wurde der Formalismus der Korrelationsfunktionen [Ger05] entwickelt.

Der einfachste Test auf Kohärenz besteht darin, zwei Teile einer Welle durch geeignetes Überlappen zur Interferenz zu bringen. Für Experimente mit kalten Atomen wird

dabei die Wellenfunktion  $\Psi(r, t)$  betrachtet<sup>1</sup>. Interferenzstreifen entstehen dann, wenn zwei Teile  $\Psi(x_1)$  und  $\Psi(x_2)$  dieser Wellenfunktion überlappen und sich die dabei einstellende Dichte  $n$  nicht einfach durch die Summe der Dichten der einzelnen Teilwellen  $n(x) = \langle |\Psi(x)|^2 \rangle$  darstellen lässt:

$$n = n(x_1) + n(x_2) + 2\text{Re}\langle \Psi^*(x_1)\Psi(x_2) \rangle . \quad (1.1)$$

Die Stärke dieser Interferenzmuster wird durch die Korrelationsfunktion wiedergegeben

$$g^{(1)}(x_1, x_2) = \frac{\langle \Psi^*(x_1)\Psi(x_2) \rangle}{\sqrt{n(x_1) \cdot n(x_2)}} \quad (1.2)$$

Diese Korrelationsfunktion gibt an, wie gut eine Welle in der Lage ist zu interferieren. Dabei werden üblicherweise zwei Spezialfälle betrachtet: Die zeitliche Korrelationsfunktion gibt an, ob zwei Teilwellen, die nacheinander vom selben Ort ausgekoppelt wurden, interferenzfähig sind. In (1.2) werden dazu die Koordinaten ersetzt durch  $x_1 \rightarrow r, t$  und  $x_2 \rightarrow r, t + \tau$ . Die räumliche Korrelationsfunktion misst, ob zwei Teilwellen aus verschiedenen Orten interferenzfähig sind. Dazu muss die Ersetzung  $x_1 \rightarrow r_1, t$  und  $x_2 \rightarrow r_2, t$  vorgenommen werden. Für eine perfekt monochromatische Welle sind diese Korrelationsfunktionen konstant  $|g| = 1$ . Monochromatische Wellen sind uneingeschränkt interferenzfähig. Ein Wellenpaket mit einer gaußförmigen Einhüllenden

$$\psi(t) = \left( \frac{2}{\pi\Delta t^2} \right)^{1/4} e^{i\omega_0 t} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{\Delta t^2}} \quad (1.3)$$

führt dagegen zu einer Korrelationsfunktion, die auf der Zeitskala  $\sqrt{2}\Delta t$  abfällt

$$|g^{(1)}(\tau)| = e^{-\frac{\tau^2}{2\Delta t^2}} . \quad (1.4)$$

Analog zu  $g^{(1)}$  lassen sich auch höhere Ordnungen der Korrelationsfunktion definieren, die jeweils einen neuen Kohärenzbegriff mit sich bringen. So gibt

$$g^{(2)}(r_1, r_2) = \frac{\langle \Psi^*(r_1)\Psi^*(r_2)\Psi(r_2)\Psi(r_1) \rangle}{n(r_1) \cdot n(r_2)} \quad (1.5)$$

die Dichtekorrelation wieder. Eine quantenmechanische Beschreibung dieser höheren Korrelationsfunktionen und der damit verbundenen Kohärenzen wurde von R. J. Glauber [Gla63] durchgeführt. Kohärenzen höherer Ordnung beruhen auf den statistischen Verteilungen der zugrunde liegenden Teilchen, was sich am eindrucksvollsten durch die Unterschiede der  $g^{(2)}$ -Funktionen von Bosonen und Fermionen darstellen lässt. Für Bosonen führt eine klassische Quelle, auch wenn sie monochromatisch und damit kohärent

<sup>1</sup>Zur Vereinfachung wird hier eine klassische Welle benutzt. Die Quantenmechanische Analogie mit  $\hat{\Psi}(x_1)$  ist z.B. in [Gla63] zu finden.

<sup>2</sup>Die Klammern  $\langle \cdot \rangle$  bedeuten hier einen zeitlichen Mittelwert.

erster Ordnung ist, nicht zu einer gleichmäßigen Verteilung der Bosonen. Vielmehr ist die Wahrscheinlichkeit, dass zwei Bosonen gleichzeitig am Detektor eintreffen höher als bei einer klassischen Verteilung der Teilchen. Ihre Korrelationsfunktion zweiter Ordnung zeigt, wie  $g^{(1)}$  bei Inkohärenz erster Ordnung, ein Maximum bei  $\tau = 0$  von  $g^{(2)}(0) = 2$  und fällt für größere Zeiten auf  $g^{(2)}(\tau) = 1$ . Dieses bevorzugt gehäufte Auftreten von Bosonen wird als *bunching* bezeichnet. Für Photonen wurde dieser Effekt in den Experimenten von Hannbury Brown und Twiss ausgenutzt [Han56, Reb57], um den Durchmesser eines Sterns zu bestimmen. Das Licht eines Lasers dagegen ist auch in höheren Ordnungen kohärent [Are65]. Dies führt in allen Ordnungen zu einer konstanten Korrelationsfunktion. Fermionen zeigen das gegenteilige Verhalten von Bosonen: Die Wahrscheinlichkeit zwei Fermionen gleichzeitig zu detektieren ist null. Daher zeigt die  $g^{(2)}$ -Funktion von Fermionen einen Einbruch bei  $\tau = 0$ . Dieses *anti-bunching* konnte zum ersten mal an Elektronen in Halbleiterbauelementen [Hen99c, Oli99] beobachtet werden.

Auch wenn Interferenzphänomene von Elektronen, Atomen und sogar Molekülen an Gittern lange bekannt sind [Dav27, Est30], konnten für freie Teilchen höhere Korrelationsfunktionen erst in neuerer Zeit gemessen werden. So gelang es 1996 [Yas96] die  $g^{(2)}$ -Funktion eines bosonischen  $^{20}\text{Ne}$ -Strahls zu vermessen. Erst im Jahr 2002 wurde ein ähnliches Experiment an einem Elektronenstrahl durchgeführt [Kie02].

Mit der Erzeugung der ersten Bose-Einstein-Kondensate [Ket99, Dal99, Cou01] war ein neuer Materiezustand verfügbar. Wird ein Gas aus Bosonen in einer Falle unter eine kritische Temperatur gekühlt, wird der Grundzustand des Systems makroskopisch besetzt. Dieser makroskopisch besetzte Zustand ist analog zu einem Laser für alle Korrelationsfunktionen ein kohärenter Zustand [Ket97]. Die ersten Nachweisverfahren von Bose-Einstein-Kondensaten konnten diese Kohärenzen jedoch noch nicht messen. Stattdessen wurde ein Anstieg der zentralen Dichte sowohl im Orts- als auch im Impulsraum als Kondensationsnachweis interpretiert [And95, Dav95, Bra95, Mew96].

Der Nachweis der Kohärenz erster Ordnung gelang zwei Jahre später über die Interferenz zweier Kondensate [And97]. Die Phasenkohärenz eines Kondensats konnte auch durch Bragg-Spektroskopie [Ste99] verifiziert werden. Kurze Zeit nach dem Nachweis der Phasenkohärenz wurde auch die Kohärenz der  $g^{(3)}$ -Funktion indirekt nachgewiesen [Bur97]. In einer Verteilung aus inkohärenten Bosonen steigt  $g^{(3)}(0)$  auf sechs an. Die Wahrscheinlichkeit, drei Bosonen gleichzeitig vorzufinden ist also sechsmal höher als für drei Bosonen an verschiedenen Orten. In einer Wolke aus kalten Atomen macht sich dies als ein Atomverlust bemerkbar: Treffen drei Atome aufeinander, können zwei von ihnen ein Molekül bilden, das die Falle verlässt. Burt et al. konnten zeigen, dass diese Verluste in einem Kondensat um einen Faktor  $7,4 \pm 2,6$  unterdrückt sind.

Auch der Nachweis der Kohärenz der  $g^{(2)}$ -Funktion gelang zunächst [Ket97] nur indirekt. Die Kohärenz zweiter Ordnung beschreibt Dichtefluktuationen. Bei Fluktuationen im Kondensat wäre  $g^{(2)}(0) = 2$  zu erwarten. Die lokale Dichte wiederum bestimmt gemeinsam mit der Streulänge der Atome die Wechselwirkungsenergie in einem Kondensat. Die Wechselwirkungsenergie kann in expandierenden Kondensaten sehr genau ge-

messen werden. Dadurch konnte nachgewiesen werden, dass  $g^{(2)}(0) = 1$  ist und ein Kondensat damit auch nach diesem Kriterium kohärent ist. Direkt wurde die  $g^{(2)}$ -Funktion erst 2003 bestimmt [Hel03], indem mit einem  $\pi/2$ -Braggpuls zwei Kopien eines Kondensats erzeugt wurden. Der räumliche Abstand zweier interferierender Regionen konnte durch die Separationszeit eingestellt werden. Die dabei ermittelten  $g^{(2)}$ -Funktionen erlauben Rückschlüsse auf die Phasenkohärenz, die nicht konstant war, da die Messung an elongierten Quasikondensaten durchgeführt wurde. Auch in [Sch05b] wird die  $g^{(2)}$ -Funktion von Kondensaten bestimmt. Dabei werden Wolken metastabiler He-Atome oberhalb und unterhalb der Kondensationstemperatur auf ein *Multichannelplate* fallen gelassen. Dadurch kann die Position einzelner Atome orts aufgelöst bestimmt werden. Durch die Analyse des Rauschens in optischen Abbildungen [Bac04, Alt04] konnten Paar-korrelationen in optischen Gittern [Föl05] und bei dissoziierten Molekülen [Gre05] analysiert werden.

### 1.1.2 Atomlaser

Die Analogie bei den Kohärenzeigenschaften zwischen einem Bose-Einstein-Kondensat und einem Laser führten schnell zu der Idee des Atomlasers. Gemeint ist damit ein Strahl kalter Atome, der wie ein Laserstrahl kohärent ist. Als Quelle dieser Materiewelle sollte ein Bose-Einstein-Kondensat dienen. Als Ziel wird dabei angestrebt, das Kondensat wie einen optischen Resonator kontinuierlich mit thermischen Atomen zu laden und gleichzeitig einen kohärenten Atomstrahl auszukoppeln. Auch wenn das kontinuierliche Laden noch Schwierigkeiten bereitet, gab es schon wenige Jahre nach dem Erzeugen der ersten Kondensate Fortschritte beim Auskoppeln des Atomstrahls. In [Mew97] wird ein Kondensat mit einem kurzem Radiofrequenzpuls bestrahlt. Dadurch wird ein Teil der Atome in einen magnetisch nicht gefangenen Zustand überführt und konnte aus dem Kondensat entweichen. Da dieser Prozess nicht dissipativ ist, eignet er sich als Auskoppelmechanismus für einen Atomlaser. Der erste kontinuierliche Atomlaser wiederum wird in [Blo99] vorgestellt. Hier wird ein kontinuierlicher Atomstrahl mit einer kontinuierlichen Radiofrequenz erzeugt. Mit diesem Atomstrahl konnte die räumliche [Blo00] und zeitliche [Köh01] Kohärenz erster Ordnung des Kondensats nachgewiesen werden. Zur Messung der räumlichen Kohärenz wurden die Atome mit zwei verschiedenen Frequenzen an verschiedenen Orten des Kondensats ausgekoppelt. Die Messung der zeitlichen Kohärenz geschah, indem der Atomstrahl in sich selbst zurückreflektiert wurde [Blo01]. Vor Kurzem konnte die vollständige Verteilungsstatistik der Atome in einem derartigen Atomstrahl gemessen werden [Ött05]. So wurde nicht nur die Kohärenz zweiter Ordnung bestätigt, sondern auch die Poissonverteilung der Atome direkt bestimmt. Damit erscheint die Analogie zwischen dem optischen Laser und dem Atomlaser gerechtfertigt.

Die meisten bisher veröffentlichten Atomlaser benutzen Radiofrequenz zur Auskopp-  
lung<sup>3</sup>. Die Atome sind danach nicht mehr gefangen und fallen unter Gravitation frei nach

<sup>3</sup>Eine Ausnahme bildet der Atomlaser aus in einer optischen Dipolfalle gefangenen Atomen [Cen03]. Da in

unten. Für Anwendungen wie Interferometer oder auch Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung wäre jedoch ein Atomlaser wünschenswert, der einen in einem magnetischen Wellenleiter propagierenden Atomstrahl erzeugt. Als erster Schritt in diese Richtung wird in dieser Arbeit (s. Kapitel 5) ein On-Chip-Atomlaser vorgestellt, bei dem die Atome durch Erniedrigen des Fallenpotentials in den transversalen Grundzustand eines Wellenleiters überführt werden. Mit einem magnetischen Gitter [Gün05b] ist es denkbar, dass die Atome noch kontrollierter aus dem Kondensat in den Wellenleiter gekoppelt werden.

### 1.1.3 Eindimensionale Quantengase

Gäbe es bei kalten Atomen nur die Bereiche „kondensiert und kohärent“ sowie „nicht kondensiert und inkohärent“, würden sich weitere Untersuchungen zu Korrelationen erübrigen. Gerade bei stark anisotropen Atomwolken, wie sie in Mikrofallen hergestellt werden können, existieren jedoch zu einer Reihe weiterer Phänomene.

Bose-Einstein-Kondensate wie sie oben vorgestellt wurden bilden kohärente Zustände mit einer langreichweitigen Ordnung. In bisher aufgeführten Messungen wurden Kohärenzlängen gemessen, die der Kondensatsgröße entsprechen. Diese Kondensate wurden allerdings alle in nahezu sphärischen Fallen erzeugt. In eindimensionalen Fallen hingegen können wechselwirkende Atome keine langreichweitige Ordnung ausbilden [Fis02] und daher auch keine Kondensate bilden. Dies macht es interessant, die Kohärenzeigenschaften und damit die Korrelationsfunktionen der Atomwolken in stark elongierten Fallen zu untersuchen.

Bei einem dreidimensionalen Bose-Einstein-Kondensat ist sowohl die  $g^{(1)}$ -Funktion als auch die  $g^{(2)}$ -Funktion konstant 1. Dabei gibt es immer Prozesse, die diesen Kohärenzen entgegenwirken. Sowohl die Phase ( $g^{(1)}$ ) als auch die Dichte ( $g^{(2)}$ ) sind Anregungen ausgesetzt, die entweder durch Nullpunktsfluktuationen, oder durch thermische Anregungen aus der ein Kondensat bei  $T \neq 0$  umgebenden thermischen Wolke entstehen können [Pet00a, Pet00b]. Diese Fluktuationen können in einem dreidimensionalen Kondensat unterdrückt werden. Daher stellt sich die Frage, wann eine Atomwolke „zu eindimensional“ für ein Kondensat wird und welche Kohärenzen dann verlorengehen. Um die relevanten Parameter zu identifizieren wird im Weiteren wird ein zigarrenförmiges Kondensat der Länge  $L$  mit dem Radius  $R$  betrachtet<sup>4</sup> mit  $L \gg R$ .

Untersucht man das Anregungsspektrum für Dichtefluktuationen, lässt sich zeigen [Pet00b], dass der Einfluss von Vakuumfluktuationen zu gering ist, als dass er das Kondensat beeinflussen könnte. Der Hauptbeitrag zu Dichteanregungen entsteht durch quasiklassische thermische Anregung aus der das Kondensat umgebenden thermischen Wol-

---

Dipolfallen alle magnetischen Unterzustände der Atome gefangen sind, wird dieser Laser ausgekoppelt indem das optische Potential heruntergerampft wird.

<sup>4</sup>Gemeint sind immer Kondensate im Thomas-Fermi-Regime. Die Längen geben die Thomas-Fermi-Radien wieder. Für die qualitativen Argumente in diesem Kapitel genügt es aber  $R$  und  $L$  als charakteristische Längen zu betrachten.

ke. Die Energie dieser Dichteanregungen ist von der selben Größenordnung wie das chemische Potential  $\mu$ , was zu einer Längenskala führt, die deutlich kleiner ist als der Radius  $R$  des Kondensats. Für diese Anregungen ist das Kondensat daher ein dreidimensionales Objekt, das Fluktuationen erfolgreich unterdrücken kann. Daher bleibt das Kondensat  $g^{(2)}$ -kohärent.

Die Wellenfunktion eines Kondensats mit kohärenter Dichte [Pet01] lässt sich schreiben als  $\hat{\psi} = \sqrt{n(r)} \exp\{i\hat{\phi}(r)\}$ . Dabei ist  $\hat{\phi}$  der Phasenoperator. Als  $g^{(1)}$ -Korrelationsfunktion ergibt daher

$$\langle \hat{\psi}^\dagger(r) \hat{\psi}(r') \rangle = \sqrt{n(r)n(r')} e^{-\langle [\delta\hat{\phi}(r,r')]^2 \rangle / 2} \quad (1.6)$$

mit  $\delta\hat{\phi}(r,r') = \hat{\phi}(r) - \hat{\phi}(r')$ . Betrachtet man das Bogoliubov-Anregungsspektrum der Phase [She92], so kann man deren thermischen Anregungen in zwei Bereiche aufteilen: Die hochenergetischen Anregungen haben eine Länge  $l_\phi < R$  und sehen daher das Kondensat wie die Dichteanregungen als dreidimensionales Gebilde. Die niederenergetischen Anregungen dagegen haben eine Länge  $l_\phi > R$  und sehen das Kondensat als quasi eindimensionales Objekt. Sie werden nicht ausgedämpft. Da  $l_\phi < L$  ist führen sie dazu, dass die axiale Phasenkohärenz des Kondensats verloren geht. In diesem Regime, in dem die Dichte des ursprünglichen Kondensats noch erhalten ist, die Phase aber aufbricht, spricht man von Quasikondensaten. Erst bei niedrigen Temperaturen  $T < T_\phi$  unterhalb einer kritischen Temperatur  $T_\phi$ , ist  $l_\phi > L$  und die Phase über das Kondensat wird wieder kohärent. Diese Phasenfluktuationen konnten durch Interferenzexperimente [Det01, Hel01, Hel03] und Braggstreuung [Ger02, Ger03, Ric03] nachgewiesen werden. Ein Hinweis auf die Unterdrückung der Dichtefluktuationen und damit auf  $g^{(2)} = 1$  auch bei Quasikondensaten gelang kürzlich über die genaue Auswertung von Absorptionsspektren von Quasikondensaten in Mikrofallen [Est06].

Neben den Quasikondensaten lassen sich bei stark anisotropen Gasen zwei Bereiche deutlich unterscheiden: Den der schwachen Wechselwirkung, in dem sich die Gase wie thermische Gase verhalten und den der starken Wechselwirkung, bei denen Bosonen eine Fermiverteilung annehmen. Wird bei einem eindimensionalen Gas die Wechselwirkung reduziert, z.B. indem die Dichte erhöht wird, gelangt man in das Regime schwacher Wechselwirkung. Für jede Temperatur, auch weit unter der Grenztemperatur für Quantenentartung  $T_Q$ , existiert eine kritische Wechselwirkung, unterhalb der sich  $g^{(2)}$  eines Bosegases dem Wert 2 annähert [Khe03, Khe05]. Wird die Wechselwirkung zu schwach, bricht also auch die Dichteverteilung auf und man erhält ein inkohärentes Bosegas. Der Unterschied zwischen einem inkohärentem Quantengas ( $T < T_Q$ ) und einem inkohärentem klassischen Gas ( $T > T_Q$ ) besteht nur darin, dass sich bei Erhöhung der Wechselwirkung beim Quantengas zunächst ein Quasikondensat ausbildet, während das klassische Gas direkt in das stark wechselwirkende Regime übergeht [Khe03].

Im Grenzfall starker Wechselwirkung zeigt sich ein völlig anderes Verhalten der Atome. Werden die Atome radial sehr stark komprimiert und so jede radiale Bewegung eingefroren, können die Atome im Wellenleiter einander nicht mehr passieren [Gir02]. Die so hintereinander aufgereihten Atome besetzen dann nicht mehr den Grundzustand der

Falle, sondern verhalten sich wie nicht wechselwirkende Fermionen. Dieses Verhalten tritt bei eindimensionalen Gasen immer dann ein [Dun01b, Das02], wenn die Repulsionsenergie unkorrelierter Atome  $E_{\text{unk}} = g \cdot n_{1D}$  deutlich größer wird als die Lokalisierungsenergie der Atome  $E_{\text{kor}} = \hbar^2/2md^2$ . Dabei ist  $g$  die Wechselwirkungsstärke,  $n$  die Dichte,  $m$  die Masse der Atome und  $d$  deren mittlerer Abstand. Als Maß für das Erreichen dieses so genannten Tonks-Girardeau-Regimes dient  $\gamma = E_{\text{unk}}/(4E_{\text{kor}})$ .

Mittlerweile gibt es mehrere Realisierungen eines Tonks-gases. In [Lab04] wird ein  $^{87}\text{Rb}$ -Kondensat in ein zweidimensionales optisches Gitter geladen. Obwohl in diesem Gitter nur  $\gamma = 0,5$  erreicht wird, sind Dreikörperverluste um einen Faktor 7 gegenüber einem Bose-Einstein-Kondensat unterdrückt. Dies ist ein deutlicher Hinweis auf eine Reduktion von  $g^{(3)}(0)$  und damit einer Fermionisierung des Bose-gases. Ein  $\gamma > 1$  erreichten [Par04, Kin04] ebenfalls in optischen Fallen. In [Par04] werden die Atome dazu in ein periodisches Potential geladen und so ihre effektive Masse erhöht was ihre Lokalisierungsenergie verkleinert. Dadurch konnte ein  $\gamma$  von 200 erreicht werden. Die Fermionisierung wird dabei über die Impulsverteilung der Atome nachgewiesen. [Kin05] gelang es,  $g^{(2)}(0)$  zu messen, indem die Atome in der Falle photoassoziiert werden. Da für die Photoassoziation immer zwei Atome benötigt werden, lässt sich aus einer Reduktion der Photoassoziationsrate ein *anti-bunching* ableiten.

Bisher wurden Tonks-gase nur in optischen Gittern erreicht. Der Einschluss durch zwei Laserpaare führt zu einer Vielzahl von langgestreckten Fallen (6400 in [Kin04]), wobei sich in jeder dieser Fallen ein Tonks-gas mit typischerweise etwa 100 Atomen ausbilden kann. Diese kleinen Atomzahlen lassen sich nur abbilden, weil immer alle Fallen gleichzeitig abgebildet werden. Dadurch ist es unmöglich, ein einzelnes Tonks-gas zu untersuchen oder gar zu manipulieren. [Rei04] diskutiert die Möglichkeit, ein Tonks-gas in einer Chipfalle herzustellen und kommt zu dem Schluss, dass dies mit kleinen Atomzahlen (ca 30 Atome für  $\gamma > 300$ ) möglich sein sollte. Die Hauptschwierigkeit neben chipproduzierten Störfeldern [Kra02, Est04] und Verlusten durch die Nähe zur Chipoberfläche [For02b] stellt dabei die Detektion der Atome dar. Hier ist ein Detektor wünschenswert, der nicht nur einzelne Atome messen kann, sondern auch in der Lage ist, die vollständige statistische Verteilung der Atome aufzunehmen, um so einen Zugriff auf alle Korrelationsfunktionen zu erhalten.

## 1.2 Nachweisverfahren

Standardverfahren, um kalte Atome und Bose-Einstein-Kondensate nachzuweisen, beruhen auf der Wechselwirkung der Atome mit Licht. Üblicherweise werden die Atome entweder mit resonantem oder mit nichtresonantem Licht beleuchtet, das anschließend auf einer CCD-Kamera ein Bild der Atomwolke erzeugt [Ket99, Cou01]. Mittlerweile existieren auch andere Detektionsmethoden, die geringere Dichten bis hin zu einzelnen Atomen auflösen können. Diese Verfahren eignen sich auch, um die Statistik der Atome direkt zu messen. Bei Messverfahren, die die Atome nicht direkt detektieren, sondern Photo-

nen messen und daraus ein Rückschlüsse auf die Atome ziehen, muss dabei allerdings immer auch die Statistik der Photonen berücksichtigt werden [Gol98]. Gerade bei der Wechselwirkung mit nur wenigen Photonen, kann dies einen erheblichen Einfluss ausmachen. Direkte Nachweise von Atomen hingegen gelingen über die Ionisation oder die Wechselwirkung metastabiler Atome mit Oberflächen.

Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über bisher existierende Detektionsverfahren gegeben.

### 1.2.1 Abbildungen mit Kameras

Bei der resonanten Abbildung mit Kameras werden die Fallen schlagartig abgeschaltet, so dass die Atomwolke unter Gravitation frei expandiert. Beim plötzlichen Ausschalten verlieren die Atome alle durch die Fallen erzeugte potentielle Energie. Die Expansion wird daher nur durch die kinetische Energie und die Wechselwirkung zwischen den Atomen bestimmt. Ist die Expansionszeit lang genug, so gibt die Form der Atomwolke nach der Expansion diese Energien wieder. Typische Wolken sind dann auch nicht mehr optisch dicht, und groß genug, dass Unterstrukturen wie Interferenzstreifen optisch aufgelöst werden können. Wird die Wolke mit resonantem Licht beleuchtet, lässt sich ihr Schatten auf einer CCD-Kamera abbilden. Durch einen Vergleich mit einer Abbildung ohne Atome lässt sich für jedes Pixel auf der Kamera die Anzahl der Atome bestimmen, die Licht gestreut haben.

Diese Art der Abbildung ist für viele Experimente mit kalten Atomen und Kondensaten gut geeignet. Die Atomzahlen liegen häufig im Bereich von  $10^5$ , was auf der Kamera ein gut sichtbares Absorptionssignal hinterlässt. Gleichzeitig sind Kondensate zwar häufig optisch dicht, durch die ballistische Expansion wird die Dichte jedoch soweit reduziert, dass das Dichteprofil auch im Zentrum des Kondensats aufgenommen werden kann. Eine Auflösung von  $10\ \mu\text{m}$  lässt sich sowohl mit der Abbildungsoptik, als auch mit der Kamera leicht erreichen. Die wesentlichen Nachteile dieser Abbildung liegen darin, dass zum Einen nur große Dichten nachgewiesen werden können und dass zum Anderen die Atome bei jeder Abbildung aus der Falle entfernt werden. Dies verhindert, ein Ensemble von gefangenen Atomen kontinuierlich zu beobachten.

Wird in einem ähnlichem Aufbau wie bei der Absorptionsabbildung nichtresonantes Licht benutzt, streuen die Atome kein Licht sondern verursachen nur noch eine Phasenverschiebung. Gleichzeitig erfahren sie selbst auch nur eine Phasenverschiebung und werden nicht angeregt. Da das Licht nicht absorbiert wird, ist die Wolke auch nicht optisch dicht, so dass eine Expansion vor der Abbildung nicht mehr nötig ist. Die Phasenverschiebung kann durch verschiedene Methoden [Ket99] vor der Kamera in einen Helligkeitsunterschied umgewandelt werden. Auf diese Weise ist es gelungen, von einem Kondensat 20 Aufnahmen zu nehmen, ohne es signifikant zu stören [And96]. Dadurch kann die interne Dynamik in einem Kondensat deutlich einfacher dargestellt werden als durch wiederholte Messungen mit Absorptionsaufnahmen. Diese Methoden benötigen

allerdings eine um einen Faktor zwei höhere Dichte, um das gleiche Signal zu erzeugen wie Absorptionsabbildungen. Für stark verdünnte Atomwolken bzw. kleine Atomzahlen sind sie daher nicht geeignet. Zusätzlich stellen sie höhere Anforderungen an die Phasenstabilität der verwendeten Optik.

### 1.2.2 Absorptionsnachweise

Es ist nicht immer nötig, bei einem Atomnachweis gleichzeitig eine Abbildung der kompletten Atomwolke zu erhalten. Oft genügt es auch die Gesamtanzahl der Atome zu bestimmen, oder an einem Ort eine Dichtemessung durchzuführen. Um diese Information zu erhalten, kann die Absorption eines Ensembles von Atomen auch mit einer Photodiode oder einem Einzelphotonenzähler detektiert werden. Eine Methode dies orts aufgelöst durchzuführen, die auch gleichzeitig gut auf einem Atomchip integriert werden kann, wurde in [QS04] vorgestellt. Dabei werden zwei Glasfasern auf einen Microchip geklebt, so dass die Enden der Fasern einen Abstand von 4,5 mm besitzen. Eine der beiden Fasern besitzt eine Mikrolinse an ihrem Ende. Durch diese Faser wird resonantes Licht geleitet. Dieses Licht wird von der zweiten Faser (einer Multimodenfaser) wieder aufgefangen. Befinden sich Atome zwischen den Faserenden, führt ihre Absorption zu einer Verringerung der Transmission. Mit dieser Anordnung konnte in [QS04] die D2-Linie von  $10^5$  gefangenen Cs-Atomen gemessen werden.

### 1.2.3 Fluoreszenznachweise

Eine weitere Art Atome nachzuweisen, ist die Detektion von Fluoreszenzlicht. Dazu wird ein Atom mit resonantem Licht beleuchtet. Dadurch wird es angeregt und zerfällt über spontane Emission wieder in den Grundzustand. Wird das dabei freiwerdende Photon aufgefangen, kann es nachgewiesen werden. Die Streurrate  $R$  ist dabei durch die Zerfallsrate des angeregten Zustands  $\gamma$  sowie die Intensität  $I$  und die Verstimmung  $\delta$  des anregenden Lichts gegeben:

$$R = \frac{\gamma}{2} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2}. \quad (1.7)$$

Dabei ist  $s_0$  der Sättigungsparameter nach [Dem95]

Mit dieser Methode kann man dichteunabhängig Atomwolken nachweisen. Sie funktioniert sowohl bei Wolken mit Atomzahlen von einigen  $10^8$  Atomen als auch bei einzelnen Atomen. Dabei kann jedes Atom viele Photonen streuen. Der Nachteil liegt in der großen Anzahl an gestreuten Photonen, die nicht detektiert werden. Sollen nicht alle Atome in einem Experimentaufbau nachgewiesen, sondern nur lokal an einer Stelle detektiert werden, können diese Photonen die restlichen Atome empfindlich stören.

Fluoreszenzmessungen lassen sich auch mit Resonatoren kombinieren. So wurden vor Kurzem [Tep06] einzelne  $^{87}\text{Rb}$ -Atome mit Hilfe eines Resonators auf einem Atomchip

nachgewiesen. Dazu wurde mit zwei Spiegeln im Abstand von 2,66 cm ein Fabry-Perot-Resonator mit einer Finesse von  $F = 8600$  und einer Linienbreite von 650 kHz gebildet. Atome, die sich innerhalb der Resonatormode befinden, werden durch einen zur Mode gekreuzten resonanten Laser angeregt. Durch den Resonator emittiert das Atom beim Zerfall nicht homogen verteilt. Stattdessen gibt es eine erhöhte Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon in den Resonator emittiert wird. Das Verhältnis  $\eta$  der Emission in den Resonator gegenüber der Emission in den freien Raum beträgt in [Tep06]  $\eta = 0,07$ . Die Photonen im Resonator werden anschließend mit einem Einzelphotonenzähler gezählt. Pro Atom ist es in diesem Aufbau nötig, im Mittel zwei Photonen zu detektieren.

### 1.2.4 Resonatoren

Resonatoren lassen sich nicht nur verwenden, um das Fluoreszenzlicht eines Atoms aufzufangen. Es existiert eine Reihe weiterer Vorschläge, mit Resonatoren einzelne Atome zu detektieren. Gemeinsam ist ihnen, dass jeweils die Transmission durch den Resonator in der Anwesenheit von Atomen verringert wird. Dabei kann entweder mit resonantem Licht gearbeitet werden, dann ist der Einbruch der Transmission auf Absorption von Photonen zurückzuführen, oder es wird nichtresonantes Licht verwendet, dann verstimmt der Brechungsindex eines anwesenden Atoms den Resonator.

In [Lon03] wird die Möglichkeit diskutiert, mit einem Resonator auf einem Chip einzelne Atome zu detektieren. Dazu soll nichtresonantes Licht verwendet werden. Mit steigender Verstimmung wird die Wahrscheinlichkeit geringer, dass ein Atom durch ein Photon angeregt wird, allerdings wird auch die Phasenverschiebung aufgrund des Atoms geringer. In einem Resonator, in dem das Licht häufig umläuft, kann diese Phasenverschiebung aufgesammelt werden. Die Wahrscheinlichkeit  $p$ , dass ein Atom angeregt wird um eine bestimmte Phase aufzusammeln, hängt über  $p \sim 1/F$  mit der Finesse  $F$  des Resonators zusammen. In Resonatoren mit hoher Finesse wurden bereits einzelne Atome detektiert [Mun99], jedoch ist es technisch schwierig, diese makroskopischen Resonatoren auf einen Chip zu realisieren. Deswegen werden in [Lon03] zwei Verfahren vorgeschlagen, um die Resonatoren auf einen Chip zu integrieren. Zum Einen soll der Resonator durch zwei Faserenden gebildet werden, dabei ist eine Finesse von über 1000 erreichbar. Zum Anderen wird vorgeschlagen, eine *Microsphere* zu benutzen (s. auch [Ros04]). Dies ist eine Kugel mit einem Radius von typischerweise 50  $\mu\text{m}$ . Sie bildet einen Resonator für darin umlaufendes Licht, wobei ein Teil des Lichts als evaneszente Welle aus der Kugel herausragt. Ein Atom, das in die Nähe dieser Kugel gebracht wird, kann an dieses Licht koppeln und daher die Resonanz des Resonators verstimmen. Da das Atom allerdings auf fast 100 nm an die Kugel herangeführt werden muss, erscheint es schwierig, dieses Verfahren kontrolliert anzuwenden. In diesen Abständen wirken bereits van-der-Waals-Kräfte, die das Atom aus der Falle entfernen und an die Oberfläche ziehen können.

Ein besser auf dem Chip integrierter Resonator lässt sich, statt mit aufgeklebte Kugeln, mit photonischen Bandlücken erreichen [Lev04]. Dabei wird vorgeschlagen, auf einem Atomchip nicht nur die Stromleiter aufzubringen, sondern auch Strukturen zu inte-

grieren, die das Licht mit Hilfe photonischer Bandlücken leiten. Bei derartigen Resonatoren lässt sich sowohl die Ankopplung des Lichts an die Atome als auch die Ankopplung der Wellenleiter an externe Lichtquellen optimieren.

Detektionsverfahren mit Resonatoren, die bereits umgesetzt wurden, benutzen resonantes Licht [Ött05, Haa06, Tep06]. In [Ött05] fallen  $^{87}\text{Rb}$ -Atome frei durch einen Resonator in den resonantes Licht eingestrahlt wird. Der Resonator ist 36 mm unterhalb des Kondensats angebracht. Befindet sich ein Atom in dem Resonator, streut es Licht und führt zu einer verminderten Transmission. Der dabei verwendete Resonator hat eine Finesse von  $F = 10^5$  und eine Zerfallsrate von  $2\pi \cdot 6$  MHz. Die große räumliche Trennung zwischen Detektor und Kondensat erlaubt es, das Kondensat weitgehend ungestört zu beobachten, so dass mit diesem Aufbau die Korrelationsfunktion der Atome gemessen werden kann.

In einem sehr ähnlichem Aufbau [Haa06], allerdings mit einem Resonator mit einer Finesse von  $F = 1100$ , werden die Atome aus einer magneto-optischen Falle durch einen magnetischen Quadrupolleiter in den Resonator geführt. Der Leiter wird durch das Feld eines Drahtes und ein externes Kompensationsfeld gebildet. Mit dieser Apparatur kann ein Ensemble von  $1,5 \cdot 10^8$   $^{85}\text{Rb}$ -Atomen detektiert werden. Die Empfindlichkeit wird im Bereich von einem Atom angegeben.

Einzelatomdetektion auf einem Chip wird in [Tep06] nicht nur wie oben bereits beschrieben mit Fluoreszenzmessungen erreicht, sondern auch durch Absorption. Dabei wird der bereits beschriebene Resonator nicht nur als Detektor benutzt. Zusätzlich wird Licht durch einen Spiegel in den Resonator eingekoppelt. Befinden sich Atome im Resonator, streuen sie Licht aus der Resonatormode, was zu einem Einbruch in der Transmission führt. Die Transmission kann wieder mit einem Einzelphotonenzähler gemessen werden.

### 1.2.5 Ionisationsdetektoren

Ein anderer Weg Atome zu detektieren besteht darin, sie mit einer Oberfläche wechselwirken zu lassen. Treffen genügend geladene Ionen auf eine metallische Oberfläche, kann der Ladungstransfer direkt als elektrischer Strom gemessen werden. Bei einzelnen Ionen oder neutralen Atomen ist dies nicht möglich. Mit Hilfsmitteln können sie jedoch trotzdem einzeln detektiert werden. Dies wird bei *Channeltrons* und *Multichannelplates* (MCP) ausgenutzt. Ein *Channeltron* besteht aus Bleiglas, aus dem bei einem Aufprall mit genug Energie Elektronen ausgelöst werden können. Trifft z.B. ein Ion in den Eingangstrichter eines *Channeltrons* (s. Abbildung 1.1), so kann es dort ein Elektron auslösen. Dieses Elektron wird in einem gewundenen Rohr durch eine angelegte Spannung in Bereich von einigen kV zur Rückseite des Channeltrons beschleunigt. Dabei stößt es immer wieder an die Innenwand und löst weitere Elektronen aus. So ist eine Verstärkung um einen Faktor  $10^8$  möglich. Ein MCP bietet gegenüber einem Channeltron zusätzlich eine räumliche Auflösung, allerdings um den Preis einer geringeren Verstärkung. Mit beiden Gerä-



**Abbildung 1.1** Schema eines Channeltrons. Im Eingangstrichter rechts ausgelöste Elektronen werden durch ein gewundenes Rohr nach links beschleunigt und lösen dabei weitere Elektronen aus.

ten können keine neutrale Atome im Grundzustand detektiert werden. Um sie dennoch nachweisen zu können, müssen sie zunächst ionisiert werden.

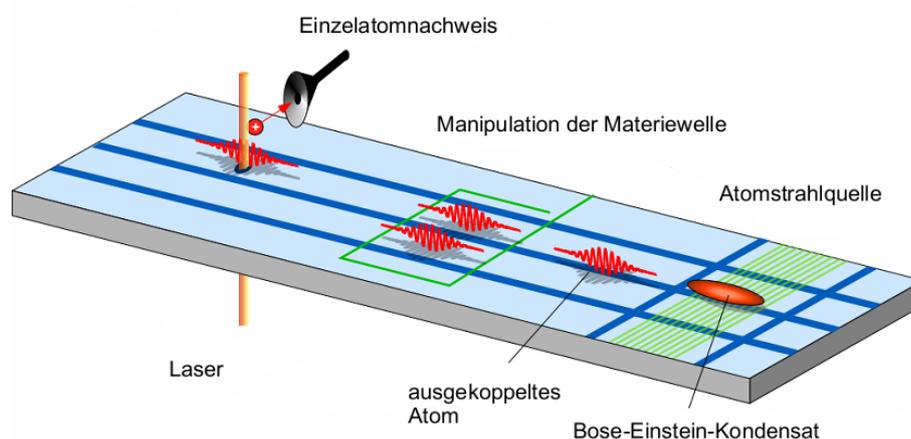
Eine einfachere Methode ist mit metastabilen Edelgasatomen möglich. Die innere Energie dieser Atome reicht aus, dass sie beim Auftreffen z.B. auf ein Goldsubstrat ein freies Elektron auslösen [Yas96, Sch03]. Dieses Elektron kann anschließend auf ein *Channeltron* oder ein *Multichannelplate* beschleunigt und dort detektiert werden. [Yas96] misst auf diese Weise die Korrelationsfunktion zweiter Ordnung an einem lasergekühlten Neon-Atomstrahl. In [Sch03] fallen Argonatome auf eine Goldoberfläche, durch die gegenüber der atomaren Resonanz blauverstimmtes Licht einer evaneszenten Welle dringt. Die Intensität dieses Lichts ist über die Fläche moduliert und führt dazu, dass die Atome die Goldfläche nicht gleichmäßig treffen. Die Elektronen, die durch dieses Treffermuster ausgelöst werden, werden anschließend auf einem *Multichannelplate* abgebildet. In [Sch05b] fallen metastabile Helium-Atome direkt auf ein *Multichannelplate* und lösen dort Elektronen aus. Die Atomwolke kann vorher auf verschiedene Temperaturen bis zu einem Bose-Einstein-Kondensat gekühlt werden. Auf diese Weise kann die Korrelationsfunktion des Kondensats vermessen werden.

### 1.3 Herausforderungen: Integration eines Einzelatomdetektors auf einen Atomchip

Die Abbildungsverfahren für kalte Atome haben gerade in den letzten Jahren beachtliche Fortschritte gemacht. So sind die „klassischen“ Absorptionsabbildungen mit CCD-Kameras über Rauschmessungen mittlerweile in der Lage, Aussagen über die Korrelationsfunktionen zu treffen, auch wenn bei diesen Messungen immer noch relativ hohe Dichten und Atomzahlen benötigt werden. Gleichzeitig ist es nun möglich, in Resonatoren einzelne Atome zu zählen und damit einen Zugriff auf die vollständige Quantenstatistik zu erhalten. Die Resonatorexperimente zeigen aber auch deutlich die Begrenzung dieser Methoden: in [Ött05] ist das Kondensat mehrere Zentimeter vom Detektor entfernt angebracht. Die Atome müssen die Strecke dazwischen frei fallen, was dazu führt, dass nur Atome aus Bose-Einstein-Kondensaten detektiert werden können. Atome aus thermischen Verteilungen besitzen beim Fall so hohe horizontale Impulskomponenten, dass sie den Detektor nicht treffen. Auch in [Tep06] ist der Resonator nicht vollständig in die

Mikrofalle integriert. Die Verwendung von makroskopischen Spiegeln bringt es mit sich, dass die Detektion in einem Abstand von  $200\ \mu\text{m}$  von der Oberfläche stattfinden muss. In diesem Abstand ist es allerdings nicht möglich, stark anisotrope Fallengeometrien zu erzeugen, die ein eindimensionales Verhalten der Quantengase erwarten lassen. Auch interferometrische Sensoren erfordern Fallen im Abstand von wenigen Mikrometern zur Oberfläche [Gün06]. Die Verwendung von resonantem Licht der D2-Linie führt zu einem weiteren Nachteil: Das an den Spiegelflächen erzeugte resonante Streulicht kann Atome, die sich gerade nicht im Detektor befinden, anregen und so deren Messung zu einem späteren Zeitpunkt verhindern. Daher erscheint es sinnvoll, einen alternativen Ansatz für einen Einzelatomdetektor zu entwickeln.

Eine Skizze der Arbeitsweise dieses Detektors ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Der



**Abbildung 1.2** Einzelatomdetektor auf einem Atomchip. Aus einem Kondensat auf einem Chip werden Atome in einen Wellenleiter ausgekoppelt und anschließend manipuliert. Alle Atome, die danach in das Detektionsvolumen gelangen, sollen ionisiert und gezählt werden.

Atomchip wird dabei in drei Bereiche unterteilt. Im ersten Bereich wird ein Kondensat erzeugt, aus dem Atome in einen Wellenleiter ausgekoppelt werden. Das Kondensat übernimmt damit die Rolle eines Reservoirs für einen kohärenten Atomstrahl. Die Atome werden in einem zweiten Bereich des Chips manipuliert. Hier können z.B. interferometrische Experimente durchgeführt werden, die als empfindliche Kraftsensoren dienen. In einem dritten Bereich werden die Atome ionisiert und anschließend detektiert. Die Idee einer derartigen Aufteilung entspricht der üblicher optischer Experimente: Ein Laser erzeugt einen kohärenten Strahl, der z.B. ein Interferometer durchläuft. Anschließend werden die aus dem Interferometer austretenden Photonen mit einem *Photomultiplier* oder eine Photodiode detektiert.

Ein so arbeitender Detektor muss im Wesentlichen zwei Anforderungen erfüllen. Zum Einen muss er eine gute Ortsauflösung besitzen. Dies bedeutet nicht nur, dass er nur die Atome in einem kleinen Volumen nachweist, sondern auch, dass alle übrigen Atome

durch den Detektor nicht beeinflusst werden. So zeigen bisher verwendete Konzepte z.B. einen deutlich störenden Effekt durch Streulicht [Lon03]. Zum Anderen soll die Nachweiseffizienz in der Größenordnung von eins liegen, d.h. bestenfalls wird jedes Atom, das in das Detektionsvolumen gelangt, auch nachgewiesen.

Mit diesen Anforderungen sollen mehrere Ziele erreicht werden. Erstens soll es möglich werden, extrem verdünnte Gase nachzuweisen. Insbesondere Experimente mit eindimensionalen Gasen erfordern Atomzahlen, die in der Größenordnung von hundert Atomen liegen. Auch in interferometrischen Anwendungen zeigt sich der störende Einfluss der Wechselwirkung verschiedener Atome auf die Kohärenz einer Atomwolke [Ols05]. Eine Reduktion der Wechselwirkung bringt aber immer auch eine Reduktion der Atomzahl mit sich. Zweitens soll es möglich sein, die Zählstatistik von Quantengasen zu messen, um damit z.B. die in Kapitel 1.1 beschriebenen Effekte der Teilchenart auf die Statistik zu messen. Drittens werden mit einem kontinuierlich arbeitenden Detektor Experimente möglich, bei denen ein Parameter während einer laufenden Messung verändert wird. Bisher waren dazu Messreihen nötig, bei denen sich dieser Parameter von Schuss zu Schuss ändert.

Eine Zusatzanforderung an den Einzelatomdetektor ist die gute Integrierbarkeit auf Mikrochips. So sollen die Atome direkt in der Falle nachgewiesen werden können, ohne dass sie erst durch freien Fall zum Detektor gelangen müssen. Trotzdem darf der optische Zugang zur Falle nicht weiter eingeschränkt werden.

## Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit gliedert sich folgendermaßen:

Im ersten Teil der Arbeit wird der oben beschriebene Detektor für eine Einzelatomdetektion auf einem Atomchip entwickelt. Dazu werden in Kapitel 2 zunächst die notwendigen Grundlagen erklärt, mit denen Ionisationsprozesse beschrieben und simuliert werden können. Das darauf folgende Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Implementierung dieses Detektors auf einem Atomchip. Im Kapitel 4 werden die Ergebnisse der Messungen mit diesem Detektor vorgestellt.

Kapitel 5 beschreibt die erste Umsetzung eines *On-Chip*-Atomlasers. In diesem Experiment wurden zum ersten Mal Atome anregungsfrei von einem gefangenen Kondensat in einen Wellenleiter auf einem Chip überführt. Dieser Atomlaser kann als Quelle für atomoptische Experimente dienen.

Im Kapitel 6 wird eine Weiterentwicklung des Laseraufbaus vorgestellt. Mit Hilfe von Laserdioden mit verteilter Rückkopplung kann der optische Aufbau wesentlich vereinfacht werden, was einerseits Platz für komplexere Chipfallen freimacht und andererseits neue Experimenttypen, wie Experimente in Schwerelosigkeit ermöglicht.

Im Anhang wird das Prinzip des Tübinger Experimentaufbaus vorgestellt, wobei ein Schwerpunkt auf der Weiterentwicklung der thermischen Atomquellen liegt.



## 2 Nachweis einzelner Atome durch Photoionisation

Der in dieser Arbeit entwickelte Detektor soll Atome detektieren, indem sie zunächst ionisiert werden. In diesem Kapitel werden die notwendigen Grundlagen bereitgestellt, mit denen diese Ionisationsprozesse verstanden und simuliert werden können.

### 2.1 Ionisation

Im Gegensatz zu den von anderen Arbeitsgruppen verfolgten Konzepten zum Einzela-tomnachweis, wird in dieser Arbeit der Weg über die Ionisation neutraler Atome gewählt. Gegenüber dem direkten Nachweis neutraler Atome im Grundzustand haben Ionen den Vorteil, dass sie sich mit Hilfe kommerziell erhältlicher Detektoren wie *Channeltrons* oder *Multichannelplate* einzeln nachweisen und zählen lassen. Ein vergleichbares Nachweisverfahren wird bereits mit neutralen Edelgasatomen in einem metastabilen Zustand angewendet [Sch03, Zin03, Sch05b]. Beim Auftreffen auf ein *Multichannelplate* geht das Atom in den Grundzustand über. Dabei wird genug Energie frei, um ein Elektron auszulösen.

Die Idee, Atome mit einem Laser zu ionisieren, ist nicht neu. Schon in den sechziger Jahren konnten Gase mit gepulst betriebenen Rubinlasern ionisiert werden [Mey63, Tom65]. Diese Laser hatten eine feste Wellenlänge von 694 nm und ließen sich nicht durchstimmen. Durch ihre hohe Leistung von einigen zehn MW im Pulsmaximum führten sie, in eine Dampfzelle fokussiert, zu nicht resonanten Mehrphotonenionisationen, die in den folgenden Jahren intensiv untersucht wurden (s. z.B. [Fox71, LuV73]). Theoretische Untersuchungen dieser Übergänge [Beb66] zeigten bald den wichtigen Einfluss von resonanten oder fast resonanten Zwischenniveaus auf die Ionisationswahrscheinlichkeit. Erst als es mit durchstimmbaren Farbstofflasern möglich wurde, gezielt atomare Niveaus zu adressieren [Hän71], wurden Zwischenniveaus bewusst ausgenutzt, um die Ionisationsraten zu erhöhen [Amb72, Hel73]. Die Möglichkeit resonanter Mehrphotonenionisation wurde bald auch theoretisch untersucht [Cha74, Arm75], zunächst noch im Zusammenhang mit dem Fano-Formalismus [Fan61]. Bereits wenig später wurde die Anwendbarkeit von Ratenmodellen für verschiedene Ionisationsszenarien untersucht [Bee75, Ack76, Sho77, Ack77, Sto78, Ebe79].

Durchstimmbare Laser erlaubten es, Ionisation und Spektroskopie zu kombinieren [Pop74, Pay75, Hur75, Esh76, Hur79], was zur resonanten Ionisationsspektroskopie (RIS)

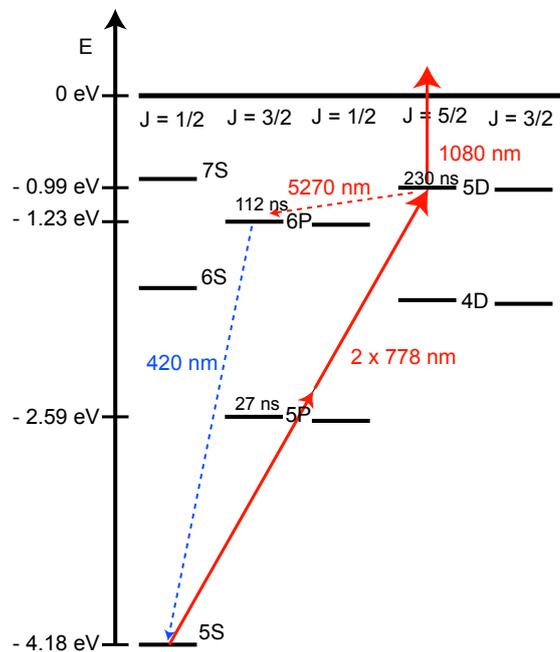
führte. Hier wird die Anregung einzelner Niveaus dadurch nachgewiesen, dass die angeregten Atome ionisiert und die dabei entstehenden Ionen detektiert werden. Dieses Verfahren wurde auch für Rubidium [Col76, Amb76] angewendet. Die gute Nachweisbarkeit von einzelnen Ionen führte bald dazu, dass diese Methode vorgeschlagen wurde, um einzelne Atome nachzuweisen [Hur77, Hur79]. Dabei kam es wesentlich darauf an, geringe Konzentrationen einer Atomsorte in einem Gas aus anderen Atomen detektieren zu können.

Mit Hilfe von lasergekühlten und gefangenen Atomen konnte die Präzision von Ionisationsexperimenten noch weiter verbessert werden. So wurden in [Din92] die in den 5P-Zustand angeregten  $^{87}\text{Rb}$ -Atome einer magneto-optischen Falle ionisiert. Die Ionisationsraten wurden dabei über die zusätzlichen Verluste in der Falle bestimmt. In späteren Messungen wurden die Atome vor der Ionisation weiter in den 5D Zustand angeregt. [Gab99] spektroskopierte den Übergang 5P nach 5D mit Hilfe von RIS und wies die dabei entstehenden Ionen mit einem Channeltron nach. In [Dun01a] wurden die Atome zunächst per *stimulated Raman adiabatic passage* (STIRAP) in den 5D-Zustand überführt. Anschließend wurde deren Ionisationswirkungsquerschnitt für verschiedene Laserfrequenzen vermessen. Einen Schritt weiter ging [Cia02]. Hier wurden  $^{87}\text{Rb}$ -Atome zunächst zu einem Bose-Einstein-Kondensat gekühlt und anschließend mit Lasern der Wellenlängen 296 nm, 590 nm und 421 nm ionisiert. Die Ionisationsverluste wurden dabei durch Absorptionsabbildungen nachgewiesen.

In dieser Arbeit wird eine zweistufige Photoionisation benutzt, um  $^{87}\text{Rb}$  Atome nachzuweisen (s. Abbildung 2.1). Die Atome befinden sich vor der Anregung im 5S-Zustand und werden zunächst in einem Zweiphotonenschritt in das 5D-Niveau angeregt. Von dort aus werden sie mit einem zweiten Laser ionisiert. Dieser Ionisationsweg hat mehrere Vorteile. Der erste Schritt benötigt einen Laser der Wellenlänge  $\lambda = 778,1066$  nm. Dies ist nah genug an der Wellenlänge der D2-Linie, dass dieser Übergang durch das nahe 5P-Niveau verstärkt wird. Da die natürliche Lebensdauer des 5D-Niveaus mit 230 ns auch recht lang ist, wird weniger Laserleistung für den Ionisationsschritt benötigt als von anderen Niveaus aus. Die quadratische Abhängigkeit der Übergangsrate von der Laserintensität bei einem Zweiphotonenübergang lässt sich ausnutzen, um die Ortsauflösung des Einzelatomdetektors zu erhöhen und die Störungen durch Streulicht zu verringern.

### 2.1.1 Ortsauflösung durch Mikrowelleneinstrahlung

Um störende Einflüsse von Streulicht zu verringern und so die Ortsauflösung der Ionisation zu erhöhen, kann dem optischen Übergang ein Mikrowellenübergang vorausgehen. Dabei werden die  $^{87}\text{Rb}$ -Atome, die sich ursprünglich im Zustand  $|F = 2, m_F = 2\rangle$  befinden, in den Zustand  $|F = 1, m_F = 1\rangle$  überführt. Nur diese Atome werden anschließend photoionisiert. Dazu wird eine Mikrowellenquelle bei 6,8 GHz benötigt. Die Ortsauflösung wird durch einen Magnetfeldgradienten erreicht, da die energetische Aufspaltung zwischen den zwei Zuständen mit steigendem Magnetfeld wächst. Bei einem Magnetfeldgradienten von 2 G/cm ändert sie sich in 100  $\mu\text{m}$  um 265 kHz. Mit kommerziellen



**Abbildung 2.1** Termschema von  $^{87}\text{Rb}$  mit dem gewählten Ionisationspfad. Angegeben sind sowohl die Wellenlängen der beteiligten Übergänge als auch die Lebensdauern der angeregten Niveaus (vgl. auch Abbildung 4.2).

spannungsgesteuerten Oszillatoren (Abgekürzt: VCO vom Englischen *voltage controlled oscillator*) sind Frequenzbreiten von einem kHz erreichbar. Damit lässt sich eine hinreichende Ortsauflösung erzielen [Trü04].

## 2.2 Beschreibung von optischen Übergängen durch Ratengleichungen

An den Mikrowellenübergang schließen sich optische Anregungen bis zur Ionisation an. Für schwache Anregungen lassen sich optische Übergänge mit Ratengleichungen darstellen. Die Anregungsrate  $R$  in einem Zwei-Niveau-System setzt sich aus dem Produkt zwischen dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , dem Photonenfluss  $\phi$  und einem geometrischen Korrekturfaktor  $\beta$  zusammen

$$R = \sigma \cdot \phi \cdot \beta . \quad (2.1)$$

Ist der anregende Laserstrahl größer als die Atomwolke, dann ist  $\beta = 1$ . Dies wird in den folgenden Betrachtungen immer vorausgesetzt. Der Wirkungsquerschnitt wird häufig in der Einheit *barn* (Abgekürzt *b*) angegeben, die die effektive Trefferfläche für Photonen

ausdrückt. Ein barn hat dabei die Größe  $1\text{Mb} = 10^{-28}\text{m}^2$ . Der Photonenfluss ergibt sich aus der Anzahl der Photonen  $N$  die pro Zeit  $t$  eine Fläche durchqueren,

$$\phi = \frac{N}{A \cdot t} = \frac{I}{\hbar\omega} . \quad (2.2)$$

Dabei ist  $I$  die Intensität des anregenden Lichtes und  $\omega$  dessen Frequenz. Dadurch folgt mit (2.1)

$$R = \sigma \cdot \phi = \sigma \cdot \frac{I}{\hbar\omega} \quad (2.3)$$

Die Wahrscheinlichkeit  $p$ , dass ein Atom in der Zeit  $t$  angeregt wird, ist somit

$$p = R \cdot t . \quad (2.4)$$

Dies gilt nur, solange  $t$  deutlich kürzer ist als andere für das Atom relevante Zeitskalen, wie die Lebensdauer des angeregten Niveaus oder auch die Dauer, einer Rabioszillation.

Eine vollständige Beschreibung von optischen Übergängen lässt sich mit den optischen Blochgleichungen [Dem95] erreichen. Dieser Formalismus ist gerade bei starken Anregungen mit kohärentem Licht notwendig und beschreibt z.B. auch die oben schon erwähnten Rabioszillationen. Auch mit den Größen aus dieser Beschreibung lässt sich eine Ratengleichung gewinnen, die äquivalent zu (2.1) benutzt werden kann:

$$R = \Omega^2 \frac{\Gamma}{4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} . \quad (2.5)$$

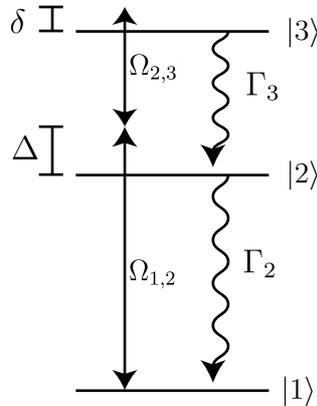
Dabei ist  $\Omega$  die Rabifrequenz,  $\Gamma$  die Lebensdauer des angeregten Zustands und  $\delta$  die Verstimmung des treibenden Lasers zur Resonanzfrequenz des Übergangs. Diese Gleichung lässt sich weiter vereinfachen, wenn man einen resonanten Übergang annimmt, der nur schwach getrieben ist, d.h. bei dem die Rabifrequenz deutlich kleiner ist als die Lebensdauer des angeregten Niveaus ( $\Omega \ll \Gamma$ ):

$$R = \frac{\Omega^2}{\Gamma} . \quad (2.6)$$

Ein Zweiphotonenübergang lässt sich mit einem ähnlichen Formalismus beschreiben [Gro95]. Wir betrachten hier den Übergang zwischen den drei Zuständen  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  und  $|3\rangle$  (s. Abbildung 2.2). Allgemein gilt für die Übergangsrates  $R$ :

$$R = \Omega_{1,2}^2 \Omega_{2,3}^2 \cdot \frac{1}{4\Delta^2 + \Gamma_2^2} \cdot \frac{1}{4\delta^2 + \Gamma_3^2} \cdot \Gamma_3 \quad (2.7)$$

$\Omega_{i,i'}$  sind dabei die Rabifrequenzen zwischen den Niveaus  $i, i' = 1, 2, 3$ ;  $\Gamma_i$  die Zerfallsraten der Niveaus und  $\Delta$  bzw.  $\delta$  die Verstimmung der Laser zu den atomaren Niveaus wie in Abbildung 2.2 gezeigt. Für den Fall einer großen Verstimmung zum mittleren Niveau ( $\Delta \gg \Gamma_2$ ) und Resonanz des Gesamtübergangs ( $\delta = 0$ ), lässt sich dieser Zusammenhang



**Abbildung 2.2** Zweiphotonenübergang zwischen den Niveaus  $|1\rangle$  und  $|3\rangle$ . Zwischen beiden Niveaus liegt das Niveau  $|2\rangle$ , das als nicht resonantes Zwischenniveau die Übergangswahrscheinlichkeit erhöht. Die Niveaus können jeweils mit einer Rate von  $\Gamma_i$ ,  $i = 2, 3$  zerfallen. Die Verstimmung des ersten Lasers zum Niveau  $|2\rangle$  wird mit  $\Delta$  bezeichnet, die Summe der Verstimmungen mit  $\delta$ . Die Übergänge werden jeweils mit den Rabi-Frequenzen  $\Omega_{1,2}$  bzw.  $\Omega_{2,3}$  getrieben.

vereinfachen zu

$$R = \frac{\Omega_{1,2}^2 \Omega_{2,3}^2}{4\Delta^2} \cdot \frac{1}{\Gamma_3}. \quad (2.8)$$

Führt man nun eine effektive Zweiphotonen-Rabi-Frequenz  $\Omega_{\text{eff}}$  ein als

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{\Omega_{1,2} \Omega_{2,3}}{2\Delta}, \quad (2.9)$$

so ergibt sich analog zur Anregung mit nur einem Photon

$$R = \frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{\Gamma_3}. \quad (2.10)$$

Auch hier lässt sich ein Wirkungsquerschnitt  $\sigma^{(2)}$  angeben, der nun aber die Einheit  $[m^4/W]$  bekommt:

$$R = \sigma^{(2)} \cdot \phi \cdot I = \sigma^{(2)} \cdot \frac{I^2}{\hbar\omega}. \quad (2.11)$$

Die Übergangsrates hängt dabei quadratisch von der Intensität des anregenden Lasers ab.

## 2.3 Kopplung eines atomaren Zustands an ein Kontinuum

Wie oben beschrieben, lässt sich mit Hilfe des Zweiphotonenübergangs in den 5D-Zustand eine gute Ortsauflösung erreichen. Gleichzeitig sorgt die günstige Lage des 5P-Niveaus dafür, dass der Übergang auch mit moderaten Laserleistungen effizient getrieben werden kann. Ausschlaggebend für die Effizienz des Einzelatomdetektors ist aber nicht nur dieser Übergang, sondern die gesamte Ionisationswahrscheinlichkeit. Um diese zu bestimmen wird in diesem Kapitel ein Modell entwickelt, mit dem sich die Ionisationswahrscheinlichkeit mit einfachen Ratengleichungen errechnen lässt [Bee75]. Als Erstes wird dazu die Kopplung eines einzelnen Zustands an ein Ionisationskontinuum analysiert. Diese Situation wird dann schrittweise bis zu den hier benutzten Übergängen erweitert.

Als erstes Modell für eine Ionisation betrachten wir ein System bestehend aus einem atomaren Zustand  $|\phi\rangle$  und einem Kontinuum  $|\alpha E\rangle$ . Für jeden Kontinuumszustand bezeichnet  $E$  dabei die Eigenenergie des ungestörten Zustands. Die Variable  $\alpha$  hebt dabei alle eventuell vorhandenen Entartungen auf. Diese atomaren Zustände sollen durch einen (bekannten) Hamiltonian  $H_a$  beschrieben sein. Nun wird ein Lichtfeld mit der Frequenz  $\omega$  eingestrahlt, das durch den Hamiltonian  $H_I$  beschrieben wird. Die Eigenzustände dieses Hamiltonians werden mit  $|n\omega\rangle$  beschrieben. Dabei ist  $n$  die Anzahl von Photonen, die alle die gleiche Energie  $\hbar\omega$  besitzen. Diese Energie ist groß genug, um das Atom im Zustand  $|\phi\rangle$  zu ionisieren (s. Abbildung 2.3 a). Ohne Kopplung würde dieses Systems aus

$$H_0 = H_a + H_I \quad (2.12)$$

daher im *dressed state*-Bild zu Zuständen der Art  $|\phi, n\omega\rangle$  bzw.  $|\alpha E, n'\omega\rangle$  führen, die hier ebenfalls als bekannt vorausgesetzt werden [Bee75]. Das Einstrahlen eines Lichtfelds führt jedoch zu einer Kopplung der beteiligten Zustände. Dieser Beitrag wird durch einen Kopplungshamiltonian  $V$  beschrieben. Der vollständige Hamiltonian lautet

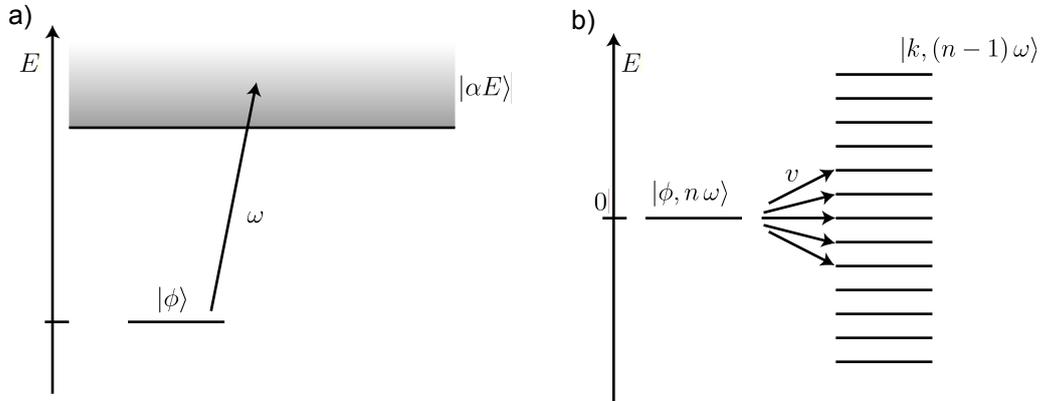
$$H = H_0 + V. \quad (2.13)$$

Um dieses System zu vereinfachen, wird das Kontinuum nun durch diskrete Zustände  $|k\rangle$  genähert. Diese Zustände sollen gleichmäßig mit einem Abstand  $\delta$  von  $-\infty$  bis  $+\infty$  angeordnet sein<sup>1</sup>. Weiterhin wird angenommen, dass das Matrixelement

$$v_k = \langle \phi, n\omega | V | k, n'\omega \rangle \equiv v \quad (2.14)$$

für alle Zustände  $|k, n'\omega\rangle$  gleich ist. Das bedeutet, dass der Zustand  $|\phi, n\omega\rangle$  an alle Kon-

<sup>1</sup>Diese Annahme widerspricht natürlich deutlich der Situation eines realen Atoms, bei der das Kontinuum eine Unterkante hat. Im Weiteren wird sich aber zeigen, dass dies keine Rolle spielt, solange die Ionisation in Zustände weit genug entfernt von dieser Kante erfolgt.



**Abbildung 2.3** Kopplung eines atomaren Niveaus an ein Kontinuum. a) Ein Atom im (Grund-) Zustand  $\phi$  wird mit Licht der Frequenz  $\omega$  beleuchtet, wodurch das Atom ionisiert wird. Die Ionisation soll dabei weit in das Kontinuum hineinreichen, also nicht an der Kontinuums-kante stattfinden. In b) ist diese Situation in das hier benutzte Modell übersetzt. Der Zustand  $|\phi, n\omega\rangle$  im *dressed state*-Bild setzt sich zusammen aus dem Atom im Grundzustand und  $n$  Photonen mit der Energie  $\hbar\omega$ . Dieser Zustand ist durch das eingestrahelte Licht über das Matrixelement  $v$  an die Kontinuumszustände  $|k, (n-1)\omega\rangle$  gekoppelt. Das Kontinuum wird hier durch äquidistante Zustände im Abstand  $\delta$  genähert.

tinuumszustände gleich stark koppelt. Alle anderen Matrixelemente

$$\langle\phi, n\omega|V|\phi, n'\omega\rangle = \langle k, n\omega|V|k', n'\omega\rangle \equiv 0 \quad (2.15)$$

sollen dagegen verschwinden. Es gibt also keine Kopplung der Kontinuumszustände untereinander<sup>2</sup>.

Um die folgenden Energiebetrachtungen zu vereinfachen, wird die Energie des ungestörten Atoms im Anfangszustand

$$\langle\phi, n\omega|H_0|\phi, n\omega\rangle \equiv 0 \quad (2.16)$$

als 0 gesetzt. Da zunächst nur Einphotonenübergänge in das Kontinuum betrachtet werden, koppelt dieser Zustand  $|\phi, n\omega\rangle$  auch ausschließlich an Kontinuumszustände  $|k, n'\omega\rangle$  mit

$$n' = n - 1 . \quad (2.17)$$

Bis in Kapitel 2.4 Mehrphotonenanregungen betrachtet werden, werden daher im Fol-

<sup>2</sup>Diese Annahme ist für die hier verwendeten Laserleistungen gut erfüllt. Es sei aber darauf hingewiesen, dass bei stärkeren Lichtfeldern, wie sie z.B. von Kurzpulslasern erzeugt werden können, Intrakontinuumsübergänge durchaus eine Rolle spielen [Ad195a, Ad195b].

genden die Zustände abgekürzt geschrieben als

$$\begin{aligned} |\phi\rangle &\equiv |\phi, n \omega\rangle \\ |k\rangle &\equiv |k, (n-1) \omega\rangle, \end{aligned} \quad (2.18)$$

gemeint sind aber immer die energetisch verschobenen Zustände im *dressed state*-Bild. Dadurch lässt sich die Energie des mit dem Zustand  $|\phi\rangle$  gekoppelten Zustands  $|k\rangle$  vereinfacht schreiben als

$$\langle k|H_0|k\rangle = E_k = k\delta. \quad (2.19)$$

Die physikalische Situation in diesem Modell wird noch einmal durch Abbildung 2.3 verdeutlicht.

Betrachtet man nun die Eigenzustände  $|\psi_\mu\rangle$  und -energien  $E_\mu$  zum Hamiltonian des Gesamtsystems  $H = H_0 + V$ , so zeigt sich, dass in einem großen Bereich die ursprünglichen Kontinuumszustände  $|k\rangle$  erhalten bleiben. Nur in der Umgebung von  $E_\mu = 0$  findet sich in den neuen Eigenzuständen ein signifikanter Anteil des Zustands  $|\phi\rangle$  [CT92]. Der ursprüngliche Zustand  $|k\rangle$  mit der Energie  $E_k = 0$  spaltet dabei in zwei Zustände auf und verschiebt die angrenzenden Zustände. Dies führt zu einer Erhöhung der Zustandsdichte auf einer Breite  $\Gamma$ , die von der Stärke der Kopplung abhängt. Die Wahrscheinlichkeit, den alten Zustand  $|\phi\rangle$  im Kontinuum zu finden ist dabei:

$$\frac{dN_\phi}{dE} = \frac{\hbar R_\phi / 2\pi}{\left(\frac{\hbar\Gamma}{2}\right)^2 + E^2}. \quad (2.20)$$

Sie hat die Form einer Lorentzkurve mit der Breite  $\hbar R$ , die um  $E = 0$  zentriert ist<sup>3</sup>.  $R_\phi$  ist dabei die Übergangsrate des ursprünglichen Zustands  $|\phi\rangle$  in das Kontinuum: Wird ein System bei  $t = 0$  im Zustand  $|\phi\rangle$  präpariert, so ist die Wahrscheinlichkeit, dass es sich nach einer Zeit  $t$  immer noch in diesem Zustand befindet, gegeben durch

$$|\langle \phi | \psi(t) \rangle|^2 = e^{-R_\phi t}. \quad (2.21)$$

Der Zustand zerfällt exponentiell ins Kontinuum. Diese Zeitentwicklung erleichtert die Beschreibung eines Ionisationsprozesses deutlich. Statt einer Beschreibung durch Blochgleichungen, wie sie nötig wäre, um die komplexe Dynamik kohärenter Prozesse zu beschreiben, genügen nun einfache Ratengleichungen. Die experimentellen Parameter wie der Wirkungsquerschnitt eines Übergangs und die verwendete Laserleistung bestimmen dabei die Übergangsrate  $R$  vom Zustand  $|\phi\rangle$  in das Kontinuum. Die Besetzung  $N$  dieses Zustands ändert sich jetzt mit

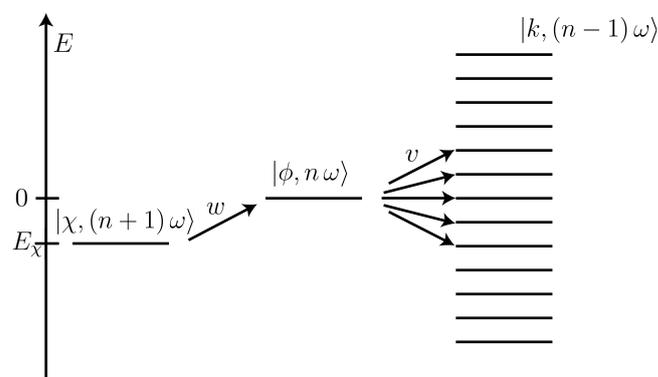
$$\frac{dN}{dt} = R_\phi \cdot N. \quad (2.22)$$

<sup>3</sup>Dieses Ergebnis rechtfertigt im Nachhinein die ursprüngliche Annahme, dass das Kontinuum bis  $-\infty$  reicht: Bei Anregungen hoch ins Kontinuum ist die Kontinuums-kante weit genug entfernt, um in diesen Überlegungen vernachlässigt werden zu können.

### 2.3.1 Zweiphotonenionisation

Die Kopplung eines (atomaren) Niveaus an ein Kontinuum lässt sich mit Übergangsraten beschreiben. In diesem Abschnitt wird das oben eingeführte Modell erweitert, so dass auch Prozesse mit berücksichtigt werden, bei denen die Ionisation über mehrere Niveaus erfolgt. Diese Erweiterung geschieht in zwei Schritten: Zunächst wird in das Modell ein weiteres Niveau eingeführt, bei dem im Fall schwacher Kopplung die Übergänge wieder gut mit Raten beschrieben werden können. In einem zweiten Schritt werden für ein System mit  $N$ -Niveaus allgemein Ratengleichungen aufgestellt und anschließend diskutiert, unter welchen Bedingungen diese Ratengleichungen gültig sind.

Ergänzen wir unser System mit einem weiteren atomaren Niveau  $|\chi\rangle$ , das mit einem Photon  $\omega'$  an das Niveau  $|\phi\rangle$  gekoppelt werden kann. Im vorhergehenden Abschnitt wurde von der Frequenz  $\omega$  nur verlangt, dass sie groß genug ist, um das Kontinuum zu erreichen. Sie hatte keinen weiteren Einfluss auf die Ionisationsrate. Daher kann sie im Weiteren so gewählt werden, dass beide Frequenzen  $\omega$  und  $\omega'$  gleich groß sind. Zur Vereinfachung werden sie beide mit  $\omega$  bezeichnet. Im *dressed state*-Bild haben wir jetzt drei gekoppelte Zustände:  $|\chi, (n+1)\omega\rangle$ ,  $|\phi, n\omega\rangle$  und  $|k, (n-1)\omega\rangle$  (s. Abbildung 2.4). Wieder



**Abbildung 2.4** Erweiterung des Modells durch einen weiteren Zustand  $|\chi\rangle$ . Durch Absorption eines Photons kann das Atom in den Zustand  $|\phi\rangle$  übergehen, der an ein Kontinuum gekoppelt ist. Die Energiedifferenz  $E_\chi$  gibt in diesem Bild die Verstimmung des eingestrahlen Lichts vom atomaren Übergang wieder.

wurde die Energie des zweiten Zustands als  $E = 0$  gesetzt. Die Lage des ersten Zustands relativ zum zweiten hängt von der Frequenz des Lichts ab: Ist es resonant zum atomaren Übergang, so ist  $E_\chi = 0$ . Im in der Abbildung gezeigten Fall ist  $E_\chi < 0$  und der Laser daher rotverstimmt zum Übergang. Wieder werden zunächst nur Übergänge mit einem Photon berücksichtigt, so dass im Folgenden der Zustand  $|\chi, (n+1)\omega\rangle$  mit  $|\chi\rangle$  abgekürzt werden kann. Dieser Zustand koppelt über den Kopplungshamiltonian  $W$  an  $|\phi\rangle$ ,

nicht aber direkt an das Kontinuum:

$$\langle \chi | W | \phi \rangle = w \quad (2.23)$$

$$\langle \chi | W | k \rangle = 0 . \quad (2.24)$$

Betrachten wir nun die Kopplung des Zustands  $|\chi\rangle$  an das im vorherigen Abschnitt hergeleitete Quasikontinuum  $|\psi_\mu\rangle$ . Da  $|\chi\rangle$  direkt nur an  $|\phi\rangle$  koppelt ergibt sich:

$$\langle \psi_\mu | W | \chi \rangle = \langle \psi_\mu | \phi \rangle \langle \phi | W | \chi \rangle = \langle \psi_\mu | \phi \rangle w . \quad (2.25)$$

Solange die Kopplung  $w$  schwach ist, lässt sich über Fermis Goldene Regel wieder eine Übergangsrate des Zustands  $|\chi\rangle$  in das Kontinuum bestimmen [CT92]:

$$R_\chi = w^2 \frac{R_\phi}{\left(\frac{\hbar R_\phi}{2}\right)^2 + E_\chi^2} . \quad (2.26)$$

Variiert man die Frequenz  $\omega$  des anregenden Lasers, ändert dies in diesem Bild lediglich  $E_\chi$ . Beobachtet man dabei die Ionisationsrate, erhält man eine Lorentzkurve, deren Breite durch  $\hbar R_\phi$ , d.h. die Kopplung des Zustands  $\phi$  an das Kontinuum, gegeben ist.

## 2.4 Stufenweise Photoionisation - Ratengleichungen

Wie oben gezeigt, kann sich auch eine Ionisation mit einem Zwischenniveau in einem Ratenmodell beschreiben lassen. Diese Beschreibung ist deutlich einfacher als die Beschreibung eines optischen Übergangs mit Hilfe von Blochgleichungen, und lässt sich leicht erweitern. Für ein System mit z.B. drei Niveaus (s. Abbildung 2.5) lässt sich ein System aus Differentialgleichungen für die Besetzungen der einzelnen Niveaus leicht aufstellen [Ack76]:

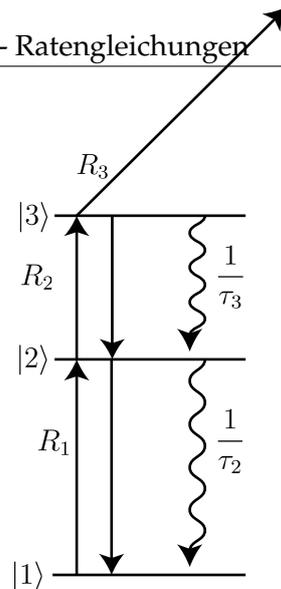
$$\dot{n}_1 = -R_1(n_1 - n_2) + n_2/\tau_2 \quad (2.27)$$

$$\dot{n}_2 = R_1(n_1 - n_2) - R_2(n_2 - n_3) - n_2/\tau_2 + n_3/\tau_3 \quad (2.28)$$

$$\dot{n}_3 = R_2(n_2 - n_3) - R_3 n_3 - n_3/\tau_3 \quad (2.29)$$

Die Besetzung der Niveaus  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  und  $|3\rangle$  sind hier mit  $n_1$ ,  $n_2$  und  $n_3$  bezeichnet.  $R_1$ ,  $R_2$  und  $R_3$  sind die Übergangsraten zwischen den einzelnen Zuständen, die jeweils mit dem eingestrahlten Photonenfluss  $\Phi$  über  $R = \sigma \cdot \Phi$  zusammenhängen. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  kann dabei entweder theoretisch hergeleitet oder experimentell bestimmt werden. Der Term  $n_2/\tau_2$  gibt Zerfälle aufgrund der endlichen Lebensdauer des angeregten Zustands  $|2\rangle$  wieder. Die Gesamtanzahl der Atome in diesem Modell ist nicht konstant: Atome die über den Term  $R_3 n_3$  verlorengehen, gelten als ionisiert. Auch zusätzliche Verlustkanäle wie z.B. Übergänge in andere Zustände lassen sich leicht einfügen.

Auch wenn es einfach ist, diese Ratengleichungen aufzustellen und auch damit Beset-



**Abbildung 2.5** Dreistufige Photoionisation im Ratenbild. Ein Atom wird ausgehend vom Grundzustand  $|1\rangle$  mit der Rate  $R_1$  in den Zustand  $|2\rangle$  angeregt. Dort kann es entweder durch spontane Emission in der Zeit  $\tau_2$  oder durch induzierte Emission mit der Rate  $R_1$  wieder in den Grundzustand zurückfallen. Außerdem kann es mit einem weiteren Laser mit der Rate  $R_2$  in den Zustand  $|3\rangle$  angeregt werden. Von dort aus kann es entweder wieder in  $|2\rangle$  zerfallen oder mit der Rate  $R_3$  ionisiert werden. Die Ionisation wird als irreversibel angenommen, d.h. insbesondere die Rate  $R_3$  kann nur in eine Richtung wirken.

zungen zu simulieren, liegt es nicht auf der Hand, dass dies sinnvoll ist, d.h. dass sie die experimentelle Situation überhaupt vernünftig beschreiben. Atomare Übergänge wie z.B. der im Abschnitt 2.2 beschriebene Zweiphotonenübergang werden im Allgemeinen gerade bei starker Anregung mit Lasern durch Ratengleichungen schlecht beschrieben. Phänomene wie das periodische Wechseln der Besetzung zweier Zustände benötigen ein Modell, das den kohärenten Charakter der Wechselwirkung mit berücksichtigt, wie dies der Blochformalismus tut. Da bei dem hier vorgestellte Einzelatomdetektor die Atome schnell ionisiert werden sollen, ist es zunächst auch nicht eindeutig, dass die in Abschnitt 2.3.1 getroffene Annahme einer *schwachen* Wechselwirkung zwischen den Zuständen  $|\chi\rangle$  und  $|\phi\rangle$  greifen kann. Daher wird im Folgenden dargestellt, unter welchen Bedingungen die Beschreibung durch Ratengleichungen ausreichend ist und es wird sich zeigen, dass diese Bedingungen im vorliegenden Experiment gut erfüllt sind.

Neben der schon erwähnten schwachen Anregung wird hier zunächst ein weiteres Szenario identifiziert, in dem es sicher ist, mit Ratengleichungen zu arbeiten. Dazu wird eine Anregungskette betrachtet, wie sie in Abbildung 2.5 skizziert ist. Die einzelnen Niveaus werden resonant angeregt, wobei ein Atom die Niveaus stufenweise durchlaufen muss. D.h. es gibt keine Möglichkeit, ein Niveau zu überspringen und es sind auch keine weiteren Niveaus beteiligt, die einen „Umweg“ bieten könnten. Insbesondere werden eventuelle Entartungen vollständig ignoriert. Die letzte Anregung ins Ionisationskontinuum wird als irreversibel angenommen. Die Ionisationsprodukte entfernen sich dabei so schnell voneinander, dass der Laser, der diesen Übergang treibt, weit davon entfernt

ist, eine Rabioszillation erzeugen zu können. Solange dies erfüllt ist, ist es sicher, diesen Laser so stark zu wählen, dass die Ionisationsrate  $R_3$  der schnellste in diesem System vorkommende Prozess ist. Die weiteren Laserintensitäten werden nun so eingestellt, dass gilt:

$$R_3 > R_2 > R_1 . \quad (2.30)$$

Jeder Anregungsschritt ist schneller, als der vorhergehende Schritt. Gleichzeitig werden alle Laser so gewählt, dass sie ihre jeweiligen Übergänge sättigen, so dass die natürlichen Zerfälle  $1/\tau_i$  vernachlässigt werden können. Dies ist genau die Situation, die in diesem Experiment erreicht werden soll. Da die Atome schnell ionisiert und nicht aus der Falle geheizt werden sollen, soll für jedes Atom immer ein Übergang in einen höheren Zustand wahrscheinlicher sein, als eine Abregung in niedrigeres Niveau. Es wird sich zeigen, dass unter den hier gewählten Annahmen eine Beschreibung durch Ratengleichungen ausreichend ist. Hier soll nur der physikalische Hintergrund der dazu nötigen Argumentation verdeutlicht werden. Eine genauere Herleitung ist z.B. in [Ack76] zu finden.

Die Stärke eines Übergangs lässt sich allgemein entweder im Ratenbild beschreiben oder durch die Rabifrequenz  $\Omega$ . Solange inkohärente Verluste dominieren, hängen bei einer resonanten Anregung Rabifrequenz  $\Omega$  und Anregungsrate  $R$  (s. (2.6)) über die Lebensdauer eines Übergangs bzw. die Linienbreite  $\Gamma$  zusammen durch

$$R = \Omega^2 / \Gamma . \quad (2.31)$$

Andersherum gesagt, treten Rabioszillationen immer dann auf, wenn die Rabifrequenz  $\Omega$  deutlich größer ist als der inkohärente Zerfall  $\Gamma$  des angeregten Niveaus. Andernfalls würde dieser inkohärente Prozess jedes kohärente Phänomen sofort ausdämpfen. Da diese Prozesse im Ratenbild nicht beschrieben werden können, muss gefordert werden, dass  $\Omega \ll \Gamma$  ist. Daraus folgt aber sofort eine Rate  $R$ , die klein ist im Sinne, dass  $R < \Omega$ . Diese Argumentation hat unmittelbare Auswirkungen auf die Mehrphotonenionisation, wie sie in Abbildung 2.5 dargestellt ist. Der Übergang des Zustands  $|3\rangle$  in das Kontinuum lässt sich immer als Ratengleichung schreiben. Kritisch ist daher zunächst der Übergang von  $|2\rangle$  nach  $|3\rangle$ . Für den Zustand  $|3\rangle$  wurde gefordert, dass die Ionisation den spontanen Zerfall dominieren soll. Daher ist der inkohärente Zerfall dieses Niveaus vollständig durch die Ionisationsrate gegeben:

$$\Gamma_3 = R_3 . \quad (2.32)$$

Kombiniert man dies mit (2.30) und (2.31), ergibt sich:

$$\Gamma_3 = R_3 > R_2 = \Omega_{2,3}^2 / \Gamma_3 . \quad (2.33)$$

Daraus folgt unmittelbar

$$\Gamma_3 > \Omega_{2,3} \quad (2.34)$$

und damit die Anwendbarkeit des Ratenbilds auch für den Übergang von  $|2\rangle$  nach  $|3\rangle$ . Diese Argumentation lässt sich für die weiteren Übergänge schrittweise fortsetzen. So

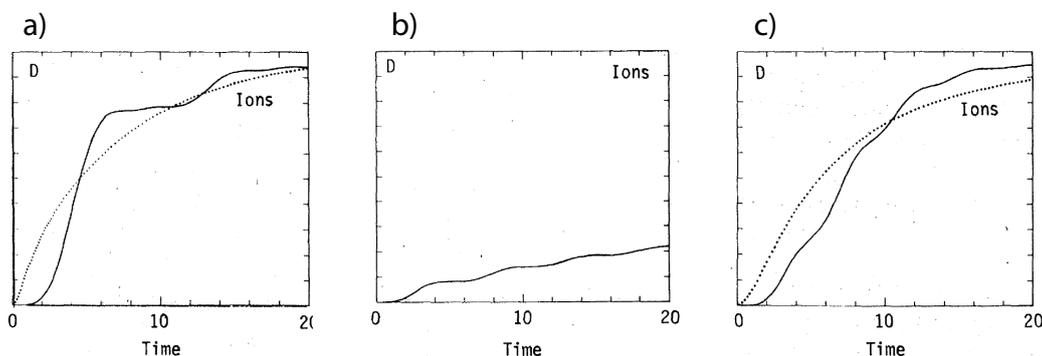
wird ersichtlich, was die Annahme einer schwachen Kopplung  $w$  im Abschnitt 2.3.1 bedeutete. Schwach ist die Kopplung nicht in dem Sinne, dass die Intensität unter der Sättigungsintensität liegen müsste, sondern dass die nachfolgende Kopplung stärker sein muss. Mit anderen Worten: Bevor ein Atom Zeit hat, eine Rabi-Oszillation zwischen zwei Niveaus durchzuführen, ist es immer bereits in einen Zustand weiter.

### 2.4.1 Stufenweise Photoionisation mit einem Zweiphotonenschritt

Der in dieser Arbeit verfolgte Ionisationsweg entspricht nicht vollständig dem Leiterbild aus Abbildung 2.5. Die Anregung zwischen  $|1\rangle$  und  $|3\rangle$  erfolgt nicht resonant über das Zwischenniveau  $|2\rangle$ , sondern direkt mit einem Zweiphotonenübergang. Nun wurde bereits gezeigt, wie sich dieser im Blochformalismus als effektiver Einphotonenübergang beschreiben lässt und es existiert auch keine Schwierigkeit für einen Zweiphotonenübergang eine Ratengleichung anzugeben, die dann einen intensitätsabhängigen Wirkungsquerschnitt bekommt. Trotzdem widerspricht dieser Übergang der Annahme, dass alle am Prozess beteiligten Niveaus nacheinander besetzt werden, so dass nun die Besonderheiten dieser Situation betrachtet werden müssen. Dazu werden die bisherigen Annahmen etwas modifiziert. Das eingestrahelte Licht muss nun nicht mehr resonant zu den Übergängen sein, dies bedeutet auch, dass nicht mehr jedes Niveau nacheinander besetzt wird. Wieder werden die natürlichen Linienbreiten vernachlässigt, außerdem werden die Laserintensitäten nun so eingestellt, dass  $\Omega_{1,2} = \Omega_{2,3} = 1$  und  $R_3 = 0,5$  ist.

Im Folgenden sollen für dieses System drei Fälle unterschieden werden [Ack77]: Im ersten Fall sind alle Laser resonant zu ihren Übergängen eingestellt. Im zweiten Fall sind die Laser für die beiden ersten Übergänge jeweils um  $\Delta_i = \Omega$  verstimmt. Diese Situation entspricht einem Atom, das sich im ursprünglich resonanten Lichtfeld bestehend aus zwei kollinearen Laserstrahlen bewegt und beide Laserfrequenzen dopplerverschoben erfährt. Im dritten Fall ist die Verstimmung zum Zustand  $|2\rangle$  wieder  $\Delta_1 = \Omega$ . Die Summe der Verstimmungen der ersten beiden Laser hebt sich aber gerade auf, so dass sie insgesamt in Resonanz zum Zweiphotonenübergang gestimmt sind. Dieser Fall stellt sich z.B. ein, wenn sich ein Atom in einem Lichtfeld aus gegenläufigen Lasern bewegt. Dieser Fall ist außerdem äquivalent zum Zweiphotonenübergang, der in diesem Experiment benutzt wird. Für alle drei Fälle werden in [Ack77] die Besetzungen der einzelnen Niveaus sowohl mit Hilfe von Ratengleichungen als auch mit Blochgleichungen berechnet und verglichen. Hier sollen die wichtigsten Ergebnisse zusammengestellt werden.

Im Fall resonanter Anregung (s. Abbildung 2.6 a) zeigen die Besetzungen der Niveaus  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  und  $|3\rangle$  deutliche zeitliche Oszillationen, wenn sie mit Blochgleichungen berechnet werden. Das Bild der stufenweisen Ionisation funktioniert hier nicht, da die Forderung, dass nachfolgende Schritte immer deutlich schneller durchgeführt werden müssen als die vorhergehenden, nicht erfüllt ist. Die Tatsache, dass alle Übergänge gleich stark getrieben werden, lässt den Atomen genug Zeit Rabi-Oszillationen durchzuführen. Trotzdem sind selbst in diesem Fall die Ergebnisse, die mit Ratengleichungen gewonnen wurden nicht völlig wertlos. Im zeitlichen Mittel wird der Verlauf der Ionisation gut



**Abbildung 2.6** Vergleich der Ionisation mit Bloch- und Ratengleichungen (aus [Ack77]). a) zeigt die Anzahl der ionisierten Atome gegen die Zeit aufgetragen. Die durchgezogene Linie ist die Rechnung mit Blochgleichungen, die gestrichelte Linie zeigt das Ergebnis mit Ratengleichungen. Alle eingestrahelten Laser sind resonant zu ihren Übergängen. Da alle Übergänge etwa gleich stark getrieben werden, sind deutliche Rabi-Oszillationen zu sehen. Trotzdem gibt die Ratengleichung das Geschehen im zeitlichen Mittel gut wieder. In b) sind die Laser für die ersten beiden Übergänge jeweils um  $\Delta = \Omega$  verstimmt. Hier versagt das Ratenbild völlig, das keine Ionisation vorhersagt. In c) sind wieder beide Laser verstimmt, diesmal heben sich die Verstimmungen aber gegenseitig auf, so dass der Zweiphotonenübergang resonant getrieben wird. Wie in a) gibt das Ratenbild das zeitliche Mittel wieder, ohne die Oszillationen berücksichtigen zu können.

wiedergegeben.

Im Fall der nichtresonanten Anregung der ersten beiden Übergänge (s. Abbildung 2.6 b) bricht die Beschreibung mit Hilfe von Ratengleichungen völlig zusammen. Während im Blochformalismus eine, wenn auch deutlich langsamere, Ionisation als im Fall a) vorhergesagt wird, lässt die Lösung der Ratengleichungen überhaupt keine Ionen erwarten. Offensichtlich sind die kohärenten Effekte in diesem Fall so dominant, dass inkohärente Näherungen nicht mehr ausreichen. Erst durch Einführen kohärenzzerstörender Prozesse wie z.B. Stoßverbreiterungen gewinnen die Lösungen der Ratengleichungen wieder an Zuverlässigkeit.

Der für unser Experiment wichtigste Fall wird in Abbildung 2.6 c) dargestellt. Diesmal ist der Übergang zwar wieder nicht resonant zum Niveau  $|2\rangle$ , der Zweiphotonenübergang von  $|1\rangle$  zu  $|3\rangle$  ist aber wieder auf Resonanz. Die Ergebnisse ähneln denen des Falls a). Kohärente Rechnungen zeigen deutliche Besetzungsozillationen, im Mittel sind die Ergebnisse der Ratengleichungen aber durchaus brauchbar.

Die hier zusammengefassten Vergleiche zwischen Bloch- und Ratengleichungen zeigen, dass Ratengleichungen in guter Näherung viel weiter anwendbar sind, als dies die engen Restriktionen aus Abschnitt 2.4 vermuten ließen. Ein Zweiphotonenschritt muss kein Hindernis darstellen und auch die Tatsache, dass die Übergangsraten nicht so gewählt werden, wie es ursprünglich verlangt wurde, machen die Ergebnisse aus Ratengleichungen nicht vollständig nutzlos. Trotzdem zeigten sich immer wieder Einflüsse

von kohärenten Anregungen, die gerade im Fall b) sogar deutlich über die inkohärenten Anteile dominierten. Im Rahmen des hier vorgestellten Konzepts für einen Einzelatomdetektor ist es nun völlig ausreichend zu wissen, dass die Anwendbarkeit von Raten-gleichungen immer erzwungen werden kann, indem man durch einen schnellen Ionisationsschritt alle Kohärenzen im dritten beteiligten Niveau zerstört. Um das Verständnis des Ionisationsprozesses noch etwas zu vertiefen wird jedoch im nächsten Kapitel genauer auf Fälle eingegangen, in denen die Kohärenzen eine wichtige Rolle spielen und die sich daher nicht durch Ratengleichungen beschreiben lassen.

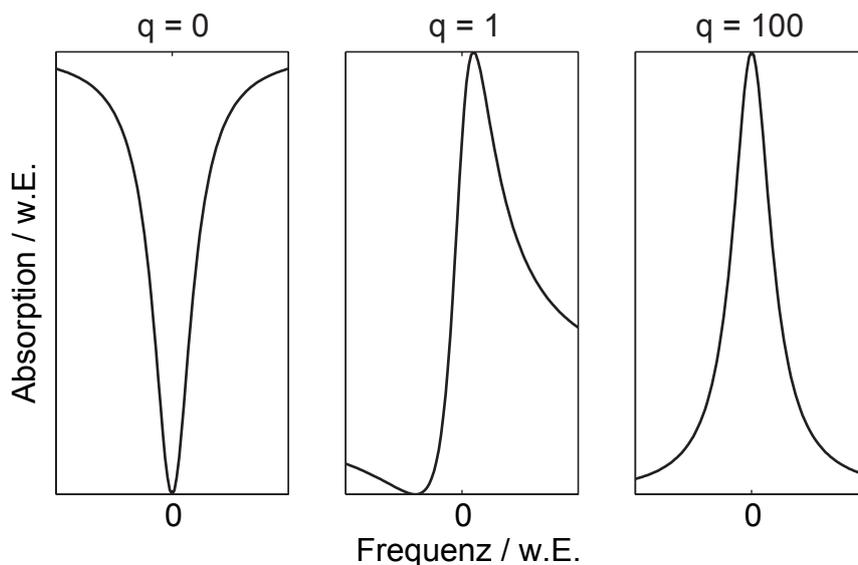
## 2.5 Kohärente Phänomene

Nicht immer können Ionisationsprozesse mit Ratengleichungen beschrieben werden. In den bisherigen Überlegungen wurde immer darauf geachtet, dass die Kopplung an das Kontinuum stark genug ist, um Kohärenzeffekte zu vermeiden. Im vorherigen Kapitel hat sich bereits gezeigt, dass diese Annahme wichtig war, um Rabioszillationen, die nicht im Ratenbild beschrieben werden können, zu unterdrücken. Im zweiten Teil dieses Abschnitts werden Beispiele vorgestellt, bei denen gerade eine starke Kopplung an das Kontinuum dafür sorgt, dass das Ratenbild versagen muss. Zunächst soll jedoch eine andere Beschränkung aufgehoben werden, die bisher eher implizit vorausgesetzt wurde: Alle Anregungen ließen sich bisher als Stufenprozess beschreiben. Wenn bei einem Zweiphotonenübergang ein Zwischenniveau übersprungen wurde, wurde gleichzeitig der resonante Schritt über dieses Zwischenniveau ausgeschlossen. Nun soll ein System betrachtet werden, bei dem zwei konkurrierende Ionisationspfade existieren. Dazu wird das Modell aus 2.3.1 so erweitert, dass das Niveau  $|\chi\rangle$  nun auch direkt über den Wechselwirkungs-hamiltonian  $W$  an das Kontinuum koppelt. Das Matrixelement  $\langle k|W|\chi\rangle = w'$  wird dabei wieder als gleich für alle Zustände in  $|k\rangle$  angenommen. Diese Situation führt zu einem Matrixelement für den Gesamtprozess, in dem die Summe aus beiden Ionisationspfaden vorkommt [CT92]:

$$\langle \psi_\mu | W | \chi \rangle = \frac{w v + w' E_\mu}{\left[ v^2 + \left( \frac{\hbar\Gamma}{2} \right)^2 + E_\mu^2 \right]^{\frac{1}{2}}} . \quad (2.35)$$

Das Matrixelement hängt nun doppelt von der Energie des Kontinuumszustands  $E_\mu$  ab: Zum Einen über den schon bekannten Resonanznenner, in den es quadratisch eingeht und daher nur den Abstand einer der Anregungsfrequenz zur Resonanz angibt. Gleichzeitig beeinflusst die Differenz von  $E_\mu$  zur Resonanz nun auch den direkten Übergang aus  $|\chi\rangle$  ins Kontinuum, wobei in diesem Fall auch das Vorzeichen des Energieabstands eine Rolle spielt. Je nachdem ob unterhalb oder oberhalb der Resonanz angeregt wird, führt dies zu einer Verstärkung oder Abschwächung des Übergangs und damit automatisch zu einer asymmetrischen Linienform, die häufig als Fano-Resonanz [Fan61] bezeichnet wird. Insbesondere kann im Fall  $w \cdot v = -w' \cdot E_\mu$  die Übergangswahrscheinlichkeit auch 0 werden. Häufig werden Übergänge dieser Art nach dem Verhältnis  $q \sim \frac{w}{w'}$  der Kopp-

lungen des Zustands  $|k\rangle$  an das Kontinuum über den Zwischenzustand  $\phi$  bzw. direkt angegeben. Die bereits im Kapitel 2.3.1 besprochene Kopplung nur über ein Zwischenniveau entspricht dem Fall  $q \gg 1$ , ist die direkte Kopplung dominant, ist  $q \approx 0$ . In Abbildung 2.7 sind die Linienformen für die Fälle  $q = 0$ ,  $q = 1$  und  $q = 100$  abgebildet. Die



**Abbildung 2.7** Fanoprofile für verschiedene Werte für  $q$ . Im ersten Fall dominiert die direkte Anregung von  $|\chi\rangle$  in das Kontinuum. Trotzdem gibt es bei  $E_\mu = 0$ , also auf der Resonanz des Übergangs  $|\chi\rangle \rightarrow |\phi\rangle \rightarrow |k\rangle$  einen Einbruch in der Linienstärke. Ist die direkte Kopplung vernachlässigbar ( $q \gg 1$ ), ergibt sich ein Lorentzprofil. Diese Situation lässt sich wie oben diskutiert auch gut mit Ratengleichungen beschreiben. Sind beide Übergänge annähernd gleich stark, ist eine deutlich asymmetrische Linie zu sehen.

asymmetrische Linienform im Falle zweier gleichstarker Anregungen ist dabei deutlich sichtbar.

Das Beispiel der Fano-Resonanzen zeigt, dass es für die Entwicklung des Ratenbilds von entscheidender Bedeutung ist, dass die Anregung stufenweise erfolgt, ohne dass es alternative Anregungswege gibt. Diese theoretische Forderung lässt sich in der Praxis natürlich nur annähernd erfüllen. So sind z.B. bei den einzelnen Niveaus des 5D-Zustands in verschiedene Hyperfeinzustände aufgespalten, die nahe genug beieinander liegen, dass sie konkurrierende Ionisationspfade darstellen können. Außerdem führt die Aufspaltung der magnetischen Unterzustände im Magnetfeld zu einer weiteren Vervielfachung der Übergangsmöglichkeiten. In Kapitel 4.3.3 wird sich experimentell zeigen, dass dies keine Probleme verursacht. Der hier gewählte Weg über einen Zweiphotonenschritt birgt intrinsisch das Risiko konkurrierender Anregungspfade: Außer dem direkten Übergang ist immer auch eine Besetzung des Zwischenniveaus möglich. Im Abschnitt 2.4 wurde durch den Vergleich von Raten- und Blochgleichungen gezeigt, dass dies bei resonanter

Anregung kein Hinderungsgrund für Ratengleichungen sein muss. Genauer wird dieser Fall von B. L. Beers und L. Armstrong [Bee75] untersucht. Da sich auch hier für die in dieser Arbeit gewählten Parameterbereiche keine Schwierigkeiten ergeben, wird hier auf eine genauere Vorstellung dieser Arbeiten verzichtet.

Eine weitere mögliche Komplikation ergibt sich aus einer hier immer stillschweigend getroffenen Annahme für den letzten Ionisationsschritt: Die Benutzung von Fermis Goldener Regel in Abschnitt 2.3 implizierte bereits wie in den folgenden Abschnitten, dass ein einmal ionisiertes Elektron-Atom-Paar keinen kohärenten Übergang zurück zu einem neutralen Atom durchlaufen kann. Dies gilt gut für die hier benutzten Laserstärken, da die kinetische Energie der Elektronen groß genug ist, dass sie sich vom Atom entfernen, bevor eine Rabioszillation in das Ausgangsniveau stattfinden kann. Dies ist aber kein allgemeingültiges Prinzip und gerade bei verstärkten Kurzpulslasern können Intensitäten auftreten, bei denen die Rabifrequenzen so kurz werden, dass Atom und Ion-Elektronpaar mehrfach ineinander transformiert werden [Adl95b].

Weitere Besonderheiten können bei der Ionisation von Bose-Einstein-Kondensaten auftreten [Cia02]. Die Atome liegen ursprünglich als Bosonen vor. Durch die Ionisation werden sie aber in zwei fermionische Bestandteile zerlegt. Geschieht dies mit einem schmalbandigen Laser, kann dies dazu führen, dass bereits besetzte Zielzustände weitere Ionisationen behindern. Dies spielt für die Ionisationen in dieser Arbeit aber weiter keine Rolle, da erstens der Faserlaser mit einer Frequenzbreite von 2 nm nicht schmalbandig ist und sich zweitens die Ionen sofort aus der Falle entfernen.



## 3 Realisierung eines Einzelatomdetektors auf einem Atomchip

In diesem Kapitel wird für das vorgestellte Konzept eines Einzelatomnachweises durch Photoionisation eine Realisierung auf einem Atomchip entwickelt. Dazu wird gezeigt, wie die bisher abstrakt diskutierten Einzelschritte in der in unserer Arbeitsgruppe verwendeten Mikrofallenapparatur umgesetzt werden können. Das Gesamtkonzept lässt sich dabei in zwei Bereiche unterteilen: *Vor* der Ionisation müssen die benötigten Laserfrequenzen und -leistungen bereitgestellt werden. *Nach* der Ionisation müssen die Ionen zum Channeltron geführt werden, um dort detektiert werden zu können.

### 3.1 Laserauswahl

Mit der im letzten Kapitel hergeleiteten Grundlage kann nun abgeschätzt werden, welche Laserleistungen nötig sind, um die Ionisation schnell genug zu treiben. Die kritische Zeitdauer ist dabei durch die natürliche Lebensdauer des 5D-Niveaus von 220 ns gegeben. Die Ionisationsrate aus diesem Zustand heraus muss schneller sein als der natürliche Zerfall, andernfalls wären mehrere Zweiphotonenanregungen pro Atom notwendig, was zu einem Heizen und damit zum Entfernen der Atome aus dem Wellenleiter führen würde. Die Anregung aus dem Grundzustand über den Zweiphotonenschritt in das 5D-Niveau dagegen kann deutlich langsamer sein. Hier ist die gewünschte Zeitauflösung des Experiments die kritische Größe. Bei einer Lebensdauer des Kondensats von 1 s ist eine Zeitauflösung von 100  $\mu$ s zunächst ausreichend. Das Verhältnis der beiden Geschwindigkeiten garantiert auch die Anwendbarkeit des Ratenmodells für den Gesamtprozess.

Der Wirkungsquerschnitt der Ionisation aus dem 5D-Niveau hängt von der Wellenlänge des verwendeten Lasers ab. Für einen Laser mit einer Wellenlänge von 1064 nm beträgt er 17,5 Mb [Dun01a]. Die notwendige Intensität errechnet sich zu

$$I = \frac{R h c}{\lambda \sigma} = 5,3 \cdot 10^8 \frac{W}{m^2} . \quad (3.1)$$

Die geforderte Ionisationsrate wurde hier mit der Zerfallsrate von  $R = 1/(200 \text{ ns})$  angesetzt. Die Ionisation soll auf einer Fläche mit einem Radius ( $w_0$ ) von 30  $\mu$ m stattfinden. Daher wird ein Laserstrahl benötigt, der auf dieser Fläche eine Intensität hat, die höher ist als die geforderten  $5,3 \cdot 10^8 \text{ W/m}^2$ . Bei einem gaußschen Laserstrahl der diese Intensität gerade bei seinem  $1/e^2$ -Radius besitzt, führt dies zu einer Spitzenintensität von

$4 \cdot 10^9 \text{ W/m}^2$ . Die Gesamtleistung eines Lasers, der ein derartiges Strahlprofil erzeugen kann, liegt bei knapp 5 W. Diese Leistung kann gut mit einem Faserlaser erreicht werden.

Für den Zweiphotonenübergang ergibt sich nach [Gro95] eine Übergangsrate von

$$R = 3 \cdot 10^{-6} \left( \frac{\text{cm}^2}{\text{mW}} \right)^2 \cdot \frac{1}{\text{s}} \cdot I^2 . \quad (3.2)$$

Dies macht eine Laserleistung von 6 mW bei einer Wellenlänge von 778,1 nm nötig, um die geforderte Geschwindigkeit zu erhalten. Mit Diodenlasern lässt sich diese Leistung gut erreichen.

### 3.2 Dipolkräfte

Die Wechselwirkung zwischen den Atomen und dem Licht aus den Lasern führt nicht nur zur Anregung der Atome. Zusätzlich kommt es auch zur Ausbildung von Potentialen für die Atome. Der wichtigste Beitrag in unserem Fall kommt von der nichtresonanten Wechselwirkung der Laser mit dem Übergang  $5S \rightarrow 5P$ . Da bei beiden Lasern die Verstimmung zu diesem Übergang (2 nm, bzw. 300 nm) deutlich größer ist als die natürliche Linienbreite (6 MHz) und dieser Übergang nur schwach angeregt wird, lässt sich dieser Effekt im klassischen Lorentz-Modell verstehen. Im Lorentz-Modell wird das Atom als harmonischer Oszillator betrachtet, der durch ein monochromatisches Lichtfeld der Frequenz  $\omega$  zu Schwingungen angeregt werden kann. Die Resonanzfrequenz  $\omega_0$  ist dabei durch die Frequenz des betrachteten Übergangs gegeben. Die Breite  $\Gamma$  der Resonanz wird durch die Verluste des Übergangs, in unserem Fall die natürliche Lebensdauer, bestimmt. Für beide hier betrachtete Laser gilt dabei, dass sie weit von der Resonanz verstimmt sind.

$$|\Delta| = |\omega - \omega_0| \gg \Gamma . \quad (3.3)$$

Gleichzeitig sind sie aber nicht so weit verstimmt, dass die Verstimmung selbst in der Größenordnung der Resonanzfrequenz liegt:

$$|\Delta| \ll \omega_0 . \quad (3.4)$$

Damit lassen sich beide Fälle sehr einfach diskutieren. Im Fall des blauverstimmten Diodenlasers induziert das elektrische Feld einen Dipol, der gegenphasig zum Lichtfeld schwingt. Dies führt zu einer Erhöhung des Potentials abhängig von der Intensität  $I$  des Lichtfelds

$$U(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma}{\Delta} \right) \cdot I(\vec{r}) . \quad (3.5)$$

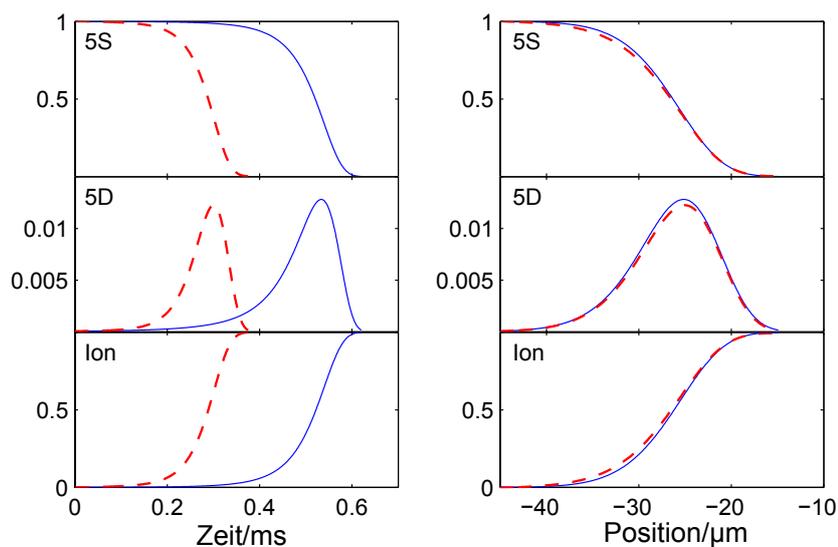
Ein fokussierter Laserstrahl drückt die Atome aus seinem Intensitätsmaximum heraus. Bei einem rotverstimmten Laser schwingt der atomare Dipol in Phase mit dem Feld, was zu einer Erniedrigung des Potentials führt. Fokussierte rotverstimmte Laser lassen sich

daher als Dipolfallen für Atome nutzen.

Für den Einzelatomdetektor müssen Dipolpotentiale mitberücksichtigt werden. Damit es zu einer Ionisation kommt, darf das Atom nicht zu schnell durch das repulsive Potential des Diodenlasers wegbeschleunigt werden. Dadurch könnte ein kontinuierlicher Betrieb des Einzelatomdetektors unmöglich gemacht werden.

Für die oben bestimmten Strahlparameter ergibt sich für den auf  $30 \mu\text{m}$  fokussierten Diodenlaser mit einer Leistung von  $6 \text{ mW}$  ein repulsives Potential mit einem Maximum von  $5 \mu\text{K}$ . Kalte Atome mit einer Energie von typischerweise einem  $\mu\text{K}$  werden durch diesen Laser daran gehindert in das Zentrum des Ionisationsvolumens zu gelangen. Da die Ionisationswahrscheinlichkeit quadratisch mit der Leistung des Lasers ansteigt, behindert dieser Effekt einen effektiven Nachweis. Gleichzeitig bildet der Faserlaser mit einer Leistung von  $4 \text{ W}$  aber ein attraktives Potential, dessen Tiefe etwa  $10 \mu\text{K}$  beträgt. Sind beide Laser gut überlagert, bildet sich insgesamt ein attraktives Potential. Dadurch werden die Atome in das Ionisationsvolumen hineinbeschleunigt.

Abbildung 3.1 zeigt eine Simulation der Besetzungen der an der Ionisation beteiligten



**Abbildung 3.1** Simulation der Besetzung der Niveaus während der optischen Anregung. Aufgetragen ist die Wahrscheinlichkeit für ein Atom sich im Zustand  $5S$  oder  $5D$  zu befinden, bzw. ionisiert zu sein. Simuliert wird jeweils ein Atom, das mit einer Geschwindigkeit von  $14 \mu\text{m}/\text{ms}$  in den Fokus der Laser fliegt. In der linken Spalte sind die Besetzungswahrscheinlichkeit gegen die Zeit aufgetragen, in der rechten Spalte gegen den Ort des Atoms. Die durchgezogene Linie zeigt eine Simulation in der beide Laser einen Fokus von  $w_0 = 30 \mu\text{m}$  hatten. Für die gestrichelte Linie war der Fokus des Faserlasers mit  $w_0 = 60 \mu\text{m}$  doppelt so groß wie der Fokus des Diodenlasers.

Niveaus. Die Wahrscheinlichkeit für ein Atom, sich in den Zuständen  $5S$  bzw.  $5D$  zu befinden oder bereits ionisiert zu sein, wird mit Hilfe von Ratengleichungen simuliert. In

die Bewegung des Atoms fließen die Dipolkräfte der Laser mit ein.

Ein Atom im Zustand  $5S$  startet bei der Zeit  $t = 0$  und bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von  $14 \mu\text{m/ms}$  (entspricht  $T = 1 \mu\text{K}$ ) auf das  $45 \mu\text{m}$  entfernte Zentrum der Laserstrahlen zu. Die Leistungen in den Lasern betragen  $5 \text{ W}$  (Faserlaser) bzw.  $6 \text{ mW}$  (Diodenlaser). In der linken Spalte sind diese Wahrscheinlichkeiten gegen die Zeit aufgetragen. Die durchgezogene Linie zeigt eine Simulation in der der  $1/e^2$ -Radius beider Laserstrahlen  $30 \mu\text{m}$  beträgt. Aufgrund der Dipolkräfte wird das Atom in den Fokus hineinbeschleunigt. Zunächst befindet sich das Atom mit einer Wahrscheinlichkeit von 1 im Zustand  $5S$ . Nach  $t = 0,2 \text{ ms}$  fängt die Anregungswahrscheinlichkeit an zu wachsen. Gleichzeitig wächst auch die Wahrscheinlichkeit, dass das Atom bereits ionisiert ist. Bei  $t = 0,533 \text{ ms}$  erreicht die Wahrscheinlichkeit, das Atom im Zustand  $5D$  vorzufinden, mit  $1,28\%$  ihr Maximum. Nach bei  $t = 0,6 \text{ ms}$  ist das Atom mit einer Wahrscheinlichkeit von 1 ionisiert. Der gesamte Ionisationsprozess nimmt mit etwa  $400 \mu\text{s}$  mehr Zeit in Anspruch, als dies oben berechnet wurde. Der Grund dafür wird deutlich, wenn man die zweite Spalte betrachtet. Dort sind die Besetzungen gegen den Ort des Atoms aufgetragen. Die Anregung beginnt bereits deutlich bevor das Atom den  $1/e^2$ -Radius des Strahls erreicht. Dort ist die Intensität des Diodenlasers noch zu klein um eine schnelle Anregung zu ermöglichen.

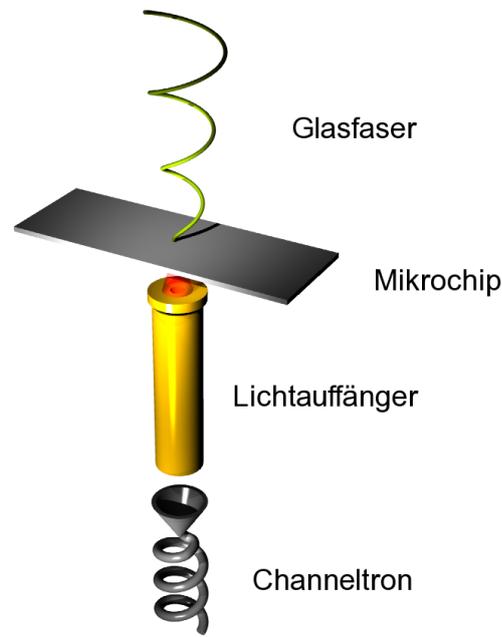
Um eine bessere Ortsauflösung zu erreichen, können beide Laser gleichmäßig stärker fokussiert werden. Dies würde auch die zeitliche Auflösung entsprechend verbessern. Die zeitliche Auflösung lässt sich aber auch verbessern, indem der Faserlaser etwas defokussiert wird, während der Fokus des Diodenlasers gleich bleibt. Die gestrichelte Linie in Abbildung 3.1 zeigt eine Simulation, in der der Radius des Faserlasers  $w_0 = 60 \mu\text{m}$  beträgt. Der Ort der Ionisation (rechte Spalte) bleibt nahezu unverändert, da er offenbar von Diodenlaser vorgegeben wird. Da das Atom nun aber früher in den Fokus hineinbeschleunigt wird, kommt es schneller in die Bereiche mit einem starken Diodenlaser und wird so schneller ionisiert.

### 3.3 Strahlführung mit optischen Fasern

Bei dem hier vorgestellten Konzept werden die Atome durch einen Wellenleiter in das Detektionsvolumen geführt. Dort wird die räumliche Korrelationsfunktion gemessen, indem sie nacheinander in das Laserlicht gelangen und ionisiert werden und so die räumliche Messung in eine zeitliche Messung umgewandelt wird. Die Auflösung in dieser Anordnung ist dadurch beeinflusst, dass die Atome jeweils am selben Ort ionisiert werden. Um dies zu gewährleisten, muss die Laserintensität plötzlich stark ansteigen, wie es z.B. bei einem fokussierten Laser der Fall ist. Der Durchmesser des Ionisationsgebiets soll dabei etwa  $60 \mu\text{m}$  betragen. In diesem Bereich müssen die beiden Laser mit deutlich unterschiedlichen Wellenlängen ( $778 \text{ nm}$  und  $1080 \text{ nm}$ ) gut überlagert sein. Im Folgenden werden zwei Alternativen vorgestellt, mit denen diese Anforderungen erfüllt werden können: Zum Einen wie schon erwähnt ein fokussierter Laserstrahl und zum Anderen

eine Strahlführung mit Hilfe von optischen Fasern.

Mit optischen Fasern lässt sich das Laserlicht gut kontrolliert in das Detektionsvolumen bringen (s. Abbildung 3.2). Dabei werden beide Laserstrahlen in eine Glasfaser ein-



**Abbildung 3.2** Schema eines Aufbaus mit optischer Faser. Von oben wird eine Glasfaser durch den Atomchip geführt. Die Atome befinden sich in einem magnetischen Wellenleiter unmittelbar unterhalb des Faserendes und werden dort ionisiert. Die entstehenden Ionen und das Laserlicht gelangen anschließend in einen Auffänger bis zum Channeltron. Dort werden die Ionen detektiert und das Laserlicht gestoppt.

gekoppelt. Dadurch ist ein guter Überlapp beider Laserstrahlen gewährleistet. An der Endfacette der Faser tritt das Licht aus und bildet einen divergierenden Strahl. Werden Atome in diesen Strahlkegel gebracht, können sie durch das Licht angeregt und ionisiert werden. Die Strahlführung durch die optische Faser garantiert dabei nur geringes Streulicht vor dem Detektionsvolumen. Der Laserstrahl muss nach dem Austritt aus der Faser allerdings wieder aufgefangen werden, so dass möglichst wenig Streulicht in die Kammer gelangt. Die Strahlführung mit Fasern bringt jedoch auch technische Herausforderungen mit sich:

- die Wahl einer Vakuumtauglichen Faser
- die Wahl einer Faser, die für beide Wellenlängen eine gute Strahlführung bietet
- eine Vakuumdurchführung für optische Fasern
- die exakte Positionierung des Faserendes

- die Konstruktion eines geeigneten Auffängers.

### 3.3.1 Faserauswahl

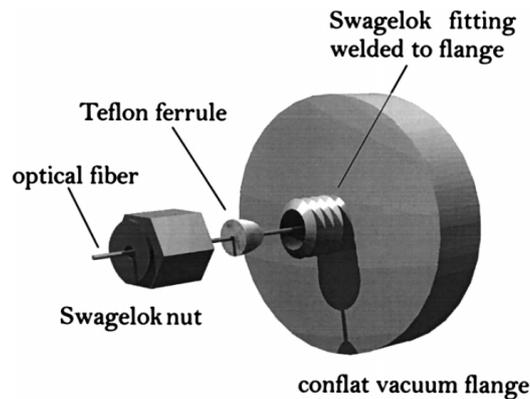
Damit keine Luft zwischen der Glasfaser und dem anliegenden Kunststoff bei der Durchführung hindurchtreten kann, darf die Glasfaser keine konventionelle Ummantelung haben. Damit die Faser trotzdem nicht zu anfällig gegen mechanische Beschädigungen wird, muss sie eine vakuumtaugliche Beschichtung besitzen. Übliche Beschichtungen aus Acrylat kommen hier nicht in Frage, da sie zu hohe Ausgasraten haben und zudem ein Ausheizen bei etwa 180°C nicht vertragen. Eine Alternative neben Metallbeschichtungen sind Beschichtungen aus Polyimiden wie Kapton. Diese Materialien, mit denen in unserem Aufbau auch die Drähte isoliert sind, vertragen hohe Temperaturen bis 200°C und sind gleichzeitig im Vakuum einsetzbar. Die Verwendung von kaptonbeschichteten Fasern macht es allerdings schwieriger die Fasern zu bearbeiten. Kapton ist chemisch sehr inert und lässt sich nur schlecht von der Faser entfernen. Durch Eintauchen in erhitzte (120°C) konzentrierte Schwefelsäure, löst es sich aber in kurzer Zeit von der Faser.

Neben der Vakuumtauglichkeit ist der Strahlüberlapp nach der Faser ein entscheidendes Auswahlkriterium. Die ideale Strahlform würde eine Faser bieten, die ein Einzelmodenprofil für beide Wellenlängen liefert und gleichzeitig für beide Wellenlängen die gleiche Strahldivergenz besitzt. Aufgrund der deutlichen Unterschiede in den Wellenlängen ist dies nicht möglich. Einzelmodefasern für 1080 nm liefern bei 780 nm ein Strahlprofil mit mehreren Moden und Einzelmodefasern für 780 nm haben bei 1080 nm deutliche Verluste. Da hohe Verluste bei dem 4 W starken Faserlaser nicht tolerabel sind, bleibt nur die Möglichkeit, den Diodenlaser nicht *single mode* durch die Faser zu führen. Die zweite Mode zeichnet sich allerdings gerade dadurch aus, dass die Intensität im Zentrum des Strahls verschwindet. Die Kombination, dass ein Strahl in der ersten und der andere Strahl in der zweiten Mode geführt wird, würde daher zu einem sehr schlechten Überlapp mit dem Gaußschen Strahlprofil des Faserlasers führen. Um dieses Problem zu umgehen, kann eine Faser gewählt werden, die für beide Wellenlängen das Licht in hohen Moden leitet. Dies führt dazu, dass der Strahl nicht mehr als Gaußprofil aus der Faser austritt, trotzdem hat er in der Mitte die maximale Leistung und fällt nach außen ähnlich wie bei einem Gaußprofil ab. Die Strahlprofile für die beiden unterschiedlichen Wellenlängen werden so wieder ähnlicher. Ein typischer Durchmesser der Austrittsöffnung einer solchen Faser ist 50  $\mu\text{m}$ , die numerische Apertur liegt bei 0,1. Dies bedeutet, dass sich in einer Entfernung von 100  $\mu\text{m}$  der Strahlradius um etwa 20  $\mu\text{m}$  vergrößert. Bei einer Faser mit einem kleinen Modenfelddurchmesser ist es gut möglich, in dieser Entfernung Atome effizient zu ionisieren.

### 3.3.2 Vakuumdurchführungen für optische Fasern

Kommerziell sind keine Durchführungen für optische Fasern erhältlich, die bei einem Druck von  $10^{-11}$  mbar einsetzbar sind. Daher muss in diesem Fall eine Eigenbaulösung

eingesetzt werden. In der Gruppe von E. Cornell wurde eine Durchführung entwickelt, die auf einem durchbohrten Teflonpfropfen beruht, der in ein Swagelok *fitting* eingepresst wird (s. Abbildung 3.3) [Abr98]. Dadurch wurden Faserdurchführungen realisiert,



**Abbildung 3.3** Faserdurchführung in ein Ultrahochvakuum (aus [Abr98]). Auf einen Flansch wird ein *fitting* der Firma Swagelok geschweißt, in das ein konischer Teflonpfropfen eingesetzt wird. In den Teflonpfropfen ist ein Loch mit einem Durchmesser von 0.3 mm gebohrt, durch das die optische Faser geführt wird. Durch die obere Mutter wird das Teflon an die Faser gepresst.

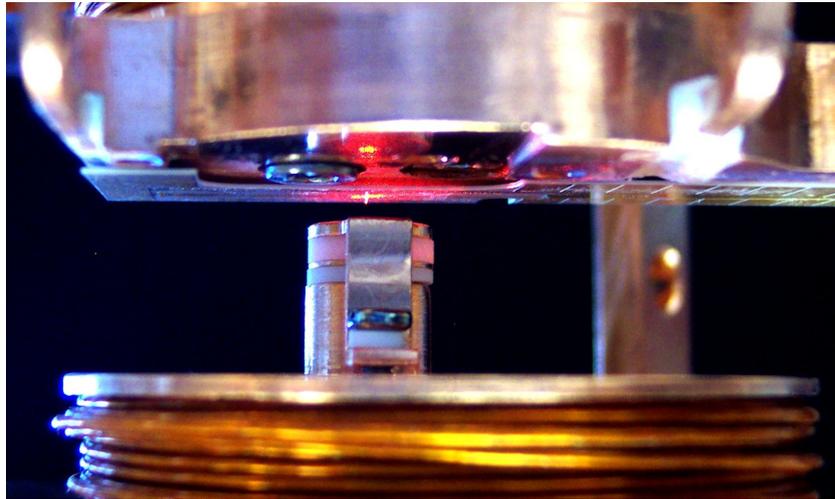
die einen Enddruck von  $2 \cdot 10^{10}$  Torr erlauben und gleichzeitig ausheizbar sind. Für bessere Drücke sind diese Durchführungen noch nicht getestet, bieten aber eine Möglichkeit auch in unsere Apparatur Fasern einzuführen.

### 3.3.3 Positionierung

Die Ionisation in der Nähe der Faserspitze durchzuführen garantiert, dass das Laserlicht ohne Justageaufwand genau dorthin gelangt, wo es gebraucht wird. Allerdings muss die Faser einmal beim Einbau exakt positioniert werden. Dies geschieht am Besten, indem sie durch ein Loch im Microchip geführt wird (s. Abbildung 3.4). Dadurch ist garantiert, dass ein Wellenleiter, der über der Faser positioniert wird, auch optimal beleuchtet wird. Gleichzeitig kann der Laserstrahl den Chip nicht treffen, so dass eine Quelle für Streulicht beseitigt wird. Der Durchmesser des Loches sollte dabei der Faser angepasst sein. Die für Fasern nötigen Durchmesser von typischerweise  $125 \mu\text{m}$  lassen sich leicht durch Laserschneiden herstellen.

### 3.3.4 Strahl auffänger

Nachdem der Strahl das Detektionsvolumen der Atome passiert hat, muss er aufgefangen werden, um sowohl unerwünschtes Streulicht als auch ein Erhitzen von kritischen Stellen an der Apparatur zu verhindern. Dazu wird nahe an das Faserende eine Blen-

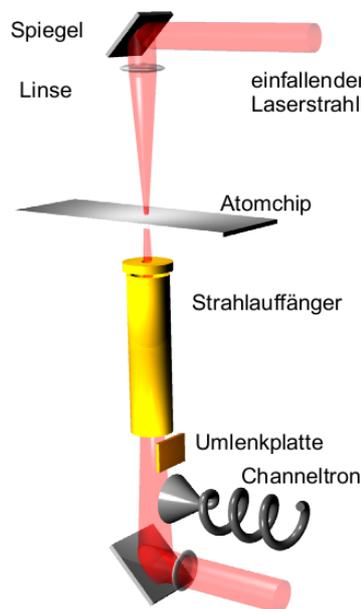


**Abbildung 3.4** Zusammenbau mit Faser. Zu sehen ist oben der Chiphalter auf den die Mikrostruktur geklebt wird. Durch ein Loch in dieser Struktur wird von oben eine optische Faser angebracht. 2 mm unterhalb des Faserendes befindet sich der Lichtauffänger. Dieser ist fest mit der unteren Transferspule verbunden. Da der Lichtauffänger auch für die Ionenoptik genutzt wird (s. Abschnitt 3.6), besteht er aus zwei Elektroden, die jeweils durch Keramikisolatoren voneinander getrennt sind.

de angebracht, hinter der sich ein Hohlraum befindet. In Abschnitt 3.5 wird sich zeigen, dass dieser Hohlraum auch dazu benutzt wird, um die Ionen aus dem Wellenleiter zu extrahieren. Der minimale Abstand des Channeltrons vom Ionisationsvolumen ist dabei durch die Spulenkörper gegeben und beträgt etwa 4 cm. Nach dieser Strecke ist der Laserstrahl auf etwa 1 cm aufgeweitet und führt nicht mehr zu einer stark lokalisierten Erwärmung auf dem Glastrichter des Channeltrons. Trotzdem sollte vermieden werden, dass das Channeltron über unnötig lange Zeiten erhitzt wird, da die thermische Ankopplung des Channeltrons an die Umgebung eher schlecht ist und ein Erwärmen des Channeltrons zu einer erhöhten Dunkelzählrate führen kann.

### 3.4 Strahlführung ohne optische Fasern

Um die technischen Schwierigkeiten beim Einbau einer Faser in die Apparatur zu vermeiden, wurde eine weitere Möglichkeit entwickelt, mit der die Laserstrahlen im Zielvolumen überlagert werden können. Dazu werden die überlagerten Strahlen fokussiert und erreichen durch ein Loch im Chip die Atome im Wellenleiter (s. Abbildung 3.5). Auch wenn dieser Aufbau ohne Fasern auskommt, verlangt er doch einen größeren Aufwand bei der täglichen Justage. Zum Einen müssen beide Strahlen von Hand überlagert werden und zum Anderen muss der Gesamtstrahl von außerhalb der Kammer durch ein  $150\ \mu\text{m}$  großes Loch gefädelt werden. Damit diese Justage möglich wird, wird der Strahl nicht in der Kammer aufgefangen, sondern wieder aus der Kammer herausgeführt. So



**Abbildung 3.5** Schema des Einzelatomdetektors ohne Verwendung von optischen Fasern. Das Laserlicht wird von oben durch eine Linse fokussiert und gelangt durch ein Loch im Atomchip zum Zielvolumen. Anschließend wird mit einer zweiten Linse kollimiert und über einen Spiegel aus der Kammer reflektiert. Zu sehen ist auch das Channeltron, das die entstehenden Ionen detektiert. Damit der Laserstrahl die Kammer verlassen kann, ist er jetzt seitlich angeordnet, was eine zusätzliche Ionenoptik notwendig macht.

kann bei der Justage auf maximale Transmission geachtet werden. Gleichzeitig kann so während eines Versuchs überwacht werden, ob durch Dejustage Licht in der Kammer absorbiert wird und so die Gefahr besteht, dass der Atomchip durch Überhitzung beschädigt wird.

In diesem Aufbau müssen beide Laserstrahlen außerhalb der Kammer überlagert werden. Eine sorgfältige Justage ist dabei nötig, weil sich die Foki der beiden Laserstrahlen, die nur einen Durchmesser von  $60\ \mu\text{m}$  besitzen, sonst nicht überlagern und daher auch keine Atome ionisiert werden. Dabei ist es nicht nötig, die Überlagerung außerhalb der Kammer auch auf  $60\ \mu\text{m}$  genau durchzuführen: Solange beide Strahlen parallel verlaufen, treffen sie sich im Fokus der Linse. Kritisch ist daher nicht ein kleiner Parallelversatz, sondern ein Winkel zwischen den Strahlen<sup>1</sup>. Dies lässt sich aber gut kontrollieren, wenn man für die Justage eine hinreichend lange freie Wegstrecke nutzt.

Die Fokussierung auf den magnetischen Wellenleiter für Atome geschieht mit einer

<sup>1</sup>Diese Aussage gilt selbstverständlich nur für eine perfekte Linse. In einer realen Linse sind die Brennweiten aufgrund der chromatischen Abberation für die beiden Laser leicht unterschiedlich. Aufgrund der sphärischen Abberation treffen sich auch nicht alle Strahlen mit Parallelversatz. Bei einer sorgfältigen Justage sind diese Fehler aber klein genug, dass sie nur eine letzte Feinjustage auf maximales Signal im laufenden Experiment nötig machen.

Sammellinse der Brennweite  $f = 40$  mm. Die Linse ist mit einer Breitbandantireflexbeschichtung versehen, um für beide Wellenlängen eine hohe Transmission zu erreichen. Ein kollimierter Strahl mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 778$  nm und einem Durchmesser von 0,6 mm wird mit dieser Linse auf einen Fokus von  $w = 30 \mu\text{m}$  fokussiert. Für den Laser mit  $\lambda = 1080$  nm ist für den gleichen Fokus ein Ausgangsdurchmesser von 0,9 mm nötig. Der Abstand der Linse vom Wellenleiter wird durch die Konstruktion des Linsenhalters vorgegeben. Da die Rayleigh-Länge der beiden Strahlen  $z_0 = 3,6$  mm ( $z_0 = 2,6$  mm für  $\lambda = 1080$  nm) beträgt, ist hier eine Genauigkeit auf etwa einen Millimeter nötig.

Um die Strahljustage in diesem Aufbau zu ermöglichen, ist es nötig, den Strahl wieder aus der Kammer herauszuführen. Deshalb muss auch das untere Spulenpaar durchbohrt werden und auch das Channeltron dient in diesem Aufbau nicht als *beam dump* für die Laser. Stattdessen wird das Licht über einen Spiegel und eine weitere Linse wieder aus der Kammer gelenkt. Der Abstand der zweiten Linse zum Wellenleiter für die Atome ist mit 80 mm doppelt so groß wie der Abstand der ersten Linse. Eine Kollimation in diesem Abstand bedeutet eine 1:2 Vergrößerung der Ausgangsstrahlen. Da die Linsen leicht unterschiedliche Brechzahlen für die beiden verschiedenen Wellenlängen haben, ist es nicht möglich beide Strahlen am Kammerausgang perfekt zu kollimieren. Dies ist aber auch nicht nötig, da die Strahlen nicht weiter verwendet werden. Sollte es gewünscht werden den Strahl zurückzureflektieren, erscheint es sinnvoll sich auf einen Laser zu beschränken und den anderen außerhalb der Kammer auszufiltern.

Sowohl mit als auch ohne Fasern lässt sich der Einzelatomdetektor realisieren. Der größte Vorteil der Variante mit Fasern liegt dabei darin, dass sie besser in das Konzept integrierter Chips passt. Da das Faserende fest mit dem Chip verbunden ist, ist eine weitere Justage nicht mehr nötig. Genauso wie die auf einem Chip integrierten Stromleiter die Position der Magnetfallen fixieren, ist so auch die Position des Detektors festgelegt. Durch weitere Entwicklungen wäre es theoretisch sogar möglich, den Lichtwellenleiter und die Lichtquelle auf dem Atomchip zu integrieren. Der Nachteil in der jetzigen Entwicklungsstufe liegt allerdings darin, dass das Verwenden von Fasern auch gewisse Risiken birgt. So ist die Durchführung noch nicht fertig ausgereift und bietet sowohl Gelegenheit für Vakuumecks als auch für Schäden an der Faser. Auch die Fixierung der Faser in der Apparatur kann gerade beim Ausheizen zu Schäden an der Faser führen.

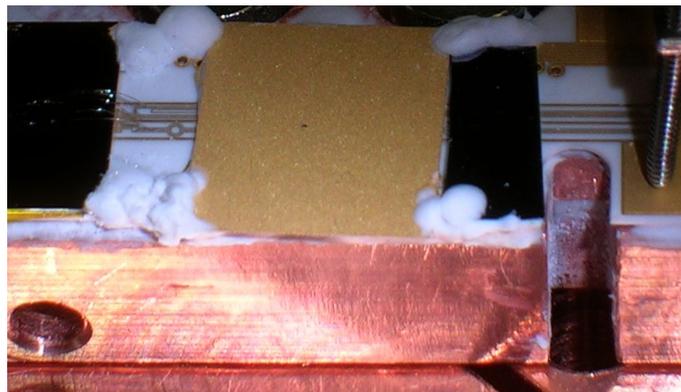
Die Variante ohne Fasern dagegen benötigt zwar einen etwas größeren Justageaufwand, ist ansonsten der Lösung mit Fasern aber nicht weiter unterlegen. Um das Experiment zunächst so einfach wie möglich zu halten, wurde daher beschlossen, dieses Konzept weiterzuverfolgen.

### 3.5 Extraktion der Ionen

Nachdem die Atome ionisiert wurden, müssen sie in das Channeltron gelangen. Die Extraktion der Ionen aus dem Detektionsvolumen soll allerdings die dort immer noch ge-

fangenen Atome möglichst wenig beeinflussen. Um die Ionen schnell abzusaugen wird ein elektrisches Feld benutzt. Aufgrund ihrer Ladung übt dies auf die Ionen eine deutlich stärkere Kraft aus als auf die neutralen Atome [Trü04]. Mit Hilfe von elektrischen Feldern lassen sich die Ionen kontrolliert zum Detektor führen. Die leichte Beeinflussbarkeit von Ionen bringt allerdings auch mit sich, dass sie wesentlich besser gegen elektrische Störfelder abgeschirmt werden müssen als dies bei neutralen Atomen der Fall ist. Insbesondere müssen alle nicht leitenden Flächen verdeckt werden, da sonst die Gefahr besteht, dass Ionen auf diesen Flächen haften bleiben und diese aufladen. Dies kann die Feldkonfiguration soweit beeinflussen, dass es unmöglich wird, die Ionen in das Channeltron zu leiten. Während die meisten im Kammeraufbau benutzten Elemente aus den Metallen Kupfer und Edelstahl bestehen und damit keine Gefahr darstellen, müssen zwei Elemente besonders sorgfältig abgeschirmt werden: Zum Einen der Mikrochip selbst, der ein  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -Keramiksубstrat besitzt und zum Anderen das Ende der Glasfaser.

Der Mikrochip kann abgeschirmt werden, indem auf den Chip ein Plättchen geklebt wird, dessen Oberseite leitend ist. In unserem Fall ist dies ein Plättchen aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , dessen Oberseite mit Gold beschichtet ist (s. Abbildung 3.6). Durch ein Loch mit einem Durch-



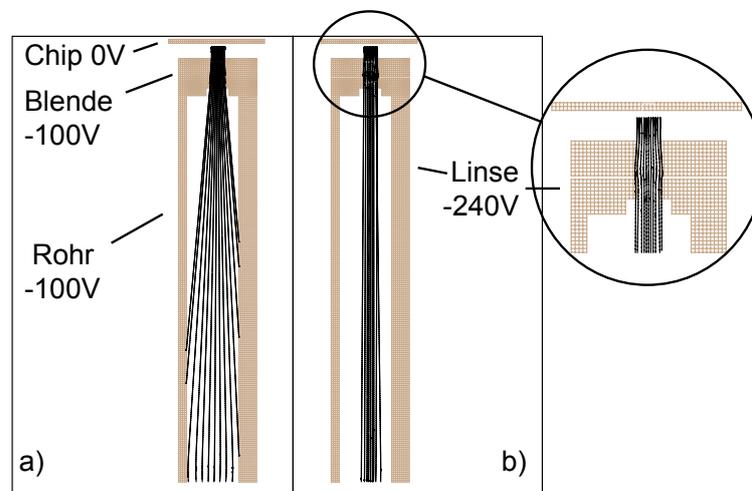
**Abbildung 3.6** Die auf der Grundplatte befestigte Mikrostruktur mit dem Abschirmplättchen und zwei weiteren aufgeklebten Chips. Durch das Loch in der Abschirmplatte tritt das Ionisationslicht aus. Die Platte selbst ist mit Gold beschichtet und wird im Endaufbau durch einen Kupferbügel mit der Grundplatte verbunden und so geerdet.

messer von  $150\ \mu\text{m}$  kann der fokussierte Laserstrahl hindurchtreten. Falls eine Faser verwendet werden soll, muss darauf geachtet werden, dass das Ende der Faser in diesem Loch versenkt bleibt, damit auch die Faser möglichst gut abgeschirmt bleibt.

### 3.6 Ionenstrahlen und Ionenlinsen

Wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist, nimmt der Lichtauffänger einigen Platz in Anspruch. Die Ionendetektion soll daher so aufgebaut werden, dass kein zusätzlicher optischer Zugang verbaut wird. Deshalb werden die Ionen senkrecht zur Chipoberfläche abgesaugt.

Durch das Rohr, das auch als Strahlauffänger für die Laserstrahlen dient (s. Abbildung 3.5) passieren sie die untere Transferspule und die Grundplatte, so dass das Channeltron auf deren Rückseite angebracht werden kann. Die Beschleunigung der Ionen kann dabei dadurch erfolgen, dass die erste Blende des Lichtauffängers auf eine negative Spannung gelegt wird, so dass die Ionen denselben Weg durch diese Blende nehmen wie auch das Licht. Werden die Ionen auf diese Weise angesaugt, ergibt sich abhängig vom genauen Startort<sup>2</sup> ein stark divergenter Strahl. Da die Ionen durch eine Strecke von über 4 cm durch die Spule geführt werden, ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass ein Teil der Ionen das Channeltron nicht erreicht. Abbildung 3.7 zeigt eine Simulation von Trajektorien für Ionen mit unterschiedlichem Startpunkt. In a) werden die Ionen mit 100 V beschleunigt.



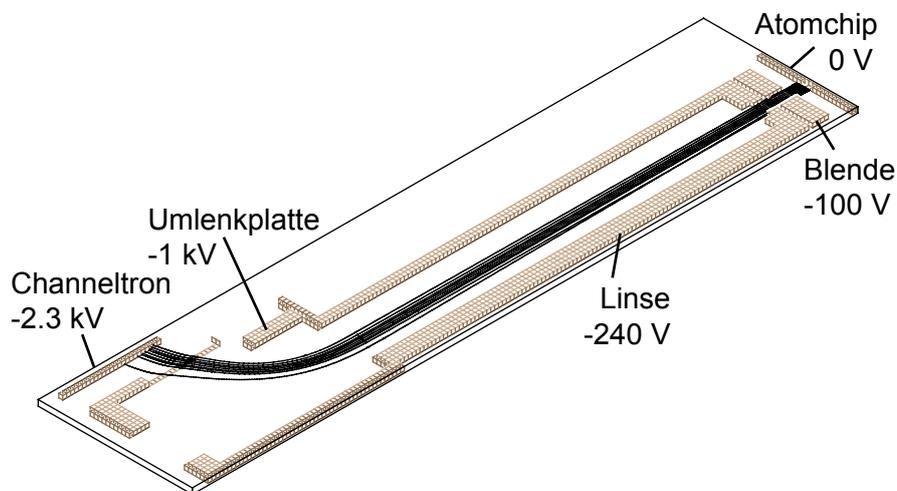
**Abbildung 3.7** Fokussierung des Ionenstrahls. In a) ist eine Simulation für die Trajektorien von Ionen zu sehen, die an verschiedenen Orten oberhalb des Lochs der ersten Blende erzeugt werden. Die Ionen ruhen dabei zunächst und werden durch das Potential der ersten Blende angezogen. Die einzelnen Trajektorien divergieren dabei stark. In b) ist eine Simulation mit den selben Startwerten gezeigt, bei der eine zweite Blende auf ein höheres Potential gelegt wurde. Dadurch werden die einzelnen Flugbahnen noch einmal abgelenkt und es entsteht ein kollimierter Ionenstrahl.

Dazu liegt die Abschirmplatte auf dem Chip auf Masse und die erste Blende sowie alle weiteren Elemente auf -100 V. Je nachdem wo die Ionen genau erzeugt wurden ergeben sich stark unterschiedliche Flugbahnen. Auch wenn die Ionen theoretisch nur in der Mitte über dem Loch der Blende erzeugt werden sollen, ist dieser Ort bautechnisch bedingt vorher nicht exakt festlegbar. Da die Grundplatte des Chips auf dem oberen Spulenpaar und der Lichtauffänger auf dem unteren Spulenpaar befestigt ist, ist es nicht möglich die Lage der beiden Elemente relativ zueinander auf Bruchteile eines Millimeters genau vorherzubestimmen. Daher ist es nötig, eine Fokussierung für den Ionenstrahl einzubauen.

<sup>2</sup>Der Startimpuls dagegen spielt keine Rolle. Werden die Ionen über eine Spannung von z.B. 100 V beschleunigt, ist sowohl der Impuls der kalten Atome wie auch der Impulsübertrag durch die Photoionisation vernachlässigbar.

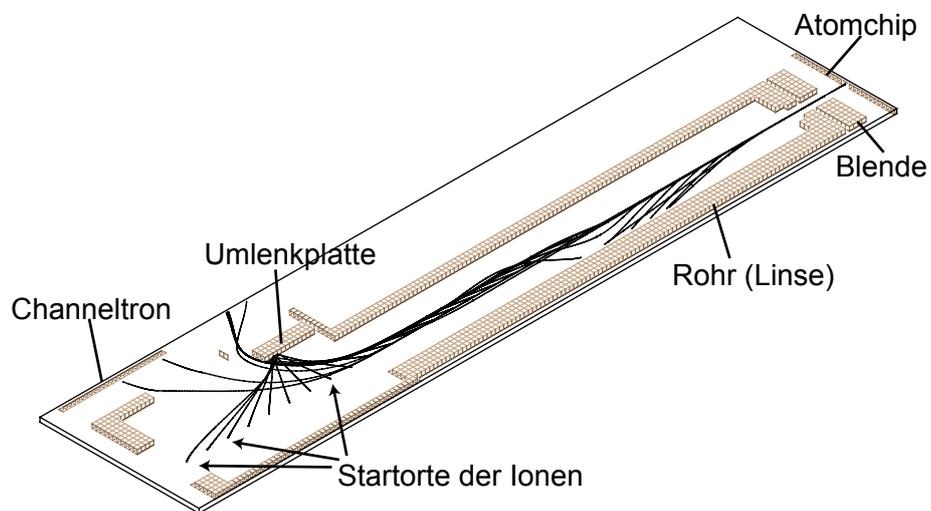
Dies lässt sich mit der in b) gezeigten Feldkonfiguration erreichen. Eine zweite Blende wird dabei auf eine Spannung von  $-240\text{ V}$  gelegt. Diese Anordnung wirkt für den Ionenstrahl als Sammellinse [Dru84] und kollimiert den Strahl.

Da die Ionen nun mit dem Laserstrahl überlagert sind, muss das Laserlicht aber wieder aus der Kammer geführt werden, müssen beide Strahlen wieder getrennt werden. Dazu wird eine Umlenkplatte angebracht, die die Ionen nach Spule und Grundplatte passieren lässt. Wird an dieser Platte eine Spannung von  $-1\text{ kV}$  angelegt, führt dies dazu, dass die Ionen umgelenkt werden (s. Abbildung 3.8). Der Laserstrahl dagegen wird durch das elektrische



**Abbildung 3.8** Ablenkung der Ionen zur Detektion. Der Ionenstrahl wird zunächst beschleunigt und fokussiert. Nachdem die Ionen die Spulenkörper und die Grundplatte passiert haben, wird ihre Flugrichtung durch eine Ablenkplatte geändert, um sie vom Laserstrahl zu trennen. Anschließend treffen die Ionen auf ein Channeltron.

Feld nicht gestört. So können die Ionen mit einem Channeltron aufgefangen werden. Diese Anordnung sorgt nicht nur für die Auftrennung der verschiedenen Strahlen, sondern dient auch dazu die Untergrundzählrate deutlich zu reduzieren. Sobald die Laser angeschaltet werden, werden nicht nur im beabsichtigten Detektionsvolumen Ionen produziert. Zusätzlich werden immer Ionen durch Streulicht z.B. an den Wänden des Rohres durch den Spulenkörper erzeugt. Diese Ionen sollen nicht mit detektiert werden. Abbildung 3.9 zeigt eine Simulation der Flugbahnen für Ionen mit verschiedenen Startorten entlang der langen Achse der Ionenoptik. Nur die Ionen, die zwischen dem Chip und der ersten Blende erzeugt wurden, haben die richtige Energie, um von der Umlenkplatte in das Channeltron geleitet zu werden. Ionen mit anderen Startorten bleiben an der Umlenkplatte haften. Dies sorgt für eine Auflösung der Ionenoptik im Bereich von wenigen Millimetern.



**Abbildung 3.9** Räumliche Auflösung der Ionenoptik. Ionen mit verschiedenen Startorten entlang der langen Achse der Ionenoptik werden simuliert. Nur die Ionen, die in dem Volumen zwischen Atomchip und erster Blende produziert werden, können das Channeltron erreichen. Alle anderen Ionen landen auf der Umlenkplatte. Dies gilt auch für Ionen, die von außerhalb der Ionenoptik durch das Laserstrahlaustrittsloch kommen.

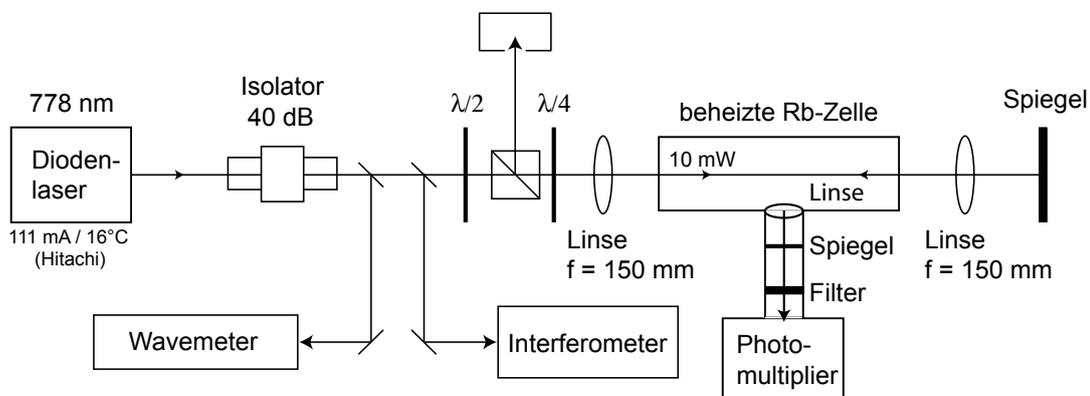
## 4 Experimentelle Ergebnisse zur Ionisation

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Messungen vorgestellt, die auf dem Weg zur Realisierung des Einzelatomdetektors notwendig waren. Zunächst werden Vorarbeiten präsentiert, bei denen Rb-Atome in einer Glaszelle ionisiert wurden. Zur Detektion der Anregungen werden dabei Fluoreszenzmessungen verwendet. So können sowohl die Zweiphotonenspektren als auch die Ionisationsraten vermessen werden. Diese Messungen liefern die für die Handhabung des Lasersystems relevanten Erfahrungen. Anschließend werden Messungen zur Ionisation in einer Testvakuumkammer vorgestellt. Da es sich um eine Kammer mit einem recht hohen Druck ( $10^{-6}$  mbar) handelt, ist der Umgang mit der Vakuumtechnik unkompliziert. Trotzdem können hier bereits Resonanzionisationsspektren gemessen werden. Der technische Schwerpunkt dieser Arbeiten liegt in der Detektion der Ionen mit einem Channeltron. Der dritte Teil dieses Kapitels behandelt Messungen in der Hauptkammer. Dort wurde der in Kapitel 3 entwickelte Detektor umgesetzt und in Betrieb genommen.

### 4.1 Spektroskopie in einer Glaszelle

Der erste Schritt des in dieser Arbeit vorgestellten Ionisationsschemas ist die Zweiphotonenanregung  $5S \rightarrow 5D$  in  $^{87}\text{Rb}$ . Dieser Übergang hat eine Wellenlänge von 778,1 nm und Linienbreiten der einzelnen Hyperfeinübergänge von 300 kHz. Zur Spektroskopie dieses Übergangs wird der in Abbildung 4.1 dargestellte Aufbau verwendet. Der Strahl eines gitterstabilisierten Diodenlasers (HL785IG98 von Hitachi) passiert einen optischen Isolator (40 dB) und zwei Glasplättchen, an denen Teilstrahlen ausgekoppelt werden. Diese Teilstrahlen werden zu Diagnosezwecken in ein kommerzielles Wellenlängenmessgerät und ein selbstgebautes Fabry-Perot-Etalon geleitet. Die Polarisation des Hauptstrahls wird mit einer  $\lambda/2$ -Platte so eingestellt, dass er einen polarisierenden Strahlteiler ohne Reflexion passiert. Anschließend wird er mit einer  $\lambda/4$ -Platte in einen zirkular polarisierten Strahl umgewandelt. Dieser Strahl wird mit einer Sammellinse in eine Rb-Dampfzelle fokussiert, mit einer zweiten Linse wieder kollimiert und einem Spiegel retroreflektiert. Nach dem zweiten Durchgang durch die Zelle wandelt die  $\lambda/4$ -Platte den Strahl wieder in linear polarisiertes Licht um, allerdings um  $90^\circ$  gedreht zum Eingangsstrahl, so dass der Strahl am Strahlteiler ausgekoppelt wird. Die Zelle ist auf  $90^\circ\text{C}$  geheizt, um den Rb-Dampfdruck auf etwa  $1 \cdot 10^{-4}$  mbar zu erhöhen. Um die Zelle ist eine  $\mu$ -Metallabschirmung angebracht, um Streumagnetfelder abzuschirmen.

Werden Atome in der Zelle vom 5S- in den 5D-Zustand angeregt, zerfallen sie anschlie-

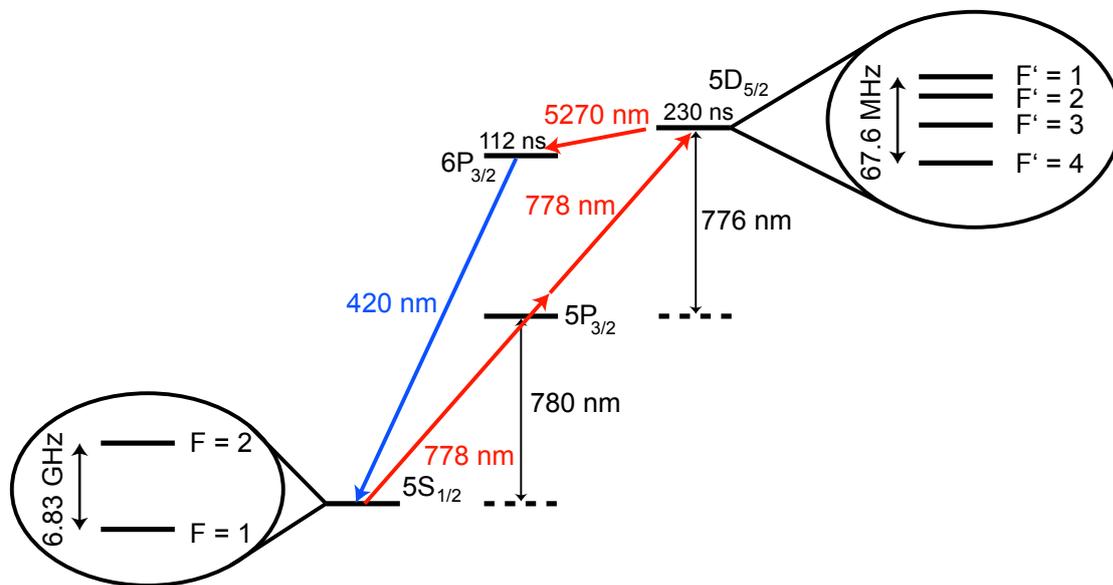


**Abbildung 4.1** Aufbau für die Zweiphotonenspektroskopie. Dieser Laser wird mit einer Sammellinse der Brennweite 150 mm in eine Rubidiumdampfzelle fokussiert, anschließend rekollimiert und zurückreflektiert. In der Zelle werden Rb-Atome in einem Zweiphotonenübergang angeregt. Anschließend wird das blaue Fluoreszenzlicht auf einem *Photomultiplier* detektiert.

ßend entweder über den 5P- oder den 6P-Zustand (s. Abbildung 4.2). Dabei liegt das Verhältnis zwischen diesen beiden Zweigen bei 3:2 zugunsten des Zerfalls  $5D \rightarrow 5P \rightarrow 5S$  [Rya93]. Das Licht mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 420$  nm aus dem Zweig über den 6P-Zustand lässt sich leicht vom anregenden Licht trennen, so dass nur diese Zerfallskaskade detektiert wird. Dieses blaue Fluoreszenzlicht wird mit einer Linse eingesammelt und auf einen *Photomultiplier* fokussiert. Zwischen der Linse und dem *Photomultiplier* ist ein hochreflektierender Spiegel für 778 nm ( $R > 99,8\%$ ) und ein Bandpassfilter ( $420 \text{ nm} \pm 5 \text{ nm}$ ) angebracht, um nur das blaue Licht zum Detektor gelangen zu lassen.

Für die Spektroskopie wird die Wellenlänge der Diode durch Winkeländerungen des Gitters, die Temperatur und den Versorgungsstrom auf die gewünschte Wellenlänge um 778,1 nm eingestellt. Anschließend wird die Temperatur konstant gehalten und die Wellenlänge nur noch durch Gitterwinkel und Stromänderungen durchgestimmt.

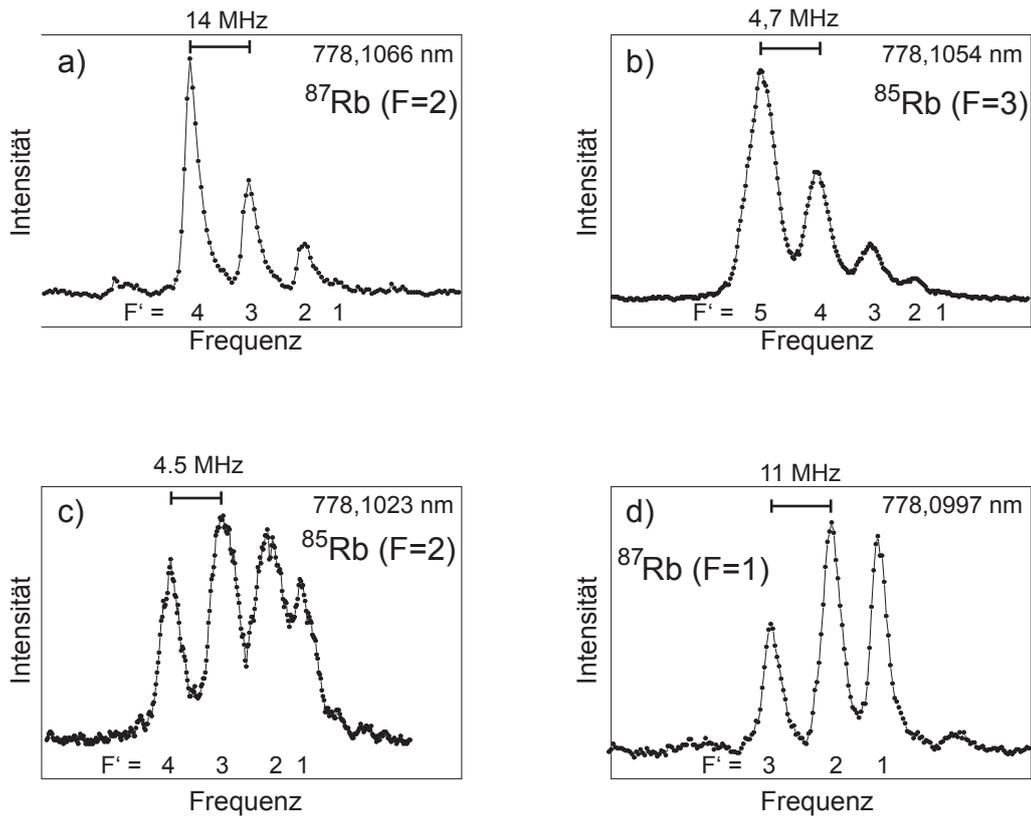
Abbildung 4.3 zeigt die am *Photomultiplier* aufgenommenen Spektren für den Übergang  $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{5/2}$  in  $^{85}\text{Rb}$  und  $^{87}\text{Rb}$ . Die Intensitäten in jedem Teilbild a) - d) sind dabei auf die jeweiligen Maxima normiert. Da die Zweiphotonenspektren mit gegenläufigen Laserstrahlen aufgenommen wurden, sind keine dopplerverbreiterten Profile zu erkennen. Für ein sich bewegendes Atom heben sich die linearen Dopplereffekte in den beiden Strahlen auf. Während ein Strahl rotverschoben erscheint, wird der andere blauverschoben, so dass die Summe der beiden Frequenzen unabhängig von der Geschwindigkeit der Atome konstant ist. Für jede Hyperfeinstrukturkomponente im Grundzustand konnte ein Spektrum aufgenommen werden. Abbildung 4.3 a) und d) zeigen die Spektren für  $^{87}\text{Rb}$ . Der stärkste Übergang mit 37,5 % der Gesamtintensität ist dabei der Übergang  $F = 2$  nach  $F' = 4$  [Nez93], der auch für die Ionisation benutzt wird. Abbildung 4.3 b) und c) zeigen



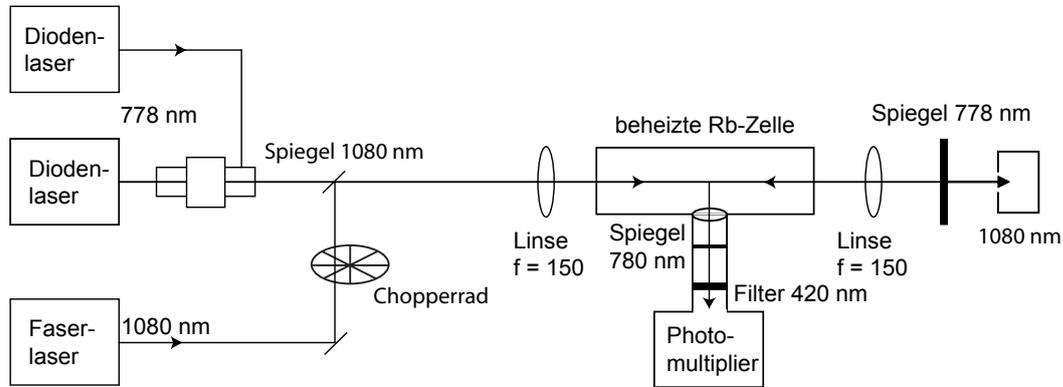
**Abbildung 4.2** Am Zweiphotonenübergang beteiligte Niveaus. Die Atome werden vom Grundzustand (5S) in den 5D-Zustand angeregt. Durch das fast resonante 5P-Zwischenniveau erhöht sich die Übergangsstärke. Der Zerfall des angeregten Zustands geschieht über das 6P-Niveau. Beim Zerfall dieses Zustands wird ein blaues Photon mit der Wellenlänge  $\lambda = 420 \text{ nm}$  frei (vgl. auch Abbildung 2.1).

die entsprechenden Übergänge von  $^{85}\text{Rb}$ . Die natürliche Linienbreite der Übergänge, die unter 500 kHz liegt [Mil94, Tou97], konnte in diesem Experiment nicht aufgelöst werden. Die gemessenen Breiten von etwa 2 MHz sind im Wesentlichen durch die Linienbreite des anregenden Lasers dominiert, die typischerweise in diesem Bereich liegt.

Nicht alle Atome, die in der Zelle auf das Niveau 5D angeregt wurden, zerfallen auch wieder in den Grundzustand. Ausgehend vom 5D-Niveau ist eine Energie von 1 eV nötig, um Atome zu ionisieren. Dies entspricht einer Wellenlänge von 1250 nm. Die Energie des mit 778 nm anregenden Lasers genügt also, um Atome zu ionisieren. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Übergang ist allerdings deutlich kleiner als für die Zweiphotonenanregung, so dass bei den hier benutzten Intensitäten nur ein geringer Teil der Atome ionisiert wird. Um eine höhere Ionisationsrate zu erhalten, wird der Aufbau, wie in Abbildung 4.4 gezeigt, modifiziert. Die maximale Leistung des Diodenlasers wird erhöht, indem der bisher benutzte gitterstabilisierte Diodenlaser nun eine zweite Laserdiode (GH0781JA2C von Sharp) injiziert. Dadurch können maximale Leistungen von 60 mW bei 778 nm erreicht werden. Außerdem wird ein weiterer Laser überlagert, dessen Frequenz ebenfalls für eine Ionisation des 5D-Zustands ausreicht. Dafür wird ein Faserlaser (4W der Firma Fibotec) mit einer Wellenlänge von  $\lambda = 1080 \text{ nm}$  und einer Maximalleistung von 4 W gewählt. Beide Laser werden an einem Strahlteiler überlagert, der eine Antireflexbeschichtung für 780 nm und eine Hochreflexbeschichtung für 1080 nm besitzt. Der Faserlaser passiert zusätzlich ein *Chopperrad*, das die Laserleistung periodisch an-



**Abbildung 4.3** Zweiphotonenspektren des Übergangs  $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ . In den Überschriften zu den einzelnen Teilabbildungen ist jeweils das beteiligte Element sowie der Hyperfeinstrukturzustand des Grundzustands angegeben. Die Hyperfeinstrukturzustände der angeregten Atome sind unter den einzelnen Maxima angegeben und jeweils mit  $F'$  bezeichnet. Deutlich zu sehen ist die um etwa einen Faktor 3 größere Hyperfeinaufspaltung von  $^{87}\text{Rb}$  gegenüber  $^{85}\text{Rb}$ . Die Übergänge  $5S_{1/2} \rightarrow 5D_{3/2}$  sind etwa einen Faktor 20 schwächer [Nez93] und konnten nur deutlich schlechter aufgelöst werden. Daher sind sie in dieser Abbildung nicht enthalten.



**Abbildung 4.4** Erweiterungen im Aufbau aus 4.1. Um eine höhere Leistung zu erreichen wird ein injizierter Diodenlaser verwendet. Außerdem wird ein Faserlaser mit einer Leistung von 4W in die Zelle eingestrahlt.

und ausschaltet. Beide Laser werden zunächst in die Zelle fokussiert, aber nur das Licht des Diodenlasers wird zurückreflektiert. Der Faserlaser dagegen passiert den Endspiegel und wird anschließend aufgefangen. Wieder wird die Intensität des blauen Fluoreszenzlichts mit einem *Photomultiplier* gemessen.

Die Ionisation führt nun zu einem weiteren Verlustkanal für den 5D-Zustand. Für die Änderung seiner Besetzung gilt die Ratengleichung (s. auch Abbildung 4.5)

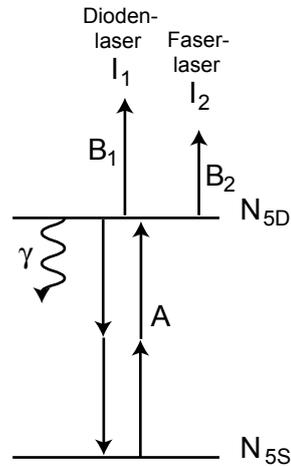
$$\frac{dN_{5D}}{dt} = N_{5S} \cdot A \cdot I_1^2 - N_{5D}(\gamma + A \cdot I_1^2 + B_1 I_1 + B_2 I_2) . \quad (4.1)$$

Dabei wird mit  $N_i$  die Anzahl der Atome in den beiden Zuständen  $i = 5S$  und  $5D$  angegeben.  $I_1$  und  $I_2$  bezeichnen die Intensitäten des Dioden- bzw. des Faserlasers. Die natürlichen Zerfälle des angeregten Zustands beschreibt  $\gamma$ .  $A$  bzw.  $B$  sind die Ratenkoeffizienten für die getriebenen Übergänge.  $A \cdot I_1^2$  beschreibt den Zweiphotonenübergang,  $B_1 \cdot I_1$  und  $B_2 \cdot I_2$  die Ionisation durch den Dioden- und den Faserlaser. Ionisierte Atome werden durch den Zustrom neuer Atome aus dem Rest der Zelle ersetzt, so dass sich ein Gleichgewicht einstellen kann. Im Gleichgewicht ist  $\dot{N}_{5D} = 0$ , so dass sich die Ratengleichung umformen lässt in

$$N_{5D} = \frac{N_{5S} \cdot A \cdot I_1^2}{\gamma + B_1 \cdot I_1 + B_2 \cdot I_2 + A \cdot I_1^2} . \quad (4.2)$$

Betrachten wir nun den Unterschied in dieser Besetzung mit und ohne Faserlaser

$$\Delta N_{5D} = N_{5D}(I_2 = 0) - N_{5D}(I_2) , \quad (4.3)$$



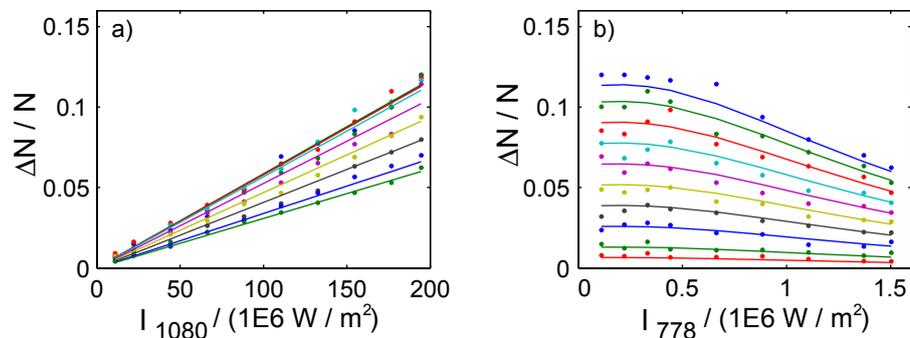
**Abbildung 4.5** Ratenmodell für die Übergänge in der Glaszelle. Beteiligt sind nur zwei Niveaus, die mit dem Diodenlaser (Intensität  $I_1$ ) gekoppelt werden. Dieses Niveau kann mit der Rate  $\gamma$  zerfallen. Sowohl der Diodenlaser als auch der Faserlaser (Intensität  $I_2$ ) können angeregte Atome ionisieren.

so folgt daraus

$$\frac{\Delta N_{5D}}{N_{5D}(I_2)} = \frac{B_2 \cdot I_2}{\gamma + B_1 \cdot I_1 + A \cdot I_1^2} \quad (4.4)$$

Die zusätzliche Ionisation durch den Faserlaser reduziert also die Besetzung des angeregten Zustands. In dieser Überlegung wurde die Besetzung des Grundzustands als unabhängig von der Intensität des Faserlasers  $I_2$  angenommen. Streng genommen ist dies nicht korrekt, da sie durch die Ionisation verringert wird. Dieser Effekt ist aus zwei Gründen aber gering. Erstens wird der Zweiphotonenübergang deutlich unterhalb der Sättigung betrieben, so dass von vornherein die überwiegende Zahl der Atome im Grundzustand verbleibt. Zweitens werden auch vom angeregten Niveau maximal 10% der Atome ionisiert, so dass der Gesamteinfluss der Ionisation auf die Besetzung des Grundzustands vernachlässigt werden kann.

Am *Photomultiplier* wird die Fluoreszenz aus der Zerfallskaskade  $5D \rightarrow 6P \rightarrow 5S$  gemessen. Diese ist proportional zu  $N_{5D} \cdot \gamma$ , da die Ionisation nicht das Teilungsverhältnis der natürlichen Zerfallskanäle beeinflusst. Wird der Unterschied der Signalstärke auf das Signal ohne Faserlaser normiert, erhält man  $\Delta N_{5D} / N_{5D}(I_2)$ . Abbildung 4.6 zeigt dieses Verhältnis in Abhängigkeit der Leistung beider Laser. In a) zeigt sich deutlich die lineare Abhängigkeit von der Intensität des Faserlasers. b) zeigt, wie bei stärkerem Diodenlaser der Einfluss des Faserlasers abnimmt. Dies geschieht erstens, da der Zweiphotonenübergang stärker getrieben wird und zweitens, da der Ionisationsanteil des Diodenlasers wächst. Durch Anpassen von (4.4) an die Messdaten können die Ratenkoeffizienten der einzelnen Übergänge gewonnen werden. Auch wenn die so gewonnenen Theoriekurven gut zu den experimentellen Daten passen, bleiben die dabei ermittelten Ratenkoeff-

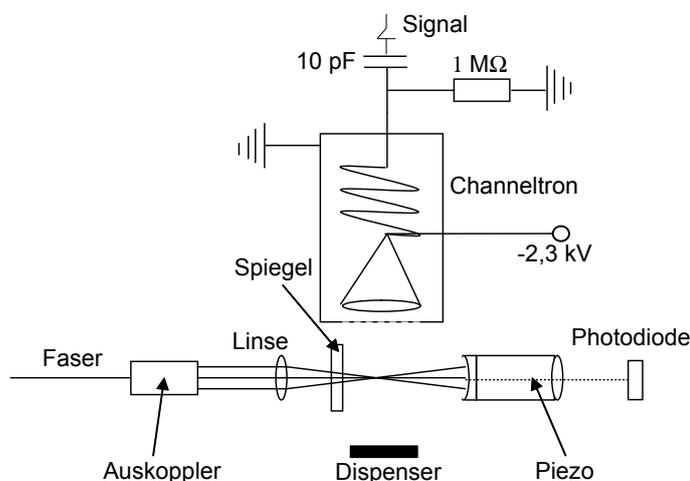


**Abbildung 4.6** Änderung des Fluoreszenzsignals beim Einstrahlen des Faserlasers. a) und b) enthalten die selben Messdaten. In a) ist die Signaländerung gegen die Intensität des Faserlasers zu sehen. Für jeweils konstante Leistungen im Diodenlaser ergeben sich Ursprungsgeraden. b) zeigt die Abhängigkeit der Signaländerung von der Intensität des Diodenlasers. In beiden Abbildungen zeigen sich deutliche Abweichungen der gefitteten Kurven von den Messdaten gerade bei kleinen Leistungen im Diodenlaser (obere Gerade in a) bzw. linke Punkte in b)). Dies kommt daher, dass durch die geringe Anregungsrate bei diesen Werten das Gesamtsignal sehr klein war, was die Messunsicherheit erhöht.

fizienten für die hier benutzten Gaußstrahlen nur begrenzt aussagekräftig, da alle oben aufgeführten Überlegungen für homogene Laserstrahlen gelten. Trotzdem liegen diese Ratenkoeffizienten nur einen Faktor zwei unter den Literaturwerten [Dun01a].

## 4.2 Ionisation in einer Testkammer

Nachdem die Ionen bisher nur indirekt über Fluoreszenzänderung nachgewiesen wurden, sollen sie nun direkt mit einem Channeltron detektiert werden. Die Messungen werden in einer Vakuumkammer durchgeführt, die mit einer Drehschieberpumpe und einer Turbopumpe (200 l/s) auf etwa  $2 \cdot 10^{-6}$  mbar evakuiert wird. In der Kammer ist der in Abbildung 4.7 gezeigte Aufbau angebracht. Um das Licht in die Kammer zu führen, wird eine Glasfaser verwendet, die mit einer selbst gebauten Durchführung in das Vakuum geführt wird. Dazu wurde die Faser durch ein Licht in einem Blindflansch geführt, das anschließend mit einem Epoxyleber (TorrSeal) versiegelt wurde. Am Faserende ist ein Auskoppler angebracht, durch den der Laserstrahl kollimiert wird. Der Laser wird durch eine Linse ( $f = 40$  mm) in einen Resonator bestehend aus einem planparallelen und einem gekrümmten Spiegel ( $R=20$  mm) fokussiert. Der gekrümmte Spiegel mit einem Abstand zum Einkoppelspiegel von 16 mm ist auf einem Piezo angebracht, so dass die Resonatorlänge durchgestimmt werden kann. Die Einkoppeleffizienz in diesen Resonator liegt bei 70%, die Finesse bei etwa 250. Die Länge des Resonators wird auf die Leistung des transmittierten Lichts geregelt, um den Resonator immer auf Resonanz zum Licht des Diodenlasers zu halten. Die Wellenlänge dieses Lichts wird frei durchge-

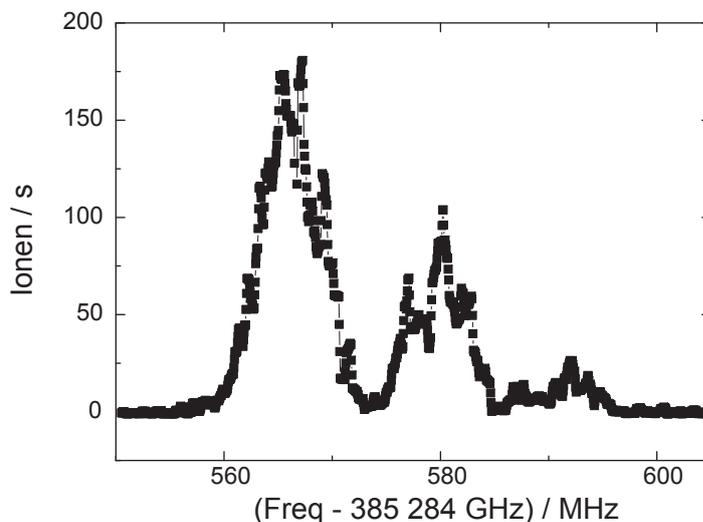


**Abbildung 4.7** Aufbau zur Ionisation in der Testkammer. In einer Vakuumkammer mit einem Druck von  $10^{-6}$  mbar wird Licht in einen Resonator gebracht. Dort kann es Atome ionisieren, die dann mit einem Channeltron nachgewiesen werden. Die Vorderseite des Channeltrons wird dabei auf  $-2.3$  kV geladen. Das Ende des Channeltrons liegt über einen  $1$  M $\Omega$ -Widerstand an Masse. Dort können auch über eine Kapazität von  $10$  pF die Ionenpulse abgegriffen werden.

stimmt. Ein Rb-Dispenser [For98a] ist seitlich parallel zur Lasermode angebracht. Wird dieser durch einen Stromfluss geheizt, so strömt atomares Rubidium in das Laserlicht und kann dort ionisiert werden. Die Ionen fliegen gemeinsam mit den neutralen Atomen geradeaus weiter, bis sie ein Abschirmgitter vor dem Channeltron (Typ 4039 von Burle) passieren. Anschließend werden die Ionen mit einer Energie von  $2,3$  keV in den Eingangstrichter des Channeltrons beschleunigt und durch einen Spannungspuls am Ende des Channeltrons nachgewiesen.

Abbildung 4.8 zeigt ein Ionisationsspektrum, das mit diesem Aufbau erzeugt wurde. Die Laserfrequenz wird dabei in  $2$  s über die Resonanz  $F = 2$  von  $^{87}\text{Rb}$  verfahren. Immer wenn der Laser Atome in den  $5D$ -Zustand anregt, können sie auch ionisiert werden. Ein Teil der dabei produzierten Ionen erreicht das Channeltron und wird detektiert. Deutlich zu sehen sind die Übergänge nach  $F' = 4 \dots 2$ , der Übergang nach  $F' = 1$  war zu schwach um aufgelöst zu werden. Die Einzelspektren zeigen eine Linienbreite von  $4$  MHz, was wieder deutlich über der natürlichen Linienbreite des Übergangs liegt. In diesem Fall ist die Verbreiterung durch zwei Effekte dominiert: Zum Einen liegt die natürliche Linienbreite des Lasers bei  $2$  MHz, so dass schmalere Linien nicht aufgelöst werden können. Zum Anderen sind die Linien durchflugsverbreitert: Die Atome werden von einem stark erhitzten Dispenser emittiert und fliegen mit einer mittleren Geschwindigkeit von über  $400$  m/s durch den Fokus des Resonators. Entsprechend kurz ist ihre Wechselwirkungszeit, was zu einer Durchflugsverbreiterung von  $2$  MHz führt.

Abbildung 4.9 zeigt die Abhängigkeit der Ionisationsrate von der Leistung im Reso-

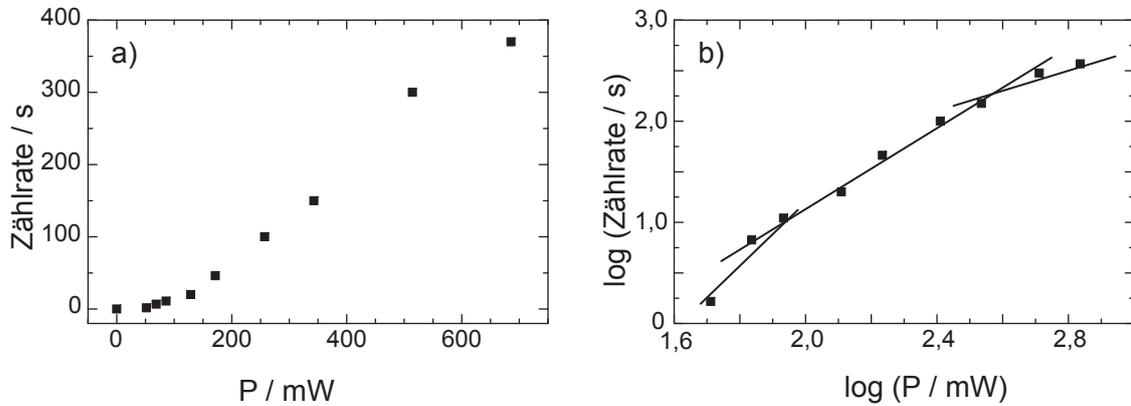


**Abbildung 4.8** Resonantes Ionisationsspektrum von  $^{87}\text{Rb}$  im Zustand  $5S_{3/2}$   $F = 2$ . Zu sehen sind die Übergänge nach  $5D_{5/2}$   $F' = 2 \dots 4$ . Der Übergang nach  $F' = 1$  ist zu schwach um in dieser Abbildung erkennbar zu sein. Das Bild zeigt den Mittelwert aus 5 Einzelmessungen.

nator. Der Laser wird dabei auf den Übergang  $F = 2 \rightarrow F' = 4$  eingestellt, während der Resonator auf den Laser stabilisiert wird. Abbildung a) zeigt den Anstieg der Zählrate mit der Leistung im Resonator. Dabei steigt die Zählrate zunächst nur langsam an, bevor sie in einen linearen Anstieg überzugehen scheint. Genauer sichtbar ist dies in Abbildung b), in der beide Größen logarithmisch aufgetragen sind. In doppelt logarithmischen Auftragungen werden Potenzgesetze der Form  $y = x^a$  als Gerade mit der Steigung  $a$  dargestellt. In die Abbildung sind als Hilfslinien Geraden mit den Steigungen 3, 2 und 1 eingezeichnet. Zunächst passt die Gerade mit der Steigung 2 gut zu den Messdaten, am Ende flacht sie jedoch deutlich ab. Dies deckt sich der Erwartung: Die Ionisationsrate ist proportional zur Besetzung des angeregten Niveaus und der Lichtintensität

$$R = N_{5D} \cdot B \cdot I . \quad (4.5)$$

Gegenüber der Beschreibung der Besetzung des angeregten Niveaus durch (4.2) gibt es in diesem Experiment einige Änderungen. Die Atome kommen aus einem glühenden Dispenser und haben daher eine hohe Geschwindigkeit von etwa 450 m/s. Gleichzeitig ist der Fokus des Resonators mit  $w = 20 \mu\text{m}$  so klein, dass die Durchflugszeit kürzer als die natürliche Lebensdauer des angeregten Zustands ist, was auch die Verbreiterung der Linien verursacht. Da mit einem kontinuierlichen Atomstrahl gearbeitet wird, werden angeregte Atome, die den Resonator verlassen, durch Atome im Grundzustand ersetzt. Für Gleichung (4.2) macht es keinen Unterschied, ob ein Atom durch spontanen Zerfall in den Grundzustand gelangt, oder ob es nach der Zeit  $\tau$  durch ein Atom im Grundzustand ausgetauscht wird. Allerdings bezeichnet  $1/\gamma$  nun nicht mehr die natürliche Lebensdauer



**Abbildung 4.9** Ionisationsrate in Abhängigkeit der Leistung im Resonator. In a) sind beide Größen linear aufgetragen. Während die Zählrate zunächst langsam ansteigt geht der Anstieg mit steigender Leistung in einen linearen Bereich über. b) zeigt eine doppelt logarithmische Auftragung. Die eingezeichneten Geraden mit den Steigungen 3, 2 und 1 helfen, verschiedene Bereiche in denen die Ionisation verschiedenen Potenzgesetzen folgt zu identifizieren.

er, sondern die halbe Durchflußzeit. Ein zweiter Unterschied ergibt sich aus der starken Leistungsüberhöhung im Resonator. In Abschnitt 4.1 wurde nur ein sehr kleiner Anteil Atome in den 5D-Zustand angeregt. Infolgedessen war auch die Anzahl an produzierten Ionen klein und die Anzahl der Atome im Grundzustand immer relativ konstant. Dies ist hier nicht mehr der Fall und muss gegebenenfalls mit berücksichtigt werden. Für den Fall kleiner Anregungsintensitäten spielt dies aber noch keine Rolle. Hier ist  $\gamma \gg AI^2$ ,  $BI$  die dominierende Größe und die Ionisationsrate vereinfacht sich daher zu

$$R = N_{5D} \cdot B \cdot I = B \cdot I \frac{N_{5S} \cdot A \cdot I^2}{\gamma + B \cdot I + A \cdot I^2} \simeq A \cdot B \cdot N_{5S} \cdot I^3 / \gamma . \quad (4.6)$$

Bei kleinen Intensitäten ist eine Ionisationsrate zu erwarten, die proportional zu  $I^3$  ansteigt. Für ein Atom ist in diesem Bereich die Wahrscheinlichkeit  $p_1$  innerhalb der Durchflußzeit in den Zustand 5D angeregt zu werden klein, steigt aber quadratisch mit der Laserleistung. Ist ein Atom erst angeregt, ist die Wahrscheinlichkeit  $p_2$  ionisiert zu werden zwar größer als  $p_1$ , allerdings verlassen die meisten angeregten Atome den Resonator vor einer Ionisation. Damit ist  $p_2$  proportional zu  $I$ , was insgesamt zu der dritten Potenz in  $I$  bei der Ionisationswahrscheinlichkeit führt.

Ab einer Laserleistung im Resonator von 75 mW ist im zentralen Bereich der Resonatormode die Intensität so hoch, dass die Zweiphotonenanregung schneller wird, als die Resonatordurchflußzeit. Gleichzeitig ist die Ionisationswahrscheinlichkeit noch klein.

Bei  $AI^2 \gg \gamma, BI$  gilt:

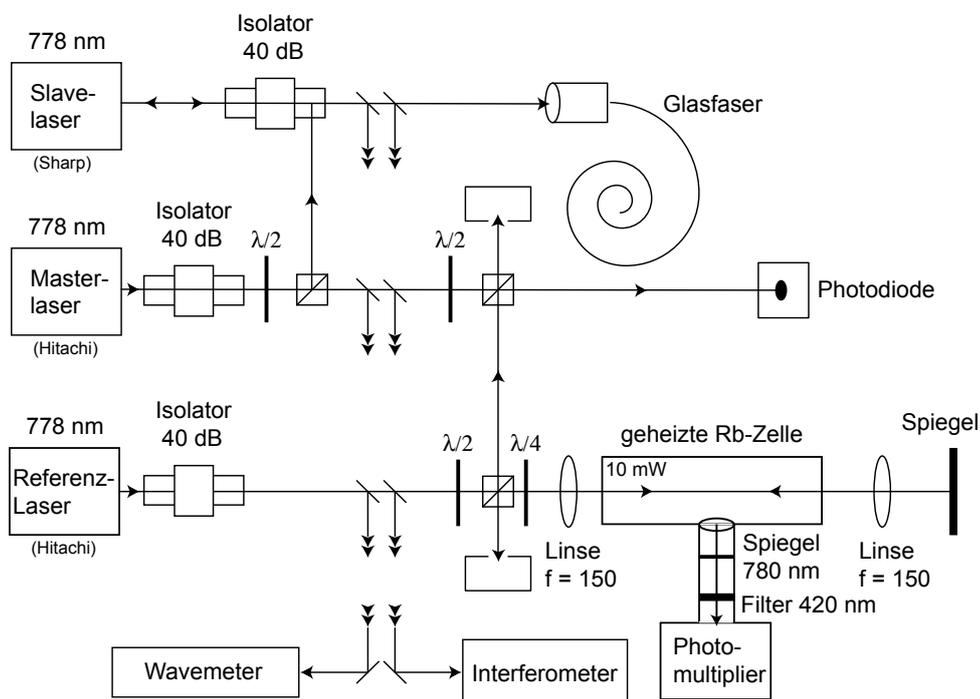
$$R = B \cdot I \cdot N_{5D} \simeq B \cdot I \frac{N_{5S} \cdot A \cdot I^2}{A \cdot I^2} = B \cdot I \cdot N_{5S} \quad (4.7)$$

In diesem Extremfall ist der Zweiphotonenübergang gesättigt und die Besetzungen  $N_{5S}$  und  $N_{5D}$  sind gleich groß und konstant. Die Ionisationswahrscheinlichkeit hängt nun nur noch von dem letzten Übergang ab und ist daher proportional zu  $I$ . Dies gilt nur, solange die Ionisationsrate selbst kleiner bleibt als die inverse Durchflugszeit. Im Extremfall, dass alle Atome während des Resonatordurchflugs ionisiert würden, würde eine weitere Erhöhung der Laserleistung nicht mehr zu einer Steigerung des Signals am Channeltron führen. Dieser Bereich wird in diesem Experiment allerdings nicht erreicht. Bei der Maximalleistung von 700 mW im Resonator bleibt selbst im Zentrum der Lasermode die Zeitdauer des Ionisationsübergangs bei 200 ns.

### 4.3 Ionisation am Atomchip

Nach den Ionisationen in Zelle und Testkammer werden die Ergebnisse der Ionisation in der Hauptapparatur vorgestellt. Ihr Aufbau gleicht dabei im Wesentlichen dem in [For02a, Ott02, Gün03] verwendeten. Die Apparatur wurde dabei um den in Kapitel 2 entwickelten Einzelatomdetektor erweitert. Daher musste nicht nur der Kammeraufbau, sondern auch die Laseroptik angepasst werden.

Für die Ionisation in der Hauptkammer muss der bisher in diesem Kapitel verwendete Laseraufbau weiterentwickelt werden. Das Licht des Diodenlasers wird durch eine Glasfaser geführt. Nach der Faser ist eine Maximalleistung von etwa 10 mW nötig (s. Kapitel 3.1). Um sowohl Spektren aufnehmen, als auch den Laser auf die maximale Signalstärke stabilisieren zu können, wurde der Laseraufbau modifiziert (s. Abbildung 4.10). Mit dem bisher benutzten gitterstabilisierten Diodenlaser sind bei 778 nm nur Leistungen von etwas über 10 mW möglich, von denen typischerweise 8 mW für die Spektroskopie benötigt werden. Dieser Laser lässt sich auf die Flanke des jeweils stärksten Übergangs von  $^{87}\text{Rb}$  oder  $^{85}\text{Rb}$  stabilisieren. Im Weiteren wird dieser Laser als Frequenzreferenz verwendet und auf den Übergang  $F = 3 \rightarrow F' = 5$  von  $^{85}\text{Rb}$  stabilisiert. Dieser Übergang ist 576 MHz von dem für die Ionisation verwendeten Übergang in  $^{87}\text{Rb}$  entfernt. Ein zweiter Laser (im Folgenden als *Masterlaser* bezeichnet) wird auf den Referenzlaser stabilisiert. Dazu wird ein Teil des Laserlichts beider Laser überlagert und die Schwebungsfrequenz mit einer schnellen Photodiode detektiert. Die Stabilisierung auf die Schwebungsfrequenz beider Laser hat den Vorteil, dass die Frequenz des Masterlasers sich über einen Bereich von mehr als 100 MHz durchstimmen lässt. Als *Masterlaser* wird ebenfalls eine gitterstabilisierte Hitachi-Diode verwendet. Deren Leistung von etwa 10 mW bei 778 nm kann für die Ionisation ausreichen, da der Laser aber durch eine optische Faser geführt wird, ist sie eher knapp bemessen. Um eine ausreichende Leistungsreserve zu erhalten, wird ein dritter Laser benötigt. Dazu wird eine Hochleistungslaserdiode der Firma Sharp



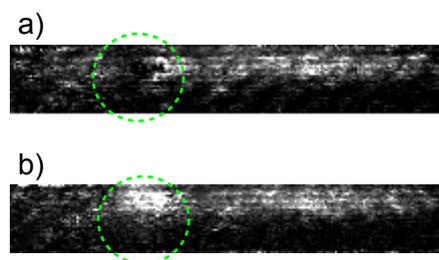
**Abbildung 4.10** Laseraufbau für die Ionisation am Chip. Mit diesem Aufbau aus drei Diodenlasern kann nach der Faser eine Leistung von 15 mW geliefert werden. Die Frequenz wird auf 2 MHz stabilisiert und kann vom gewünschten Übergang aus über mehr als 100 MHz verfahren werden. Um dies zu erreichen wird der Referenzlaser auf einen 576 MHz entfernten Übergang von  $^{85}\text{Rb}$  stabilisiert. Über die gemeinsame Schwebungsfrequenz wird der *Masterlaser*, den den *Slavelaser* injiziert, stabilisiert.

(im Weiteren als *Slavelaser* bezeichnet) verwendet, die vom *Masterlaser* injiziert wird. Damit lassen sich Leistungen von über 50 mW erreichen.

Das Licht des Diodenlasers wird nach der Faser geschaltet. Dazu wird es mit einer Linse der Brennweite  $f = 50 \text{ mm}$  fokussiert. Im Fokus steht ein schneller Verschluss [Don04] mit dem Schaltzeiten von  $20 \mu\text{s}$  erreicht werden können. Anschließend wird der Strahl wieder rekollimiert. Auch das Licht des Faserlasers wird durch einen Verschluss geschaltet. Aufgrund seiner hohen Leistung von 4 W ist es aber nicht möglich, ihn auf den Verschluss zu fokussieren, ohne diesen zu beschädigen. Die Schaltzeiten für diesen Laser liegen daher bei  $500 \mu\text{s}$ . Anschließend werden die Strahlen beider Laser überlagert. Zur Überlagerung dient ein dichroitischer Strahlteiler, der für 1060 nm einen Hochreflektor darstellt, während er für 780 nm antireflexbeschichtet ist. In der Kammer werden beide Laserstrahlen durch die in Kapitel 2 beschriebene Apparatur auf das Zielvolumen fokussiert.

### 4.3.1 Dipolkräfte

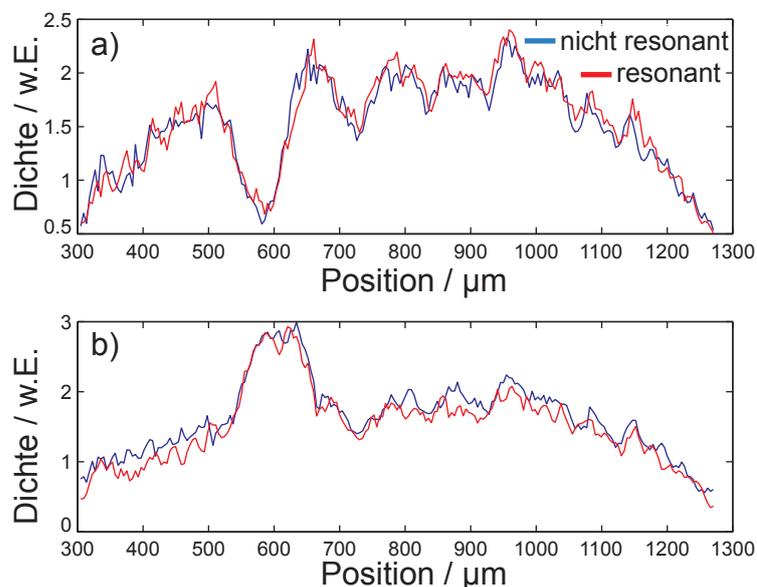
In einer ersten Messung werden die Laserstrahlen einzeln in die Kammer eingestrahlt, um den Einfluss der durch das Licht erzeugten Dipolpotentiale auf die Atome zu messen. Dazu wird eine Atomwolke mit dem in Kapitel 5 beschriebenen Verfahren präpariert und unterhalb des Lochs im Atomchip positioniert. Die Atomwolke hat dabei eine Temperatur von einigen Mikrokkelvin und eine Länge von etwa einem Millimeter. Nachdem die Atome positioniert sind, wird für 10 ms ein Laser eingestrahlt. Anschließend werden alle Magnetfelder ausgeschaltet und die Atome fallen eine weitere Millisekunde frei im Gravitationsfeld. Die Wolke wird dann mit einem resonanten Laserstrahl beleuchtet und auf eine CCD-Kamera abgebildet. Abbildung 4.11 zeigt die Projektion der Dichteverteilung auf die Kameraebene. In Abbildung a) wurde der Diodenlaser mit einer Wellen-



**Abbildung 4.11** Absorptionsspektroskopie der Atomwolken im Wellenleiter. In a) wird die Atomwolke mit einem fokussierten Laser mit einer Wellenlänge von 778 nm beleuchtet. Da dieser Laser blauverstimmt zur D2-Linie ist, werden die Atome aus dem Laserstrahl weggedrückt. In b) wird der rotverstimmtete Faserlaser eingestrahlt, der die Dichteverteilung lokal erhöht.

länge von 778 nm und einer Leistung von 8 mW eingestrahlt. In dem Bereich, in dem der Laser die Atomwolke beleuchtet, ist ein Einbruch in der Dichteverteilung zu erkennen. Er bildet also wie in Kapitel 3.2 beschrieben ein repulsives Potential für die Atome, da er mit einer Wellenlänge von 778 nm um 2 nm blauverstimmt zur D2-Resonanz von  $^{87}\text{Rb}$  ist. Strahlt man den Faserlaser mit einer Leistung von 2 W bei einer Wellenlänge von 1080 nm ein, ist der gegenteilige Effekt sichtbar: Dort wo der Laser die Atomwolke trifft, ist die Dichte stark erhöht. Dieser Laser bildet ein attraktives Potential für die Atome.

Genauer lässt sich dies untersuchen, indem die Dichteverteilung der Absorptionsspektroskopieabbildungen auf die lange Achse des Wellenleiters aufintegriert wird (s. Abbildung 4.12). In a) ist eine Atomwolke zu sehen, bei der der Diodenlaser eingestrahlt wurde. Wie oben wurden die Atome für eine Millisekunde mit einer Leistung von 8 mW beleuchtet. Die aus der Absorptionsspektroskopie gewonnene Dichteverteilung wurde dann senkrecht zur langen Achse des Wellenleiters aufintegriert. Die zwei Kurven zeigen zwei verschiedene Messungen. Für die rote Kurve wird der Diodenlaser auf die Resonanz des Übergangs  $5S_{1/2} F = 2 \rightarrow 5D_{5/2} F' = 4$  von  $^{87}\text{Rb}$  ( $\lambda = 788,1066$  nm) stabilisiert. Da der Laser blauverstimmt zum D-2-Übergang ist, bildet sich ein repulsives Potential für die Ato-



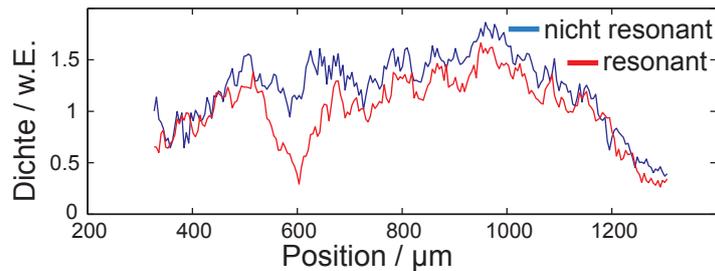
**Abbildung 4.12** Aufintegrierte Dichteverteilung. a) zeigt die Dichteverteilung nachdem der Diodenlaser eingestrahlt wurde. Die rote Linie zeigt eine Messung in der der Laser auf die Resonanz  $5S_{1/2} F = 2 \rightarrow 5D_{5/2} F' = 4$  von  $^{87}\text{Rb}$  stabilisiert wurde. Bei der blauen Linie wurde er um 576 GHz von diesem Übergang verstimmt. In b) sind zwei Messungen aufgetragen, bei der der Faserlaser mit einer Wellenlänge von 1080 nm eingestrahlt wurde.

me, was einen deutlichen Einbruch in der Dichteverteilung zur Folge hat. Für die blaue Kurve wird der Laser auf  $\lambda = 770, 1054$  nm stabilisiert. Dies ist 576 MHz näher zur Resonanz als bei der ersten Messung. Im Vergleich zu der Gesamtverstimmung von 8,9 THz ist dieser Unterschied gering, da die Linienbreite der Zweiphotonenresonanz aber nur 300 kHz beträgt, ist der Abstand zu dieser Resonanz nun auch groß. Beide Kurven liegen gut übereinander. Dies zeigt, dass in dieser Messung nur durch die D2-Linie eine signifikante Kraft erzeugt wird. Die Dipolkraft durch den Zweiphotonenübergang ist dagegen ebenso vernachlässigbar wie eventuelle Verluste oder Heizprozesse durch Zweiphotonenanregungen.

In Abbildung 4.12 b) ist der Diodenlaser ausgeschaltet und es wird nur der Faserlaser eingestrahlt. Wieder sind zwei unabhängige Messungen gezeigt. Beide zeigen eine deutliche Erhöhung der Dichte an der Stelle, an der der Faserlaser auf die Atomwolke trifft. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Faserlaser mit 1080 nm rotverstimmt zur D2-Linie der Atome ist. Mit einer Leistung von 2 W bildet er daher ein attraktives Potential, in dem sich die Atome sammeln. Da die Verstimmung mit 300 nm (107 THz) gegenüber der Resonanz groß ist, sind hier keine Verluste durch Streuung zu erwarten. Wie schon in Messung a) ist außerdem bemerkenswert, wie genau die rote und die blaue Linie aufeinanderfallen. Sowohl die Interferenzen in der Abbildung als auch die Atomzahl in der Wolke sind in aufeinanderfolgenden Experimentdurchläufen nahezu konstant.

### 4.3.2 Ionisationsverluste

Wie oben gezeigt, führt das Einstrahlen eines einzigen Lasers nur zu Dichteänderungen in der Atomwolke, nicht aber zu Verlusten. Dies ändert sich, wenn beide Laser gleichzeitig eingestrahlt werden (s. Abbildung 4.13). Wieder sind in der Abbildung die Dich-



**Abbildung 4.13** Dichteverteilung beim Einstrahlen des Dioden- und des Faserlasers. Das blaue Profil zeigt eine Messung bei der der Diodenlaser nicht resonant zu einem Übergang gestimmt war. Die Dipolkräfte der beiden Laser heben sich im Wesentlichen gegenseitig auf, so dass das Profil dem einer ungestörten Atomwolke ähnelt. Bei der Messung zum roten Profil war der Diodenlaser auf Resonanz zum Zweiphotonenübergang stabilisiert. Dadurch kommt es zur Ionisation, die sich in zusätzlichen Verlusten zeigt.

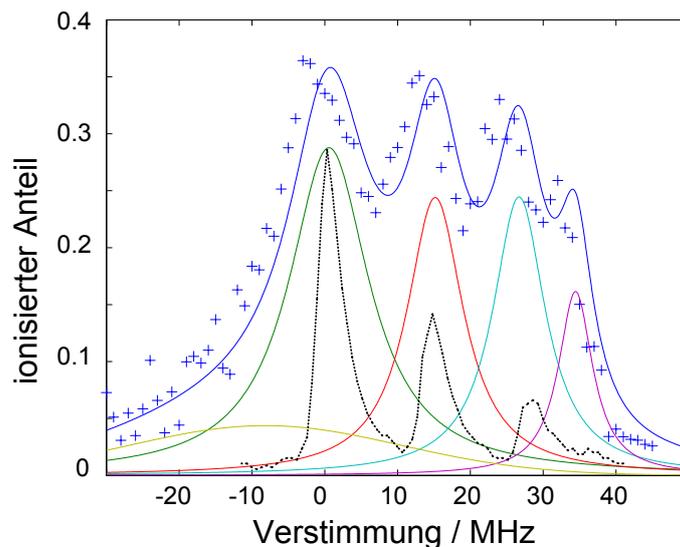
teverteilungen aus zwei Messungen aufgetragen. Bei beiden Messungen werden beide Laser mit den selben Leistungen wie oben in die Kammer eingestrahlt. Bei der Messung, die durch die blaue Linie wiedergegeben wird, ist der Diodenlaser um 576 MHz zum Zweiphotonenübergang verstimmt. Das Dichteprofil entspricht in etwa dem einer thermischen Wolke, in die kein Laser eingestrahlt wird. Offensichtlich heben sich die Dipolkräfte der beiden Laser gegenseitig auf. Wird dagegen der Diodenlaser auf Resonanz gestimmt, treten zwei Effekte auf. Zum Einen ist wieder ein deutlicher Einbruch in der Dichteverteilung zu sehen. Zum Anderen liegt die Dichteverteilung dieser Messung auch außerhalb dieses Bereichs unterhalb der Messung mit nichtresonantem Laser. Offensichtlich gibt es bei dieser Kombination einen Verlustkanal, der bei den bisherigen Messungen nicht aufgetreten sind: Die Atome werden ionisiert und mit der Abbildung nicht mehr detektiert.

### 4.3.3 Ionisationsspektren

Wie oben gezeigt, muss der Diodenlaser resonant zum Zweiphotonenübergang eingestellt werden, damit die Atome ionisiert werden. Die Abhängigkeit der Ionisation von dieser Laserfrequenz soll nun untersucht werden. Um die Ionisierungsstärke zu quantifizieren, werden die Absorptionsabbildungen genauer untersucht. Dazu wird die Atomzahl in einem Bereich um das Maximum der Laserstrahlen bestimmt. Aus dieser Zahl und der gesamten Dichteverteilung wird berechnet, wie groß der Anteil der ionisierten Atome in diesem Bereich ist. Da die Ionisation diesesmal nur für eine Millisekunde

durchgeführt wird, kann der Bereich groß genug gewählt werden, dass sich die Dichteverteilung außerhalb noch nicht wesentlich ändert, d.h. dass die Atome keine Zeit haben die verringerte Dichte wieder aufzufüllen. Damit die folgenden Messungen vergleichbar sind, ist dieser Ausschnitt immer gleich gewählt.

Abbildung 4.14 zeigt den Anteil der ionisierten Atome in Abhängigkeit der Anre-



**Abbildung 4.14** Resonanzionisationsspektrum. Aufgetragen ist der Anteil der Atome, die ionisiert wurden, gegen die Frequenz des Diodenlasers. Der Diodenlaser wurde dabei über die vollständige Resonanz  $5S_{1/2} F = 2 \rightarrow 5D_{5/2}$  verfahren. Die blauen Kreuze zeigen die Messdaten, die blaue Kurve wurde angepasst, indem vier Lorentzprofile sowie ein Gauß zur Untergrundsverbreiterung variiert wurden. Die gepunktete schwarze Linie zeigt ein Vergleichsspektrum aus Abbildung 4.3 (Details siehe Text)

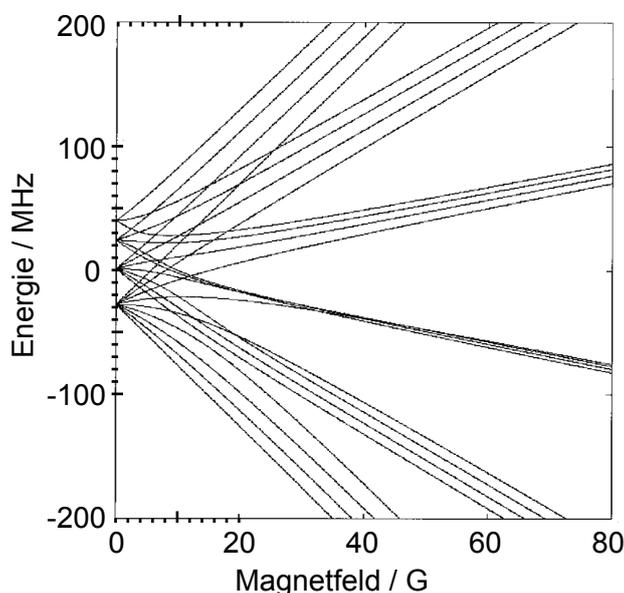
gungsfrequenz des Diodenlasers. Der Referenzlaser wurde für diese Messung auf den Übergang  $F = 3 \rightarrow F' = 5$  von  $^{85}\text{Rb}$  stabilisiert. Der Nullpunkt der Vertimmungsachse gibt eine Frequenz im Abstand von 576 MHz an. Dies ist der rechnerische Wert, an dem das Maximum des Übergangs  $F = 2 \rightarrow F' = 4$  von  $^{87}\text{Rb}$  zu erwarten wäre. Die Laser wurden in dieser Messung für 1 ms eingestrahlt. Die Leistungen lagen bei 8 mW für den Diodenlaser und 2 W für den Faserlaser. Vor jeder Abbildung konnten die Atome 1 ms ballistisch expandieren. Die gemessenen Werte werden durch die blauen Kreuze wiedergegeben. Die durchgezogene blaue Linie wurde gewonnen, indem die Summe aus vier Lorentzprofilen und einem Gaußprofil an die Messdaten angepasst wurde. Die einzelnen in dieser Summe enthaltenen Profile sind in der Abbildung eingezeichnet. Zum Vergleich ist auch noch das Spektrum aus Abbildung 4.3 a) eingezeichnet (gepunktete schwarze Linie), das durch Fluoreszenzmessungen in der Glaszelle gewonnen wurde.

Das Signal in dieser Abbildung besteht aus der Messung von Verlusten in der Atomwolke. Diese kommen immer dann zustande, wenn ein Atom ionisiert wird. Damit ist

diese Messung eine Messung der Ionenanzahl abhängig von der Frequenz. Ionen können bei den gegebenen Frequenzen nur durch Dreiphotonenprozesse entstehen. Diese Schritte finden immer dann mit erhöhter Wahrscheinlichkeit ab, wenn der Diodenlaser resonant zum Zweiphotonenübergang eingestrahlt wird. Es ist also zu erwarten, dass das so gewonnene Spektrum dem Fluoreszenzspektrum aus der Glaszelle ähnelt. Die einzelnen Linien aus dem Ionisationsspektrum sind am besten durch die einzelnen eingezeichneten Lorentzprofile zu sehen. Tatsächlich sind auch deutliche Ähnlichkeiten zu erkennen. Zum Ersten stimmt die Position der Maxima gut überein. Dies ist nicht notwendigerweise so sondern ist, wie sich im Folgenden zeigen wird, eine Konsequenz aus dem geschickt gewählten Verhältnis der Laserintensitäten. Nicht nur die Lage der Maxima stimmt aber überein, auch die relative Stärke der Signale passt qualitativ. So ist der Übergang nach  $F' = 4$  der stärkste Übergang, während der Übergang nach  $F' = 1$  in beiden Fällen der schwächste ist.

Zwischen beiden Spektren bestehen aber auch deutliche Unterschiede. So stimmt das Verhältnis der Linienstärken quantitativ nicht überein. Im Ionisationsspektrum sind alle Linien ähnlich stark, während es in der Zelle deutliche Unterschiede gibt. Zusätzlich sind die Ionisationslinien deutlich breiter als die in der Zelle. Beide Effekte können eine gemeinsame Ursache besitzen. Bei der Anregung in der Zelle ist es wichtig, dass kein externes Magnetfeld anliegt. Dazu wird die Zelle mit einer  $\mu$ -Metallabschirmung umgeben. Die Atome in der Kammer befinden sich dagegen in einer magnetischen Falle in deren Zentrum das Magnetfeld nicht verschwindet. Die einzelnen Übergänge spalten daher in ihre verschiedenen Zeemanzustände auf. Dies führt zu einer Verbreiterung der einzelnen Linien und damit auch zu einer Reduktion der Stärke. Abbildung 4.15 zeigt diese Aufspaltung des Zustands  $5D_{5/2}$  im Magnetfeld. Schon bei einer Stärke von einem Gauß spalten die einzelnen  $F$ -Zustände in magnetische Unterzustände mit einem Abstand von mehreren MHz auf.

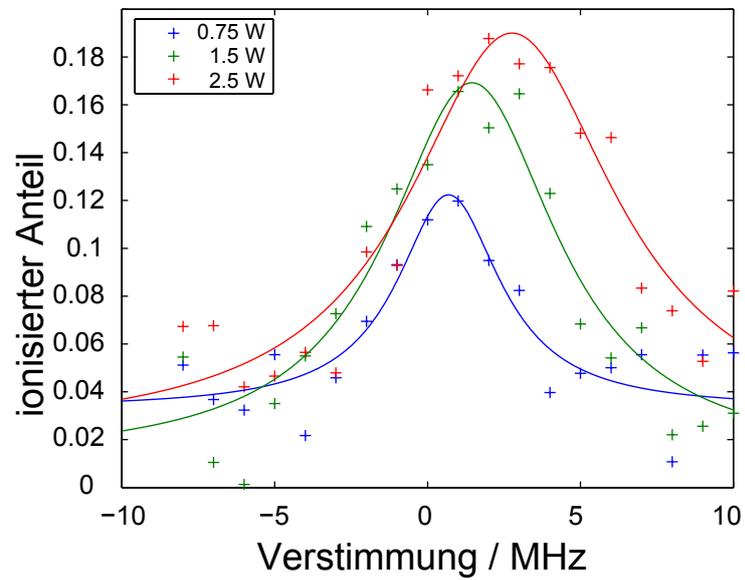
Ein weiterer Verbreiterungsmechanismus liegt in der Ionisation selbst. Wie in Kapitel 2 gezeigt, kann die Ionisation als inkohärenter Verlustmechanismus für das angeregte Niveau verstanden werden, der wie Verluste durch spontane Emission zu einer Verbreiterung der Übergänge führt. Die so gewonnene Breite hängt von der Ionisationsgeschwindigkeit und damit von der Leistung des für die Ionisation verantwortlichen Faserlasers ab. In Abbildung 4.16 ist der Übergang  $F = 2 \rightarrow F' = 4$  für verschiedene Intensitäten im Faserlaser aufgetragen. Die Leistung des Diodenlasers bleibt dabei konstant. Deutlich zu sehen sind zwei Effekte: Zum Einen nimmt, wie oben schon beschrieben, die Linienbreite mit steigender Leistung im Faserlaser zu. Dies zeigt, dass die Ionisation tatsächlich in der gewünschten Geschwindigkeit, nämlich schneller als der natürliche Zerfall, stattfindet. Zum Anderen verschiebt sich die Position des Übergangs hin zu größeren Frequenzen. Dieser Effekt kann nicht durch die Kopplung des angeregten Zustands an das Ionisationskontinuum erklärt werden. Da das Kontinuum keine innere Struktur aufweist, gibt es keine ausgezeichnete Referenz gegen die eine Kopplung Energien verschieben könnte. Die Verschiebung kommt vielmehr aus der Kopplung des Zustands  $5S$  mit dem Zustand  $5P$ . Die Kopplung dieser Zustände führt nicht nur zu einer attraktiven Wechselwirkung



**Abbildung 4.15** Aufspaltung der magnetischen Unterzustände des Zustands  $5D_{5/2}$  von  $^{87}\text{Rb}$  (modifiziert aus [Bal00]).

für Atome, sondern auch zu einer damit verbundenen Verschiebung der Potentiale. Bei größeren Leistungen wird das Grundzustandsniveau abgesenkt, was zu einer Vergrößerung des Abstands zum  $5D$ -Zustand führt. Die Abhängigkeit der Absenkung von der Leistung des Faserlasers ergibt sich abhängig von der genauen Position des Atoms im Strahl des Faserlasers in der Größenordnung von etwa einem MHz / W. Dies passt gut zu den gemessenen Daten. Die Tatsache, dass die Resonanz nicht von vorneherein deutlich verschoben von der erwarteten Position gefunden wurde, liegt daran, dass der Diodenlaser die gegenteilige Verschiebung verursacht. Kompensieren sich die Dipolkräfte der beiden Laser, wie dies in Abbildung 4.13 der Fall war, kompensieren sich auch die Verschiebungen der Resonanzen.

Mit diesen Messungen wurde gezeigt, dass mit dem in Kapitel 3 entwickelten Detektor lokalisiert Atome in der Mikrofalle ionisiert werden. Das dafür notwendige Lasersystem bestehend aus Diodenlasern und einem Faserlaser wurde in Betrieb genommen und getestet. Der Diodenlaser liefert die für eine effektive Anregung nötige Leistung und lässt sich auch hinreichend stabilisieren. Mit dem Faserlaser ist es möglich, die angeregten Atome schneller zu ionisieren als sie natürlich zerfallen. Prinzipiell können die Ionen mit einem Channeltron detektiert und gezählt werden. Auch die dafür notwendige Elektronik wurde bereitgestellt. Der Nachweis der Ionen mit einem Channeltron in der Hauptkammer konnte noch nicht durchgeführt werden. Er ist für die nächste Experimentierphase geplant, die jedoch aus organisatorischen Gründen erst im Sommer 2006 stattfinden kann. Daher konnten diese Ergebnisse nicht mehr in die vorliegende Arbeit einfließen.



**Abbildung 4.16** Ionisationsverluste über den Übergang  $5S F = 2 \rightarrow 5D F = 4$  für verschiedene Leistungen im Faserlaser. Mit steigender Intensität nimmt nicht nur die Stärke des Übergangs zu, er verbreitert sich auch und verschiebt sich zu größeren Frequenzen.



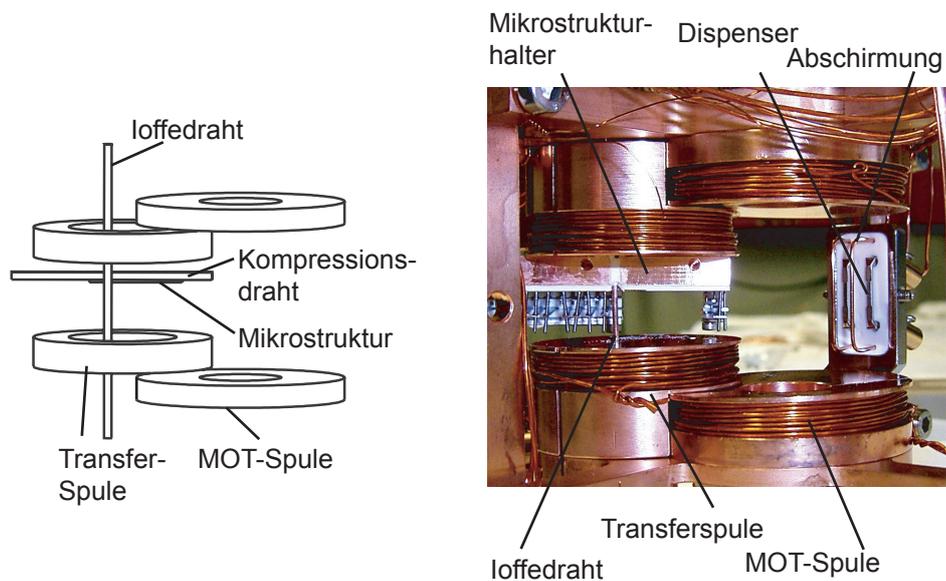
## 5 On-Chip-Atomlaser

Für viele Anwendungen in der Mikroatomik wird eine kontinuierliche Quelle kalter Atome benötigt. Bei dem in Abbildung 1.2 gezeigten Szenario können diese Atome z.B. in ein Interferometer geleitet werden. Die Atome müssen dazu kontrolliert in den Grundzustand eines Wellenleiters auf einem Chip überführt werden können, damit dort mit ihnen gearbeitet werden kann. Eine Quelle, die in der Lage ist, Atome im Grundzustand der Falle bereitzustellen, ist ein Bose-Einstein-Kondensat. Darin liegen alle Atome in einem gemeinsamen Zustand vor, so dass sie von dort in einen Wellenleiter ausgekoppelt werden können. Bisherige Experimente, die sich mit dem kontrollierten Auskoppeln von Atomen aus einem Bose-Einstein-Kondensat befassen, erzeugen einen kalten Atomstrahl, der unter Gravitation frei fällt [Mew97, And98, Hag99, Blo99]. In diesem Atomlaser wurden sowohl Phasenkohärenz [Blo00], als auch die Kohärenz höherer Ordnungen nachgewiesen [Ött05]. In magnetischen Wellenleitern wurden dagegen bisher nur Systeme aus thermischen Atomen [Cas00a] oder mit starken Anregungen [Lea02] betrachtet. Hier wird ein Experiment vorgestellt, mit dem es erstmals gelungen ist, ein Bose-Einstein-Kondensat auf einem Atomchip anregungsfrei in den transversalen Grundzustand eines Wellenleiters zu überführen.

Die Beschreibung sowohl des Experimentaufbaus als auch der typischen Parameter wird hier sehr knapp gehalten. Ausführliche Darstellungen finden sich in den Dissertationen von J. Fortágh und H. Ott [For02a, Ott02]. Ergänzende Details sind in [For03] zusammengestellt.

### 5.1 Makroskopische Fallen

Bevor an dem Atomchip ein Kondensat erzeugt wird, werden die Atome zunächst in konventionellen makroskopischen Fallen gefangen und vorgekühlt. Der dazu benutzte Aufbau ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Zwischen einem Spulenpaar (im Weiteren als MOT-Spulen bezeichnet) wird mit sechs Laserstrahlen eine magneto-optische Falle (Abgekürzt: MOT vom Englischen *magneto optical trap*) [Met94] gebildet. In dem Einfangvolumen dieser Falle wird lokal der  $^{87}\text{Rb}$ -Partialdruck erhöht. Dazu werden zwei Dispenser [For98a] für typischerweise 13 s mit einem Strom von 6 A geheizt. Dadurch entweicht thermisches atomares Rubidium, das teilweise in der magneto-optischen Falle gefangen werden kann. Anschließend wird der Strom in den Dispensern abgeschaltet, während die Atome gefangen bleiben. Nach 12 s hat sich das Vakuum soweit regeneriert, dass die Atome in einen magnetisch fangbaren Zustand umgepumpt und in einer Quadrupol-



**Abbildung 5.1** Magnetfallen. Der Aufbau enthält zwei Spulenpaare (die MOT-Spulen und die Transferspulen), zwei zueinander orthogonale Drähte (Ioffedraht und Kompressionsdraht), sowie eine Mikrostruktur. Die MOT-Spulen bestehen aus einem kaptonisierten Kupferdraht in 120 Windungen pro Spule. Der Spulenkörper ist durchbohrt, um die für die magneto-optische Falle nötigen Laserstrahlen durchzulassen. 34 mm dazu versetzt befinden sich die Transferspulen mit 80 Windungen pro Spule. Der Ioffedraht (Durchmesser 2 mm) ist 4 mm zu ihrem Mittelpunkt versetzt angebracht. Die Mikrostruktur ist auf einen Halter geklebt, in den der Kompressionsdraht eingelassen ist. Er hat einen quadratischen Querschnitt mit einer Kantenlänge von ebenfalls 2 mm. Die Mikrostruktur, der Kompressionsdraht und die Spulen sind auf Kupferplatten montiert, die die Wärme abführen. Diese wird über einen Kühlfinger aus der Kammer geleitet. Dort wird der Kühlfinger mit flüssigem Stickstoff gekühlt.

falle mit einem Gradienten von 45 G/cm entlang der Symmetrieachse gefangen werden können. Auch diese Falle wird durch die MOT-Spulen erzeugt. Die Quadrupolfalle wird dann innerhalb einer Sekunde um 34 mm zwischen das zweite Spulenpaar (im Weiteren als Transferspulen bezeichnet) verfahren. Dabei wird die Falle bis zu einem maximalen Gradienten von 58 G/cm entlang der Symmetrieachse komprimiert. Durch einen Strom von 13 A im Ioffedraht wird diese Falle in eine Ioffefalle [Met94] mit Fallenfrequenzen von  $\omega_a = 2\pi \cdot 14$  Hz,  $\omega_r = 2\pi \cdot 110$  Hz umgeformt. In dieser Falle werden die Atome durch Einstrahlen einer Radiofrequenz evaporativ in 20 s auf 5  $\mu$ K gekühlt.

## 5.2 Mikrofallen - Atomchip

Anstatt die Atome in der durch die Spulen erzeugten Ioffefalle bis zum Kondensat zu kühlen, werden sie innerhalb einer Sekunde in die durch den Chip [For02c] erzeugte Mikrofaller umgeladen [Ott02, For03]. Der Chip besteht aus einem Keramiksubstrat, auf das metallische Leiterbahnen aufgedampft wurden. Dieser Chip wird mit Keramikkleber auf einen Kupferblock geklebt um eine gute Wärmeabführung zu erreichen (s. Abbildung 5.2). Auf dem Chip können Fallen mit radialen Fallenfrequenzen von  $\omega_r = 2\pi \cdot 200$  Hz



**Abbildung 5.2** Fertig montierte Mikrostruktur. Zu sehen ist eine Mikrostruktur, die auf einen Kupferblock geklebt wurde. Die elektrische Kontaktierung geschieht mit Edelstahlschrauben, die mit Federplatten auf die Kontaktpads des Chips gedrückt werden. Der in dieser Abbildung gezeigte Chip ist ein Nachfolgemodell [Gün03] des für die Experimente in diesem Kapitel beschriebenen Chips.

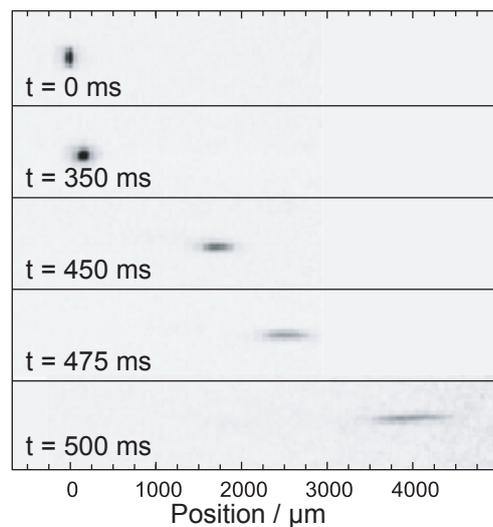
bis  $\omega_r = 2\pi \cdot 2000$  Hz erzeugt werden. Dadurch kann die Atomwolke innerhalb von 5 s zu einem Kondensat mit typischerweise  $5 \cdot 10^5$  Atomen bei einer Temperatur von unter 1  $\mu$ K gekühlt werden [Ott01].

## 5.3 Auskoppeln und Charakterisierung

Um die Atome in den Wellenleiter zu überführen, wird auf die oben beschriebene Weise ein Kondensat in einer Falle mit den Fallenfrequenzen  $\omega_r = 2\pi \cdot 500$  Hz und  $\omega_a = 2\pi \cdot 14$  Hz präpariert. In dieser Ausgangsfalle wird der radiale Einschluss des Kondensats

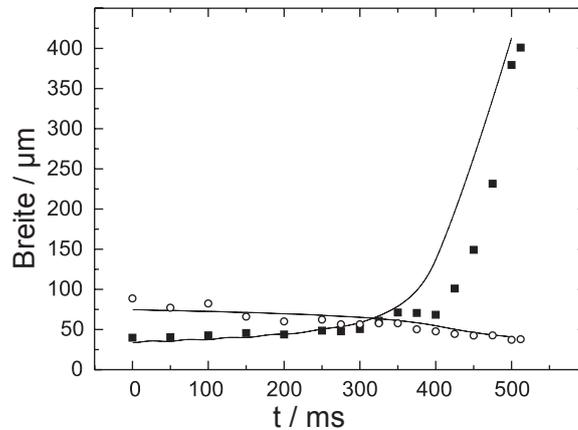
sats im Wesentlichen durch ein Zusammenspiel des mikrostrukturierten Leiters und des Kompressionsdrahts erzeugt. Für den axialen Einschluss und das *Offsetfeld* sind der Ioffedraht und die Spulen verantwortlich. Nun wird der axiale Einschluss in 0,4 s linear heruntergefahren. Gleichzeitig wird ein lineares Gradientenfeld längs des Wellenleiters erzeugt. Dazu werden die Spulen und der Ioffedraht ausgeschaltet. Den Gradienten erzeugt ein Spulenpaar, das außerhalb der Kammer angebracht ist.

Abbildung 5.3 zeigt Absorptionsspektren für fünf verschiedene Zeitpunkte wäh-



**Abbildung 5.3** Absorptionsspektren beim Auskoppeln eines Kondensats in einen Wellenleiter. Während 400 ms wird der axiale Einschluss des Kondensats heruntergefahren und gleichzeitig ein Gradientenfeld angelegt. Die Bilder zeigen eine Abfolge mit einem zunächst gefangenen Kondensat, das ab  $t = 385$  ms frei im Wellenleiter propagiert. Während es sich axial immer weiter ausdehnt, nimmt seine Dichte soweit ab, dass es sich zuletzt im radialen Grundzustand des Wellenleiters befindet.

rend das Kondensat in den Wellenleiter ausgekoppelt wird [For03]. Alle Aufnahmen beinhalten 23 ms ballistische Expansion. Die Aufnahme bei  $t = 0$  zeigt das Kondensat in der ursprünglichen Falle. Das Kondensat expandiert während der ballistischen Expansion aufgrund der Wechselwirkungsenergie hauptsächlich in radialer Richtung, was zu einer senkrecht stehenden Ellipse im Flugzeitbild führt. Nach 350 ms ist das Kondensat immer noch gefangen, jedoch hat die Dichte aufgrund der axialen Relaxation schon deutlich abgenommen. Dies reduziert die Wechselwirkungsenergie und dadurch expandiert das Kondensat weniger stark in radialer Richtung. Nach 385 ms verlässt das Kondensat die Falle und propagiert frei im Wellenleiter. Das Gradientenfeld beschleunigt dabei das Kondensat mit  $0,38 \text{ m/s}^2$ . In den weiteren Bildern ist zu sehen, dass es im Laufe der Expansion deutlich länger wird. Dies wird in Abbildung 5.4 genauer untersucht. Dabei sind die Breite und die Länge des Kondensats aufgetragen. Deutlich ist zu sehen, wie das Kondensat nach dem Auskoppeln in den Wellenleiter immer länger wird. Die Breite dagegen sättigt auf einen Minimalwert, da sie nicht mehr durch die Wechselwirkungs-



**Abbildung 5.4** Breite (offene Kreise) und Länge (geschlossene Quadrate) des Kondensats im Wellenleiter. Die Länge des Kondensats nimmt nach dem Auskoppeln deutlich zu, während die Breite insgesamt lediglich um ca einen Faktor zwei reduziert wird. Anschließend sättigt sie auf die Breite des Grundzustands. Eingezeichnet ist auch eine Simulation der Kondensatsparameter mit Hilfe von Skalengleichungen.

energie, sondern durch die Grundzustandsenergie der Falle gegeben ist [Gör01]. Neben den gemessenen Breiten zeigt die Abbildung auch theoretische Werte. Dazu wurden die Entwicklung der Breiten aus den Anfangswerten und dem zeitlichen Verlauf der Fallenfrequenzen mit Hilfe von Skalengleichungen [Cas96, Kag96] bestimmt. Diese Gleichungen enthalten keinen Anpassungsparameter, sondern beschreiben die Entwicklung des Kondensats aus den Anfangsbedingungen heraus.

Mit diesem Experiment ist es zum ersten Mal gelungen, Atome in den transversalen Grundzustand eines Wellenleiters zu überführen. Der so erzeugte Atomstrahl kann für weitere Experimente genutzt werden, die der Einzelatomdetektion vorausgehen. Neueste Experimente [Gün05b, Gün06] gehen einen Schritt weiter: Hier werden durch Beugung an einem magnetischen Gitter Atome aus einem Kondensat ausgekoppelt. Bisher ist dies nur mit Kondensaten möglich, die stark in der Falle oszillieren. Gelingt das Auskoppeln auch bei ruhenden Kondensaten, steht ein neuer deutlich exakter zu kontrollierender Auskoppelmechanismus zur Verfügung.



## 6 Weiterentwicklung des Lasersystems: DFB-Dioden

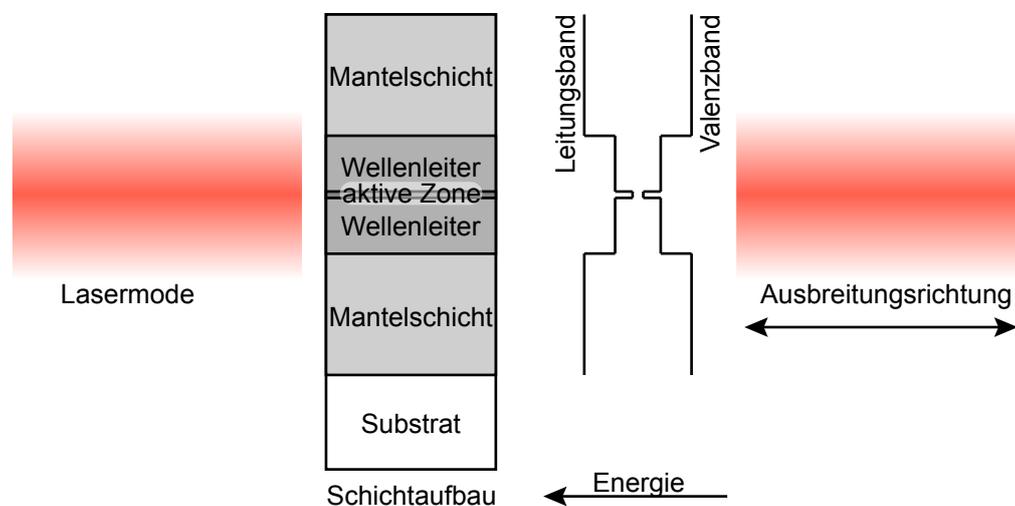
Die Stabilisierung der Laserfrequenzen auf die atomaren Resonanzen nimmt bei einem Experiment mit kalten Atomen einen großen Teil des Aufbaus in Anspruch. Besonders kritisch sind dabei die Laseraufbauten selbst: Jede Dejustage an der Position und am Winkel, in dem das Gitter im Laserstrahl steht, führt dazu, dass sich die Wellenlänge des Lasers verstellt oder dass der Laser schlimmstenfalls auf mehreren Moden gleichzeitig läuft. Auch der Aufbau der einzelnen Spektroskopien, die zur Frequenzstabilisierung nötig sind, erfordert einige Erfahrung vom Experimentator. Bei bisherigen Experimenten zu Bose-Einstein-Kondensaten in Mikrofallen [For02a, Ott02] war diese Komplikation noch hinnehmbar. Je weiter die Experimente jedoch in Richtung Mikroatomik fortschreiten, desto komplexer wird auch die Apparatur. Damit schien es an der Zeit, nach Alternativen für das Lasersystem zu suchen, die die aufwändigen Laseraufbauten vereinfachen. Wünschenswert wären Laseraufbauten, bei denen alle frequenzkritischen Komponenten in einer *black box* versteckt blieben und die ohne weitere Justage eine einstellbare Frequenz liefern. Ein Diodentyp, mit dem dies möglich wird, sind die Laserdioden mit verteilter Rückkopplung (Abgekürzt: DFB-Dioden vom Englischen *distributed feedback diodes*). Hier ist das zur Frequenzstabilisierung nötige Gitter bereits in das aktive Medium der Diode integriert. Die Diode liefert somit einen schmalbandigen Laserstrahl, dessen Frequenz und Leistung nur noch von den wohldefinierten Parametern Temperatur und Strom an der Diode abhängen. Durch das Fehlen von mechanischen Teilen erübrigt sich nicht nur eine weitere Justage, es macht diese Laser auch unabhängig von Störungen durch mechanische Vibrationen. Wird auch noch die Spektroskopie so kompakt wie möglich gebaut, lässt sich der komplette Laseraufbau einschließlich Stromversorgung, Temperatur- und Frequenzstabilisierung in einem einzigen Einschub eines 19"-Racks unterbringen. Dies ersetzt den Aufbau auf einem optischen Tisch, der typischerweise 1,5 m x 3 m in Anspruch nimmt.

Obwohl DFB-Dioden für 1550 nm schon seit langem in der Telekommunikation eingesetzt werden und auch vielfältige Erfahrungen in der Spektroskopie von Kohlenwasserstoffen vorliegen [Lab94], benötigten Messungen an Alkaliatomen bisher eine Frequenzverdopplung des Laserlichts [Pou94]. Erst kürzlich wurden die ersten DFB-Dioden hergestellt, deren Wellenlängen eine direkte Spektroskopie von Rubidium erlauben. Damit war der Weg frei, die oben beschriebene Miniaturisierung der Laseraufbauten zu beginnen. Zuvor mussten allerdings die genauen Eigenschaften dieser neuen Dioden charakterisiert werden. Dieses Kapitel stellt die erste direkte Spektroskopie von Rubidium mit

DFB-Dioden vor [Kra05a]. Ziel dieser Experimente war dabei nicht, eine vollständige Studie von DFB-Dioden zu erstellen, sondern die Frage zu beantworten „Inwieweit sind DFB-Dioden für Anwendungen wie Laserkühlen geeignet?“

## 6.1 Prinzip

Der Aufbau einer Laserdiode lässt sich vereinfacht verstehen, wenn man die einzelnen Bestandteile nach ihren Funktionen sortiert. Dies ist in Abbildung 6.1 schematisch darge-



**Abbildung 6.1** Schematischer Aufbau einer Laserdiode. Elektronen werden in das Leitungsband gepumpt und relaxieren in die aktive Zone. Dort rekombinieren sie mit den Löchern im Valenzband unter Emission von Licht. Dieses Licht wird in einem Wellenleiter geführt und an beiden Seiten der Diode zurückreflektiert. Zum Laserbetrieb wird in der aktiven Zone eine Besetzungsinversion erzeugt.

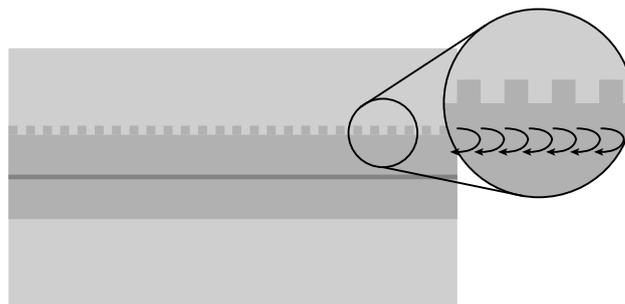
stellt. Das zentrale Element in diesem Aufbau ist die aktive Zone. Sie besteht in der Regel aus einem oder mehreren Quantenfilmen und bildet sowohl für Elektronen im Leitungsband als auch für die dazugehörigen Löcher im Valenzband die energetisch günstigste Position. Die aktive Schicht ist von einem Lichtwellenleiter umgeben. Werden Elektronen in einem solchen Schichtsystem angeregt, wandern sie mit hoher Wahrscheinlichkeit durch Intrabandrelaxation in die aktive Zone und erzeugen dort eine Besetzungsinversion, die für den Laserbetrieb der Diode notwendig ist. Das bei der Rekombination der Ladungsträger entstehende Licht wird durch den um die aktive Zone angeordneten Wellenleiter so geführt, dass ein optimaler Überlapp mit der Ladungsträgerinversion erreicht wird. Dies garantiert, dass das einmal durch spontane Emission erzeugte Licht beim Durchgang durch die Diode effizient verstärkt werden kann.

Um einen Laserbetrieb zu erhalten, ist es nötig, dass das Licht den Laser nicht so-

fort nach der Erzeugung verlässt, sondern zurück in das aktive Medium reflektiert wird. Beim einfachsten Laserdiodentyp wird dies durch die Reflexion an den Kanten der Laserdioden erreicht. Der große Brechungsindexunterschied zwischen dem Halbleiter und der umgebenden Luft sorgt dafür, dass typischerweise etwa 20% des Lichts reflektiert werden. Durch die hohe Verstärkung im Halbleiter ist diese geringe Reflektivität ausreichend für einen stabilen Laserbetrieb.

Anwendungen in der Atomphysik erfordern, dass die Linienbreite eines Lasers deutlich geringer ist als die natürliche Linienbreite der Atome (bei der D2 Linie von Alkaliatomen typischerweise 6 MHz). Gleichzeitig muss die Diode verstimmbar sein. So muss der Kühllaser in verschiedenen Phasen des Experiments variabel zwischen 20 und 60 MHz zum atomaren Übergang verstimmbar sein. Um dies mit Laserdioden des oben beschriebenen Typs zu erreichen, wird eine Gitterstabilisierung in Littman- oder Littrow-Anordnung eingesetzt [Liu81, Lit78, Wie91, Mac92, Ric95]. Dabei wird die Reflexion einer Endfacette durch den Rückreflex eines Gitters überstrahlt. Da dieser Reflex wellenlängenabhängig ist, kann der Winkel unter dem das Gitter angebracht ist, die Wellenlänge des Lasers sehr genau einstellen. Mit diesem Aufbau lassen sich Linienbreiten unter 1 MHz erreichen. Leider erfordert dies apparativen Aufwand und macht die Laser anfällig gegenüber mechanischen Störungen.

Ein Diodentyp, der ein Gitter zur Stabilisierung gleich mitbringt, ist die Laserdiode mit verteilter Rückkopplung [Toh93, Här02]. Bei diesen Dioden wird der Laserresonator nicht durch die Reflexe an den Endfacetten gebildet. Vielmehr sorgt eine über das ganze aktive Medium angebrachte periodische Brechungsindexänderung für eine Reflexion des Lichts in der Diode selbst (s. Abb. 6.2). An jeder dieser Brechungsindexänderungen



**Abbildung 6.2** Schematischer Aufbau einer DFB-Diode. Durch die Dickenmodulation des Wellenleiters, ändert sich der effektive Brechungsindex periodisch. An jeder dieser Brechungsindexänderungen wird ein Teil des Lichts reflektiert. Ist die Wellenlänge des Lichts ein Vielfaches des Abstandes, kommt es zu konstruktiver Interferenz. Nur für diese Wellenlängen wirkt die Anordnung als Spiegel, daher kann es nur für diese Wellenlängen einen Laserbetrieb geben. Dieses Schema ist stark vereinfacht und entspricht einem DFB-Gitter 1. Ordnung. Für weitere Details siehe z.B. [Här02].

wird ein Teil des Lichts reflektiert. Für geeignete Wellenlängen kommt es zur konstruktiven Interferenz. Dadurch wird das Licht im Resonator gehalten und wellenlängenabhängig verstärkt.

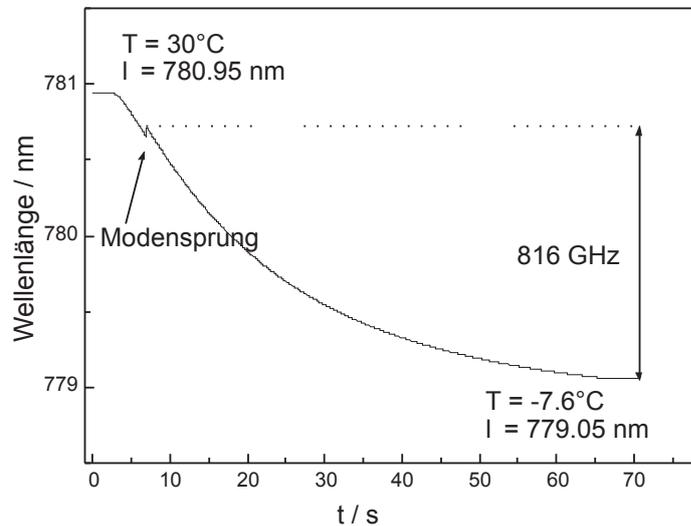
Da bei Dioden dieses Typs die Wellenlängenselektion bereits innerhalb der Diode erfolgt, ist es nicht nötig noch ein externes Gitter zu verwenden. Sie versprechen daher einen wesentlich einfacheren Aufbau und auch weniger Anfälligkeiten auf mechanische Störungen.

## 6.2 Durchstimmbarkeit der DFB-Dioden

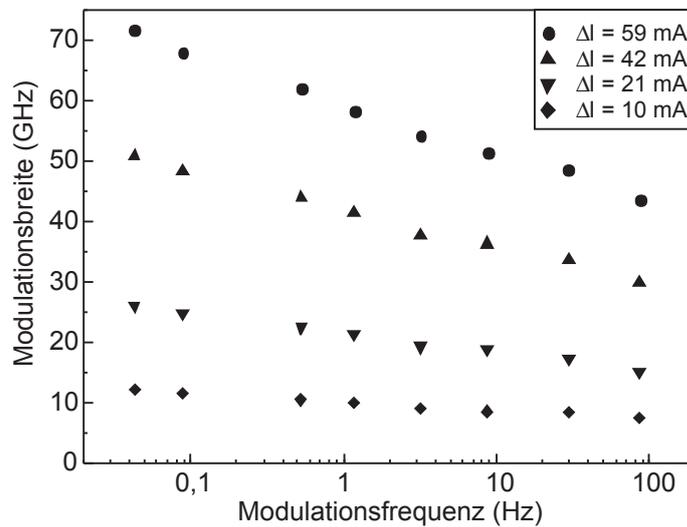
Die Frequenz der DFB-Diode wird vollständig durch die Temperatur und den Strom der Laserdiode festgelegt. Daher wird zunächst der Durchstimmbereich der Diode mit Hilfe des Stroms und der Temperatur bestimmt. Es zeigt sich, dass die Temperatur den deutlich größeren Einfluss auf die Wellenlänge hat, während sich der Strom für eine Feinjustage eignet.

Um die Wellenlänge der Diode in Abhängigkeit der Frequenz zu bestimmen, wird ein Wellenlängenmessgerät aus der Ultimate-Serie der Firmen HighFinesse/Angstrom mit einer Genauigkeit von 30 MHz verwendet. Zu Beginn der Messung wird die Diode auf eine Temperatur von 30°C eingestellt. Anschließend wird die Temperatur innerhalb von 70 s auf -7,6°C verringert. Abbildung 6.3 zeigt den Verlauf der Laserwellenlänge während sich die Temperatur ändert. Dabei fällt die Wellenlänge der Diode von 780,95 nm auf 779,05 nm. Lediglich ein einziger Modensprung tritt um etwa 30 GHz auf. Über einen Bereich von 1,6 nm läuft die Diode modensprungfrei. Die mittlere Änderung der Laserwellenlänge mit der Temperatur beträgt dabei  $\Delta\nu/\delta T = -25 \text{ GHz/K}$  ( $\hat{=} + 0,05 \text{ nm/K}$ ).

Als nächstes wird der Strom moduliert und gleichzeitig die Wellenlänge des emittierten Lichts gemessen. Da die Temperaturregelung der Diode im Vergleich zu Stromänderungen langsam ist, hat eine Modulation des Stroms mehrere Einflüsse. Zum Einen ändert sich mit der Ladungsträgerdichte der Brechungsindex und damit die Emissionswellenlänge, zum Anderen ändert sich abhängig von der Modulationsfrequenz auch die Temperatur. Daher wurde nicht nur der Einfluss der Modulationsamplitude  $\Delta I$ , sondern auch der Einfluss der Modulationsfrequenz  $f$  bestimmt. Abbildung 6.4 zeigt die Änderung der Laserfrequenz  $\Delta\nu$  gegen die Modulationsfrequenz. Aufgetragen sind Messungen bei verschiedenen Modulationsamplituden  $\Delta I$ . Bei fester Modulationsfrequenz ist das Verhältnis aus  $\Delta\nu$  zu  $\Delta I$  jeweils konstant. Bei der langsamsten Modulationsfrequenz von  $f = 42 \text{ mHz}$  beträgt es ca. 1,2 GHz/mA. Bei steigender Modulationsfrequenz  $f$  verringert sich  $\Delta\nu/\Delta I$ . Dabei zeigt sich ein in etwa logarithmischer Zusammenhang zu  $f$ .



**Abbildung 6.3** Durchstimbarkeit der Diode mit Hilfe der Temperatur. Die Diode wurde während 70 s von  $+30^\circ\text{C}$  auf  $-7,6^\circ\text{C}$  abgekühlt und ändert dabei ihre Emissionswellenlänge um 1,9 nm. Dabei tritt lediglich ein einziger Modensprung auf.

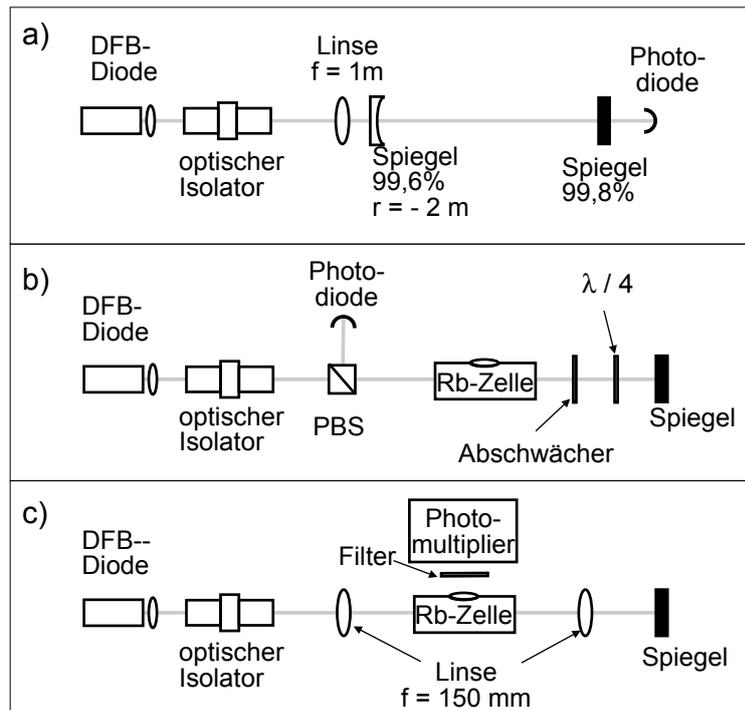


**Abbildung 6.4** Durchstimbarkeit der Diode mit Hilfe des Stroms. Aufgetragen ist die Änderung der Laserfrequenz für verschiedene Modulationsamplituden des Stromes abhängig von der Modulationsfrequenz.

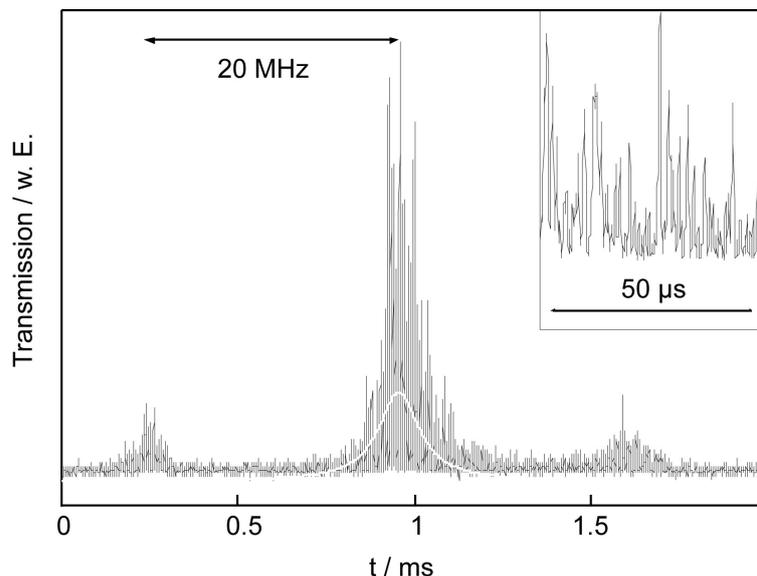
### 6.3 Spektren

Damit sich DFB-Dioden in der Quantenoptik sinnvoll einsetzen lassen, muss sich ihre Emissionsfrequenz stabilisieren lassen. Es ist wünschenswert, wenn die Schwankungen der Frequenz möglichst gering werden, auf jeden Fall sollten sie aber kleiner sein als die natürliche Linienbreite der Rb-Übergänge (etwa 6 MHz). Die bisherigen Messungen zeigen lediglich, dass sich die Frequenzen prinzipiell einstellen lassen. Eine schnelle Regelung der Frequenz ließe sich dann über den Laserstrom erreichen. Das Verhältnis von Laserfrequenz zu Stromänderung zeigt dabei eine wichtige Anforderung an das Rauschen des Stromes. Soll eine Frequenzstabilität von 2 MHz erreicht werden, muss der Strom auf der Skala von  $\mu\text{A}$  kontrolliert werden.

Um die Linienbreite der Laserdioden zu messen, wurden drei verschiedene Aufbauten benutzt (s. Abbildung 6.5). Zunächst wird der Laserstrahl in einen Fabry-Perot-Resonator eingekoppelt (Abbildung 6.5a). Der Resonator besteht aus zwei Spiegeln mit einem Abstand von 90 cm. Der erste Spiegel (Reflektivität von 99,6%) ist gekrümmt (Krümmungsradius -2000 mm), der zweite Spiegel (Reflektivität von 99,8%) planar. Um die Lasermode dem Resonator anzupassen, befindet sich 10 cm vor dem ersten Spiegel eine Sammellinse mit einer Brennweite von 100 cm. Der freie Spektralbereich dieses Resonators beträgt 166 MHz, die Finesse wird mit  $> 500$  abgeschätzt. Das transmittierte Licht wird anschließend auf eine schnelle Photodiode (Bandbreite 40 MHz) fokussiert. Der Strom des Lasers wird so moduliert, dass die Resonanz in dem Resonator sichtbar wird. Die Modulationsamplitude der Laserfrequenz beträgt typischerweise 60 MHz, die Modulationsfrequenz des Stroms liegt bei etwa 200 Hz. Um eine Referenz für die Breite der Resonanzfrequenz zu bekommen, wird auf den Laserstrom zusätzlich eine Radiofrequenz von 20 MHz aufmoduliert. Diese Frequenz führt dazu, dass im Spektrum zusätzlich zu der Hauptresonanz Seitenbänder im Abstand von 20 MHz zum Hauptmaximum auftreten. Sie erlauben eine präzise Eichung der Frequenzachse und damit die Bestimmung der Linienbreite. Abbildung 6.6 zeigt ein typisches Spektrum auf der Photodiode. Deutlich ist eine Hauptresonanz zu sehen, die von zwei Seitenbändern umgeben ist. Setzt man den Abstand der Seitenbänder zur Hauptresonanz als 20 MHz an, ergibt sich eine Linienbreite von 2 MHz. Da dies deutlich breiter ist, als die zu erwartende Linienbreite des Resonators, kann davon ausgegangen werden, dass es sich hierbei tatsächlich um die Linienbreite der Diode und nicht um ein Messartefakt handelt. Es zeigt sich auch, dass die Resonanzlinie nicht aus einer einzigen glatten Kurve besteht, sondern dass sie sich aus vielen einzelnen Nadeln zusammensetzt. Um dies genauer zu untersuchen wird die Modulationsgeschwindigkeit in einem Bereich von 30 MHz/ms bis 2 GHz/ms variiert. Die Breite der Resonanzlinie relativ zum Abstand der Seitenbänder bleibt dabei konstant. Die Linienbreite von 2 MHz ändert sich daher nicht. Die Breite der einzelnen Nadeln dagegen skaliert nicht mit der Modulationsgeschwindigkeit. Sie bleibt konstant bei etwa  $0.5 \mu\text{s}$ . Diese Zeitkonstante passt gut zu der Linienbreite des Resonators. Daher bietet sich für diese Messung folgende Erklärung an: Die DFB-Diode emittiert eine schmale Resonanzfrequenz, die mit dem Resonator nicht aufgelöst werden kann. Diese Frequenz



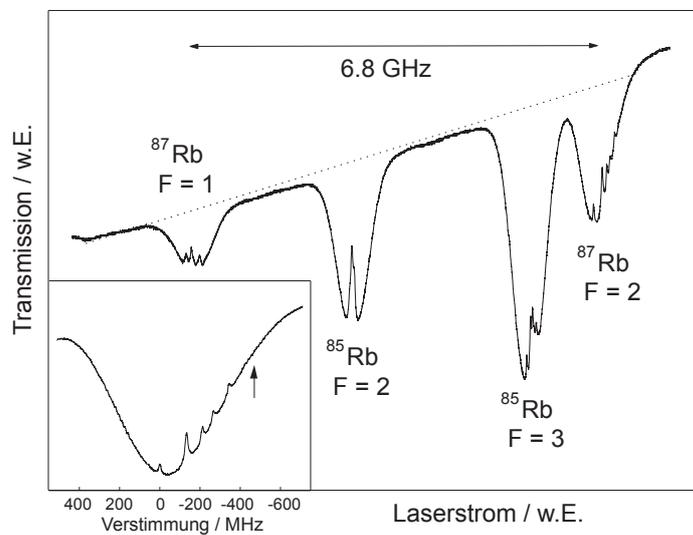
**Abbildung 6.5** Aufbau der Experimente. In a) wird der DFB-Laser in einen 90 cm langen Resonator eingekoppelt. Zur Modenanpassung ist vor dem Resonator eine Linse mit einer Brennweite von 100 cm angebracht. b) zeigt eine Sättigungsspektroskopie. Da zu passiert der Laserstrahl zunächst einen polarisierenden Strahlteilerwürfel (Abgekürzt: PBS vom Englischen *polarizing beam splitter*), dann eine Rubidiumgaszelle und anschließend einen Abschwächer, sowie eine  $\lambda/4$  Verzögerungsplatte. Danach wird er in sich selbst zurückreflektiert. Nach zweimaligem Durchlaufen der Verzögerungsplatte hat sich seine Polarisation um  $90^\circ$  gedreht, so dass er am Strahlteiler abgelenkt wird. Anschließend wird er mit einer Photodiode detektiert. In c) ist der Aufbau für die Zweiphotonenspektroskopie dargestellt. Dazu wird der Laser in eine geheizte Rubidiumzelle fokussiert, anschließend kollimiert und retroreflektiert. Das blaue ( $\lambda = 420\text{ nm}$ ) Fluoreszenzlicht, das beim Zerfall des 5D-Niveaus entsteht, wird mit einer Linse eingesammelt und auf einem *Photomultiplier* nachgewiesen.



**Abbildung 6.6** Transmissionssignal nach dem Fabry-Perot-Resonator, der Laser wurde dabei über die Resonatorfrequenz gestimmt. Zusätzlich wurden auf den Laser Seitenbänder mit einem Abstand von 20 MHz aufmoduliert. Deutlich zu sehen ist, dass das Signal nicht als glatte Linie erscheint, sondern sich aus vielen Einzellinien zusammensetzt. Das Inset zeigt einen Ausschnitt auf dem Hauptsignal.

bleibt aber nicht konstant, sondern fluktuiert auf einer schnellen Zeitskala. Die gemessene Linienbreite von 2 MHz ergibt sich aus der typischen Streuung dieser Frequenz um ihren Mittelwert. Es zeigt sich, dass diese Streuung stark vom Laserstrom abhängt. Bei einem Strom von 45 mA ergibt sich eine breite Linie von etwa 8 MHz, die mit steigendem Strom zunächst immer schmaler wird, bis sie bei etwa 70 mA das oben gezeigte Minimum von 2 MHz erreicht. Anschließend verbreitert sich die Linie wieder.

Eine Linienbreite von 2 MHz ist ausreichend, um eine DFB-Diode für optische Kühlverfahren wie z.B. eine magneto-optische Falle einzusetzen. Um dies genauer zu überprüfen, wird als nächstes eine Sättigungsspektroskopie aufgebaut (s. Abb. 6.5b). Dazu wird der Lichtstrahl nach dem Isolator (40 dB) durch einen polarisierenden Strahlteiler, eine Rubidiumdampfzelle, einen Abschwächer (Abschwächungsfaktor = 6) und eine  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte geleitet. Anschließend wird er mit Hilfe eines Spiegels durch dieselbe Anordnung zurückreflektiert. Das doppelte Passieren der Verzögerungsplatte dreht die Polarisation des Strahls um  $90^\circ$ , so dass er den Strahlteiler seitlich verlässt. Dieses Licht wird auf einer Photodiode nachgewiesen. Abbildung 6.7 zeigt die Intensität auf der Laserdiode in Abhängigkeit des Laserstroms. Zunächst fällt auf, dass die Intensität des Lasers in etwa linear (angedeutet durch die gestrichelte Linie) mit dem Strom variiert. Auf diesem linearen Verlauf sind deutlich vier Einbrüche in der transmittierten Intensität zu erkennen, die mit der dopplerverbreiterten Absorption von Rubidium zusammenfallen. Diese Einbrüche weisen die für Sättigungsspektroskopie typischen lokalen Maxima



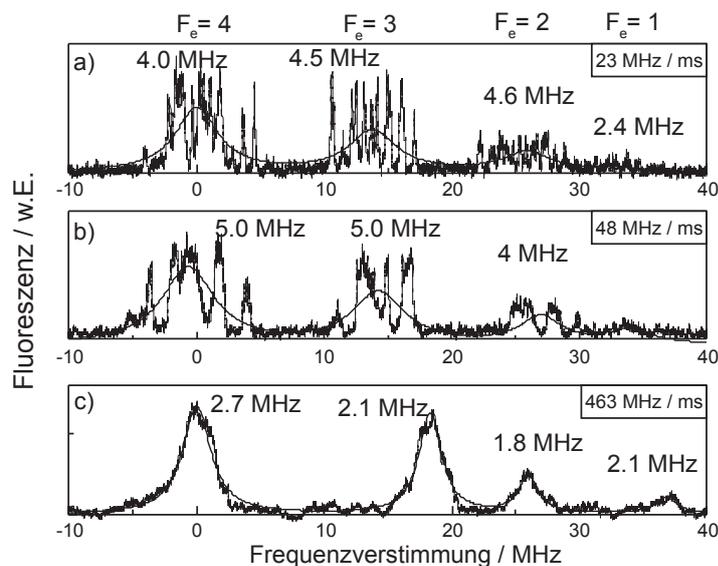
**Abbildung 6.7** Sättigungsspektroskopie. Der Laserstrom wurde in einem Bereich von 8 GHz gescannt. Zu sehen sind die dopplerverbreiterten Absorptionsprofile der D2-Linie von  $^{87}\text{Rb}$  und  $^{85}\text{Rb}$ . Von links nach rechts sind dies der Übergang  $F = 1$  von  $^{87}\text{Rb}$ ,  $F = 2$  von  $^{85}\text{Rb}$ ,  $F = 3$  von  $^{85}\text{Rb}$  und  $F = 2$  von  $^{87}\text{Rb}$ . Innerhalb der einzelnen Dopplerprofile sind die durch die Sättigung einzelner Niveaus hervorgerufenen Einbrüche in der Absorption zu sehen. Das Inset zeigt den Übergang  $F = 2$  von  $^{87}\text{Rb}$ . Der Gesamtanstieg der Laserintensität (gestrichelte Linie) wird durch die Änderung des Laserstroms verursacht.

auf, die durch Sättigung einzelner Übergänge zustande kommen. Die Breite dieser Maxima sollte die natürliche Linienbreite von etwa 6 MHz wiedergeben. Dieser Wert passt gut zur gemessenen Breite von etwa 9 MHz, wenn man zusätzlich noch die Linienbreite der Laserdioden berücksichtigt. Die Laserdioden lassen sich mit einem Lock-In-Verstärker auf diese Übergänge stabilisieren: Messungen mit einem Wellenlängenmessgerät ergeben eine Schwankungsbreite von etwa 2 MHz, was der Auflösung des Messgeräts entspricht. Details zu diesen Messungen finden sich in [Kra05a].

Eine deutlich höhere Anforderung an die Laserstabilität stellt eine Spektroskopie am 2-Photonen-Übergang  $5S-5D$  von Rubidium. Dieser Übergang zeichnet sich durch eine deutlich schmalere Linienbreite (300 kHz) aus als die oben gemessene D2-Linie [Nez93]. Um diese Übergänge zu messen, wird der Aufbau erneut modifiziert. Um die Lichtintensität zu erhöhen, wird der Laser jetzt mit einer Linse ( $f = 150$  mm) in die Zelle fokussiert und anschließend wieder kollimiert. Dieser Strahl wird in sich selbst zurückreflektiert, so dass er die Zelle zweimal passieren kann. Die Zelle wird auf  $100^\circ\text{C}$  geheizt, um den Dampfdruck zu erhöhen. An der Stelle des Fokus des Laserstrahls wird seitlich eine Linse angebracht, um das Fluoreszenzlicht der Atome aufzufangen. Der rote Anteil dieses Lichts wird mit einem Hochreflektor für 780 nm in die Zelle zurückreflektiert. Ein anschließender Bandpassfilter mit einer Zentralwellenlänge von 420 nm lässt nur Licht des Übergangs  $6P \rightarrow 5S$  passieren [Rya93, Nez93]. Dieses Licht wird mit einem *Photomultiplier* nachgewiesen. Abbildung 6.8 zeigt die mit dieser Anordnung aufgenommenen Fluoreszenzspektren. Zu sehen ist nur der Ausschnitt mit dem Zweiphotonenübergang  $5S_{1/2}F = 2 \rightarrow 5D_{5/2}F' = 1 \dots 4$ . Die drei Teilabbildungen a) - c) unterscheiden sich in der Geschwindigkeit mit der der Laser verfahren wird. In allen Abbildungen sind deutlich die vier Resonanzen zu sehen, die den angeregten Zuständen  $F' = 1 \dots 4$  entsprechen. Wie in den Messungen mit dem Fabry-Perot-Resonator sind die Resonanzen wieder in feinere Nadeln aufgespalten. Bei höherer Geschwindigkeit nimmt die Anzahl der Nadeln ab. Auch dies bestätigt die Annahme, dass die Diode intrinsisch auf einer schmalen Frequenz läuft, die sich aber immer wieder schnell ändert. Die Breite dieser Streuung entspricht mit wenigen MHz den Messungen im Resonator.

## 6.4 Diskussion

DFB-Dioden versprechen, den Laseraufbau deutlich zu vereinfachen. Die beiden in dieser Arbeit getesteten Dioden zeigen eine Linienbreite, die deutlich unter der natürlichen Linienbreite (6 MHz) der für Laserkühlung verwendeten Übergänge von Rubidium liegt. Innerhalb dieser Linienbreite setzt sich die Laserfrequenz aus verschiedenen Nadeln zusammen, d.h. die Laserdiode ändert auf einer schnellen Zeitskala immer wieder ihre Frequenz. Eine Ursache für dieses Verhalten könnte der in der Literatur als *spatial hole burning* [Pan90, Wen91] bezeichnete Effekt sein. Die Lasermode hat nicht an allen Stellen im aktiven Medium die gleiche Intensität. Dadurch ist auch die stimulierte Emission nicht überall gleich stark. Dies kann zu einer Inhomogenität in der Besetzungsinversion führen.



**Abbildung 6.8** Zweiphotonenübergang in  $^{87}\text{Rb}$  von  $5S F = 2$  nach  $5D F' = 4, F' = 3, F' = 2$  und  $F' = 1$ . Die Frequenz des Lasers wurde dabei über die Resonanzverfahren, indem der Laserstrom moduliert wurde. Die x-Achse gibt eigentlich die Zeitachse bei der Detektion an, die Umrechnung in Frequenzen geschah durch lineare Interpolation. Die drei Einzelbilder unterscheiden sich durch die Geschwindigkeit, in der der Laser gescannt wurde. Bei einem langsamen Verfahren der Frequenz zeigt sich wieder die Aufspaltung der Laserlinie in verschiedene Nadeln. Bei schnellerem Durchfahren werden weniger Nadeln sichtbar, allerdings liegen diese nun verschoben. Die Breite der Nadeln ausgedrückt in Zeiten bleibt bei allen Bildern gleich, die scheinbare Verbreiterung liegt nur an den unterschiedlichen Umrechnungsfaktoren bei verschiedenen Geschwindigkeiten.

Dieser Inhomogenität kann sich die Lasermode wieder anpassen, was auf Dauer zu einer räumlichen Fluktuation der Lasermode und über die Besetzung auch der optischen Dichte führen kann. Da bei einer DFB-Diode die Wellenlängenselektion durch ein Gitter im Bereich des aktiven Mediums geschieht, erscheint es plausibel, dass diese Fluktuationen gerade bei DFB-Dioden zu einer Fluktuation der Wellenlänge führen können.

Für den Betrieb einer magneto-optischen Falle ist die Linienbreite der DFB-Dioden allerdings ausreichend: Der Kühllaser einer magneto-optischen Falle wird typischerweise um etwa 20 MHz gegenüber der Resonanzfrequenz rotverstimmt, so dass eine Linienbreite von 2 MHz ausreichend schmal ist. Auch für den Betrieb einer DFB-Diode als Rückpumpplaser reicht es aus, wenn die Linienbreite des Lasers unterhalb der natürlichen Linienbreite des Übergangs liegt. Da diese Dioden keine mechanische Justierung mehr benötigen, sind sie auch prädestiniert für Anwendungen, bei denen kein Experimentator die Laser dauernd überwachen kann. Zur Zeit werden die ersten Experimente mit kalten Atomen im Weltraum geplant. Dazu wird eine kompakte und stabile Apparatur benötigt, mit der Atome gekühlt werden können. Mit DFB-Dioden ist dies erreichbar.

Für Hochpräzisionsspektroskopie wie die am oben vorgestellten Zweiphotonenübergang sind sie jedoch nur bedingt geeignet. Die Linienbreite dieses Übergangs ist mit 300 kHz deutlich schmaler und dadurch werden die einzelnen Frequenzkomponenten innerhalb der verbreiterten Linie des DFB-Lasers sichtbar. Diese einzelnen schmalen Linien, aus denen sich die Gesamtlinie zusammensetzt, scheinen schmaler zu sein als die Linien des Übergangs. Mit einer schnellen Regelung kann es daher möglich sein, den Laser stabil genug zu halten, um auch diese Linien aufzulösen.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden wichtige Schritte unternommen, um die Gebiete der Mikrofallen und der Atomik zu einem neuen Forschungsgebiet der Mikroatomik zu kombinieren. Dazu wurde die Technik, Kondensate in Mikrofallen zu produzieren, vorangetrieben: Nachdem die Ursache für Störfelder an Atomchips [Kra02, Est04] gefunden war, konnte diese Begrenzung durch die Kombination von Chips [Gün05a] überwunden werden. Atome konnten von einem *On-Chip*-Atomlaser anregungsfrei in einen magnetischen Wellenleiter ausgekoppelt werden. Diese Atome wurden in verschiedene interferometrische Fallengeometrien geladen, bis schließlich auch die Beugung einer Materiewelle an einem magnetischen Gitter gelang [Gün06, Gün07]. Damit stehen Grundelemente, die aus der Lichtoptik bekannt sind, nun auch auf Atomchips zur Verfügung: Der Atomlaser als Quelle einer kohärenten Materiewelle, ein Wellenleiter in dem diese Materiewelle anregungsfrei transportiert werden kann, sowie ein Interferometer an dem sie aufgespalten und anschließend rekombiniert wird. Die vielfältigen Möglichkeiten, auf einem Chip Fallen zu produzieren [Kra05b], erlauben nun eine Reihe von Anwendungen von interferometrischen Sensoren [For06] bis hin zur Quanteninformationsverarbeitung.

Um der wachsenden Komplexität der Atomchips Rechnung zu tragen, wurden Vereinfachungen an anderen Stellen des Experiments entwickelt: Der Einsatz von hier erstmals für Atomoptik getesteten DFB-Dioden [Kra05a] verspricht, die zur Zeit mehrere Quadratmeter einnehmenden optischen Aufbauten in einem einzigen wartungsarmen 19"-Rack verschwinden zu lassen. Dies bedeutet im täglichen Experimentierbetrieb nicht nur eine erhebliche Zeitersparnis, sondern eröffnet auch die Möglichkeit ferngesteuerte Experimente zu entwickeln, wie sie z.B. in Satelliten eingesetzt werden können. Dadurch könnte erstmals Bose-Einstein-Kondensate unter Schwerelosigkeit erzeugt werden. Als Ersatz für die bisherigen Dispenser wurde eine  $2D^+$ -MOT charakterisiert und in Betrieb genommen. Dadurch können größere Atomzahlen und stabilere Experimentierbedingungen realisiert werden. Dies erleichtert es erheblich, lange Experimentreihen durchzuführen.

Für atomoptische Experimente wurde ein neuer Detektor notwendig, der im Gegensatz zur bisher verwendeten Absorptionsabbildung sowohl einzelne Atome nachweisen kann als auch einen vollständigen Zugriff auf die Statistik der Atomverteilung bietet. In dieser Arbeit wurde ein solcher Detektor konzipiert, gebaut und in Betrieb genommen. Dabei werden die Atome in einem resonanten Dreiphotonenprozess ionisiert und anschließend mit einem Channeltron detektiert. Für die Ionisation werden zwei fokussierte Laser benutzt: Ein Diodenlaser, der ortsselektiv einen Zweiphotonenübergang treibt und ein Faserlaser, der eine effiziente Ionisation garantiert. Die dabei erzeugten Ionen werden durch eine Ionenoptik auf ein Channeltron abgebildet. Dadurch werden Dunkelzählraten

stark unterdrückt. Auch wenn die abschließende Messung, mit der einzelne gefangene Atome mit dem Channeltron nachgewiesen werden, erst für den nächsten Experimentierzyklus geplant ist, konnten die Funktion der einzelnen Teilschritte dieses Detektors bereits demonstriert werden.

Mit hier entwickelten Einzelatomdetektor wird es möglich, deutlich verdünntere Gase nachzuweisen als dies mit der bisherigen Absorptionsabbildung möglich war. Schon für interferometrische Anwendungen erhöht die Verwendung von einzelnen Atomen die Auflösung, nicht nur da die Phasenentwicklung in zwei separierten Kondensaten über das chemische Potential von der Atomzahl abhängt, sondern auch weil die Wechselwirkung der Atome selbst zu Dekohärenzen führen kann [Ols05]. Auch der Einsatz eines Atomchips für Quanteninformationsverarbeitung verlangt die Präparation, Manipulation und Detektion von einzelnen Atomen.

Experimente, die sich mit dem neuen Detektor auf Mikrofallen sofort anbieten sind die in der Einleitung geschilderten Untersuchungen zur Quantenkorrelation niederdimensionaler Gase. Bei Erreichen eines Tonks-Gases müsste sich z.B. eine Antikorrelation in der  $g^{(2)}$ -Funktion der Atome feststellen lassen. Prinzipiell ist es auch möglich, diese Untersuchung auf Gemische verschiedener Atomspezies auszuweiten. Dabei existiert keine Beschränkung auf bosonische Atome, auch Gemische mit Fermionen sind denkbar.

Der oben beschriebene Aufbau lässt sich nicht nur zum Nachweis von einzelnen Atomen einsetzen, sondern kann, wenn er gepulst betrieben wird, auch als Flugzeitmassenspektrometer dienen. Die zusätzliche Fokussierung der Ionen durch die zweite Blende erhöht dabei die Auflösung wie dies Massenspektrometern nach dem Schema von Wiley und McLaren [Wil55] üblich ist. Im Gegensatz zu den üblichen Massenspektrometern erlaubt eine Umlenkplatte den optischen Zugang für die Laserstrahlen. In einem ähnlichen Aufbau (ebenfalls mit zusätzlicher Umlenkplatte) wurde kürzlich eine Massenauflösung von  $m/\Delta m = 1000$  von in einer magneto-optischen Falle gefangenen  $^{133}\text{Cs}$ -Atomen realisiert [Kra05c]. Dadurch bieten sich eine Reihe weiterer Verwendungsmöglichkeiten für den Detektor an. Bei der Arbeit mit Gemischen zeigt sich eine weitere Stärke des hier entwickelten Detektors: Anstatt die Atome direkt zu ionisieren, ist es auch möglich, zunächst Moleküle herzustellen und dann selektiv nur diese Moleküle durch Ionisation aus der Falle zu entfernen und nachzuweisen. Die Verwendung des Detektors als Massenspektrometer ermöglicht nahezu untergrundfrei auch kleinste Molekülzählraten aufzulösen [Kra06].

Mit den in dieser Arbeit demonstrierten atomoptischen Elementen *On-chip*-Atomlaser, Wellenleiter und Einzelatomdetektor, sind wesentliche Schritte hin zu einer integrierten Mikroatomik erreicht. Prinzipiell lassen sich die Atomchips noch weiter ausbauen: Durch die Verwendung von DFB-Dioden ohne externe Stabilisierung wird es möglich, die Laserdioden und den Lichtwellenleiter auf dem selben Chip zu integrieren, auf dem auch die felderzeugenden Leiter angebracht sind.

# A Experimentaufbau

Im Folgenden wird der Aufbau des Experiments kurz beschrieben. Dabei werden in diesem Kapitel die Änderungen durch den Einzelatomdetektor nicht berücksichtigt. Mit dem hier beschriebenen Aufbau ist z.B. der in Kapitel 5 vorgestellte Atomlaser realisiert worden.

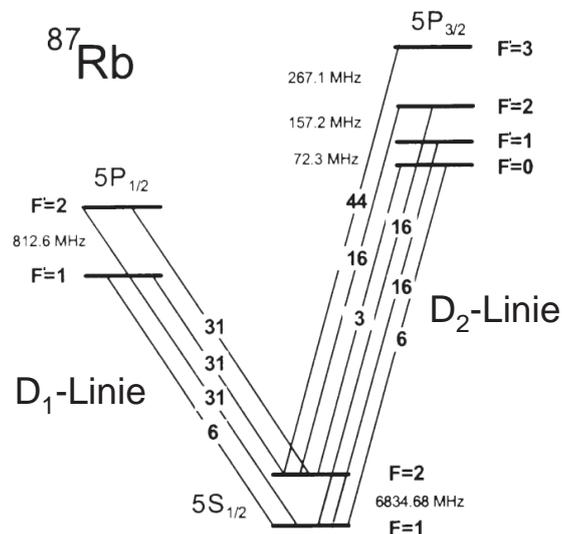
## A.1 Laser

Bei den verschiedensten Arbeitsschritten in Experimenten mit kalten Atomen werden Laser benötigt. Sie sind unverzichtbares Hilfsmittel bei der Präparation einer kalten Atomwolke, da nur mit Hilfe des Strahlungsdrucks der Laser die zunächst noch heißen Atome eingefangen werden können. Beim Kühlen sind sie wesentlich effektiver als stark verlustbehaftete evaporative Kühlverfahren. Auch bei der späteren Manipulation und beim Nachweis von Atomen wird immer wieder auf Laser zurückgegriffen.

Für alle in diesem Experiment benötigten Laser gelten jeweils ähnliche Anforderungen. Sie werden nah der Resonanzfrequenzen der D2-Linie von  $^{87}\text{Rb}$  bei 780,24 nm betrieben. Ein Termschema der relevanten Übergänge ist in Abbildung A.1 zu sehen. Aus der Anwendung nahe der Resonanz folgt eine Anforderung an die Stabilität und Frequenzbreite der Lasersysteme. Sie muss deutlich kleiner sein als die natürliche Linienbreite von  $^{87}\text{Rb}$  von etwa 6 MHz. Zusätzlich ist es hilfreich, die Laser in der Frequenz verstimmen zu können. All diese Anforderungen werden von gitterstabilisierten Halbleiterlaserdioden [Ric95] erfüllt. Insgesamt werden in diesem Aufbau drei Laserdioden benutzt. Die Stromversorgung der Laserdioden geschieht mit Stromtreibern der Firma Toptica vom Typ DCC 100. Die Temperatur wird mit einem PT 10000 Temperaturfühler gemessen und mit Hilfe von Temperaturreglern der Firma Prolan Mat eingestellt. Das Heizen bzw. Kühlen der Dioden übernimmt dabei ein Peltierelement, auf das die Diodenhalterung montiert ist. Verwendet werden Dioden der Firma Hitachi (HL7851G) mit einer Leistung von bis zu 50 mW. Einer der Laser wird mit einem Trapezverstärker nachverstärkt.

### A.1.1 Abbildungslaser

Für Absorptionsabbildung der gefangenen Atome wird ein Laser benötigt, dessen Wellenlänge resonant auf den  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  Übergang von  $^{87}\text{Rb}$  eingestellt ist. Hierzu



**Abbildung A.1** Termschema von  $^{87}\text{Rb}$ . Aufgetragen ist der Übergang von  $5\text{S}$  nach  $5\text{P}$  mit Hyperfeinaufspaltung und den relativen Linienstärken. Im Experiment wird die  $\text{D}_2$ -Linie mit einer Zentralfrequenz von  $780,24 \text{ nm}$  benutzt. Die Niveaus im Grundzustand sind dabei immer mit  $F$ , die in den angeregten Zuständen mit  $F'$  bezeichnet.

wird ein gitterstabilisierter Diodenlaser verwendet, der direkt mit Hilfe einer Polarisationspektroskopie auf diesen Übergang stabilisiert wird. Das Licht dieses Lasers wird auf zwei optische Fasern (*singlemode*, polarisationserhaltend) aufgeteilt und von verschiedenen Richtungen in die Kammer eingestrahlt. Um diesen Strahl schnell schalten zu können, durchläuft er eine Anordnung mit zwei mechanischen Verschlüssen [Don04] und einem elektro-optischen Modulator (EOM).

Dieser Laser erfüllt noch zwei weitere Aufgaben: Zum Einen dient er als Frequenzreferenz für den Kühllaser und zum Anderen wird ein Teil dieses Laserlichts verwendet, um die Atome vor dem magnetischen Speichern in den  $F = 2, m_F = 2$  Unterzustand zu pumpen. Der dazu benötigte Laserstrahl wird mit einem akusto-optischen Modulator (AOM) um  $267 \text{ MHz}$  verstimmt.

### A.1.2 Kühllaser

Um die Atome zu fangen und in der magneto-optischen Falle zu kühlen wird ein Laser benötigt, dessen Verstimmung variabel zwischen  $20$  und  $60 \text{ MHz}$  rotverstimmt zum Übergang  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  einstellbar ist. Dieser Laser wird nur zur Kontrolle in eine Rb-Glaszelle geleitet. Dieser Laser wird stabilisiert, indem ein Teil seines Lichts mit

dem Licht des Abbildungslaser überlagert. Die Schwebungsfrequenz dieser Überlagerung wird mit einer schnellen Photodiode gemessen und mit einer *Phase-Locked-Loop*-Schaltung stabilisiert. Sie kann in einem Bereich von 0 bis 1 GHz eingestellt werden. Details zu dieser Schaltung finden sich in [Don04, Bre03].

Die benötigte Leistung in diesem Laser ist recht hoch: auf die sechs MOT-Strahlen werden 150 mW aufgeteilt. Das ist deutlich mehr als eine konventionelle Laserdiode liefern kann. Deshalb wird der Laserstrahl in einen Trapezverstärker geleitet und dort nachverstärkt. Nach dem Verstärker ist ein 60 dB Isolator angebracht, der Rückreflektionen auf die Ausgangsfläche verhindert. Diese Rückreflektionen würden sonst dazu führen, dass die Diode zerstört wird. Die Leistung nach dem Isolator beträgt noch 420 mW. Da das Strahlprofil am Verstärker deutlich von einem Gaußprofil abweicht, wird der Laser noch durch eine Einzelmodenfasern geleitet. Dabei gehen mehr als 50% der Laserleistung verloren. Anschließend werden die Randbereiche des Strahls abgeschnitten, um einen homogenen Strahl zu bekommen.

### A.1.3 Rückpumplaser

Um die Atome zu kühlen, wird der Übergang  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  getrieben. Von dort sind nur Übergänge zurück in den  $F = 2$  möglich. Der Kühllaser regt aber auch nichtresonant den Zustand  $F' = 2$  an. Ein Teil dessen Besetzung zerfällt anschließend in den  $F = 1$ -Zustand und kann dort vom Kühllaser nicht mehr weiter angeregt werden. Damit diese Atome nicht verlorengehen, wird ein weiterer Laser benötigt. Dieser Rückpumplaser ist resonant zum Übergang  $F = 1 \rightarrow F' = 2$ . Die Atome im  $F = 1$  Zustand werden durch diesen Laser solange wieder angeregt, bis sie in  $F = 2$  zerfallen und so wieder am Kühlprozess teilnehmen. Da die Atome nur etwa alle 1000 Anregungszyklen durch den Kühllaser in den „falschen“ Zustand gepumpt werden, kann die Intensität des Rückpumpers deutlich schwächer gewählt werden als die des Kühllasers.

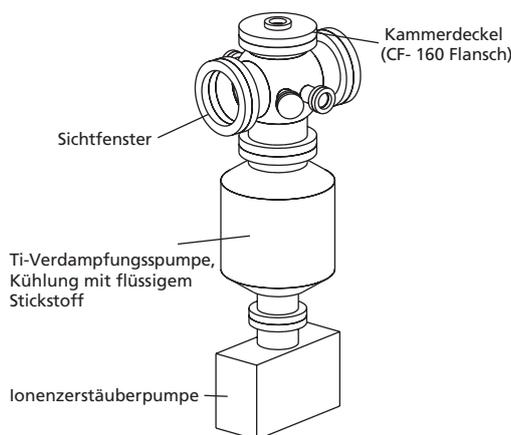
Zum Rückpumpen wird ein gitterstabilisierter Diodenlaser benutzt, der direkt auf den  $F = 2 \rightarrow F' = 2$  Übergang einer Sättigungsspektroskopie stabilisiert wird. Das Licht dieses Lasers wird durch eine Singlemodenfasern geführt, um die Justage der anschließenden Optik unabhängig von der Justage des Lasers zu bekommen.

## A.2 Kammeraufbau

Eine Besonderheit des Tübinger Experimentaufbaus ist, dass sich alle felderzeugenden Elemente in einer Ultrahochvakuumkammer mit einem Druck von  $10^{-11}$  mbar befinden. Um das Experiment schnell umbauen zu können, ist der gesamte Innenaufbau am Deckelflansch der Kammer befestigt. Dadurch braucht für einen neuen Aufbau nur der Deckelflansch ausgetauscht zu werden. Dies stellt besondere Anforderungen an die verwendeten Materialien. Neben einer geringen Ausgasrate dürfen sie auch beim Ausheizen der Kammer nicht beschädigt werden. Beim Ausheizen wird die Kammer für etwa zwei

Wochen auf eine Temperatur von 180°C erhitzt, um einen besseren Enddruck zu erhalten. Die Auswahl der in der Kammer verwendeten Materialien wurde daher auf einige Metalle (sauerstofffreies hochleitendes Kupfer und Edelstahl), Keramiken (Aluminiumoxid, MACOR, Keramikkleber 920 von Resbond) und Kunststoffe (Polyimide: bekannt unter den Markennamen Kapton und Vespel) beschränkt.

Eine Skizze des Gesamtaufbaus ist in Abb A.2 zu sehen. Das Vakuum in der Anlage



**Abbildung A.2** Gesamtaufbau des Vakuumsystems. Die Hauptkammer besitzt zwei CF-160- und vier CF-40-Sichtfenster. Der Innenaufbau ist am CF-160-Deckelflansch befestigt. Auch die Verbindung zur Titan-Verdampfungspumpe hat die Größe CF-160. Unterhalb der Hauptkammer ist die Titan-Verdampfungspumpe angebracht. Sie hat eine doppelte Wand und kann mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden, um als Kryopumpe eingesetzt zu werden. Über einen CF-100-Flansch ist sie zusätzlich mit einer Ionenzerstäuberpumpe verbunden.

wird von zwei verschiedenen Pumpsystemen erzeugt: Während des Ausheizens wird die Kammer durch mechanische Pumpen entleert. Anschließend wird auf Systeme umgeschaltet, die keine mechanischen Schwingungen erzeugen.

Zum Ausheizen wird eine Vorpumpe und eine Turbopumpe verwendet. Die Turbopumpe hat eine Pumpleistung von 20 l/s und erreicht einen nominalen Enddruck an der Hochvakuumseite von  $10^{-9}$  mbar. Um die Pumpleistung der Turbopumpe nicht unnötig zu drosseln, ist sie durch ein kurzes (ca. 10 cm) Verbindungsstück an der Vakuumkammer befestigt. Während des Ausheizens wird dann eine Ionengetterpumpe VaIon plus 75 der Firma Varian dazugeschaltet. Diese Pumpe ist mit einer Starcell-Triode ausgestattet und erreicht eine Pumpgeschwindigkeit von nominell 65 l/s. Mit diesem System kann ein Druck in der Kammer von  $10^{-10}$  mbar erreicht werden. Um den Druck weiter zu verbessern, wird eine Titan-Verdampfungspumpe verwendet. Diese Pumpe besteht aus einer doppelwandigen Kammer der Firma VAB, in der ein Einsatz mit Titan-Stäben angebracht ist. Wird durch diese Stäbe ein Strom von 45 A geleitet, werden sie erhitzt und

bedampfen die dafür vorgesehene Kammer. Die Hauptkammer ist durch ein System aus drei Abschirmungen vor Bedampfungen geschützt. An den so bedampften Wänden bleiben Restgasatome haften. Die Pumpleistung dieses Systems beträgt 2000 l/s, allerdings ist die Kapazität recht klein, so dass sie erst ab Drücken kleiner als  $10^{-9}$  mbar eingesetzt wird. Ihre Pumpleistung kann weiter erhöht werden, indem die Zwischenwand der Pumpkammer mit flüssigem Stickstoff befüllt wird.



## B Ein effektiver Lademechanismus: 2D<sup>+</sup>-MOT

Eine weitere Limitierung des Experiments zeigt sich im Lademechanismus der magneto-optischen Falle. Das direkte Einfangen von Atomen aus thermischen Quellen funktioniert zwar sehr zuverlässig und einfach, kann aber dazu führen, dass sich das Vakuum bei längerem Betrieb der Anlage verschlechtert. Um dies zu verhindern, wurde bisher ein langer Experimentierzyklus von 75 s gewählt, in dem sich das Vakuum wieder regenerieren kann.

Viele Experimente erfordern jedoch eine häufige Wiederholung von Einzelmessungen. Zum Einen hängen Experimente mit Kondensaten unter Umständen empfindlich vom chemischen Potential  $\mu$  ab, in das wiederum die Anzahl der Atome im Kondensat eingeht. Diese Anzahl schwankt bei jeder Wiederholung eines Experiments, was zum Teil daher kommt, dass die am Anfang des Experiments in der magneto-optischen Falle geladene Zahl von Atomen nicht konstant ist. Um eine gute Statistik zu erhalten, muss das Experiment in diesem Fall mehrfach durchgeführt werden. Zum Anderen kann eine Messreihe, bei der sich ein Parameter ändert, bisher nur aufgenommen werden, indem in jedem Durchlauf ein neuer Parametersatz eingestellt wird. Die anschließende Absorptionaufnahme entfernt dann alle Atome aus dem Kondensat, so dass ein neuer Zyklus gestartet werden muss. Gerade bei Experimenten, die eine Vielzahl von Einzelaufnahmen benötigen, stellt dies eine hohe Anforderung an die Stabilität des Lasersystems. Dies wird besonders dadurch erschwert, dass eine Zyklusdauer zur Zeit 75 s beträgt. Diese Zykluslänge ist notwendig, damit sich das Vakuum in der Kammer nicht verschlechtert. Der in Kapitel 2 vorgestellte neue Detektor kann einen Teil dieser Probleme lösen. Da die Detektion der Atome nun kontinuierlich erfolgt und dabei die Atome im Kondensat nicht gestört werden, können einige Experimente innerhalb eines Zyklus ablaufen. Trotzdem ist es erstrebenswert, die Zyklusdauer von 75 s zu verkürzen.

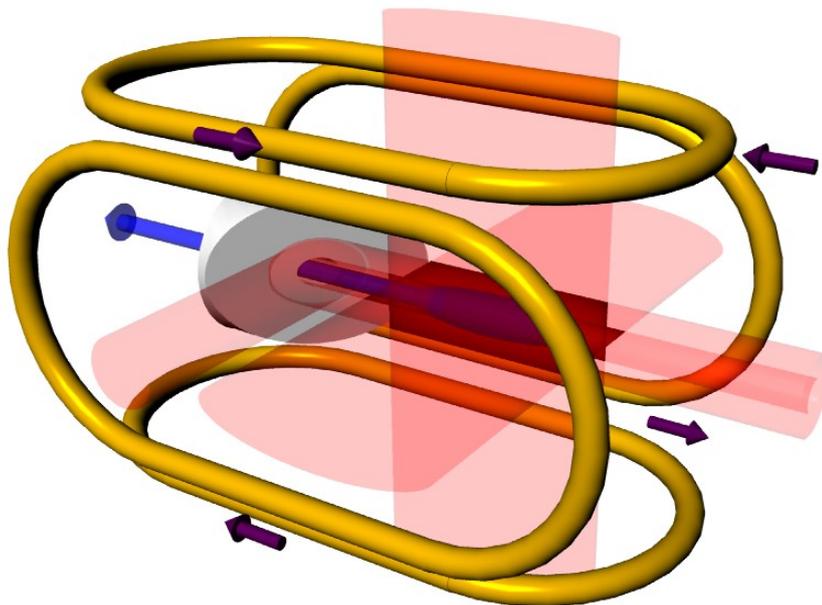
Zur Zeit setzt sich diese Dauer typischerweise aus folgenden Teilen zusammen: 20 s MOT-Phase, 1s Transfer in die Ioffefalle, 20 s erster Kühlschritt 1 s Transfer an die Mikrostruktur, 10 s letzter Kühlschritt, Positionierung des Kondensats und Experimente mit kalten Atomen. Anschließend folgen 20 s Wartezeit zur Vakuumregeneration. Insgesamt nehmen die eigentliche Experimentierzeit und das Kühlen nur weniger als die Hälfte der Gesamtzeit ein. Die restliche Zeit ist notwendig, weil das Laden direkt aus thermischen Quellen relativ lange dauert und immer mit einer Druckerhöhung verbunden ist, die eine Regenerationsphase für das Vakuum notwendig macht. Ein anderer Lademechanismus könnte die benötigte Zeitdauer halbieren. Wenn dabei gleichzeitig eine magneto-optische

Falle mit einer größeren Atomzahl präpariert wird, kann auch das Kühlen effizienter werden und sich z.B. der erste Kühlschritt beschleunigen lassen. Ein neuer Lademechanismus könnte auch die Anzahl der Atome in der magneto-optischen Falle konstanter halten und so weniger Wiederholungen der Experimente notwendig machen.

In diesem Kapitel wird ein solches Ladeverfahren vorgestellt. Die magneto-optische Falle wird dabei nicht mehr aus Dispensern [For98a] geladen, sondern aus einem Atomstrahl, der in einer zweiten Vakuumkammer erzeugt wird. Dazu wird in dieser Kammer eine  $2D^+$ -MOT aufgebaut [Wic05].

## B.1 Prinzip

Eine magneto-optische Falle eignet sich nicht nur dazu Atome zu fangen, sondern kühlt die Atome auch sehr effektiv. Diesen Kühlmechanismus kann man ausnutzen, wenn man Atome nicht fangen, sondern lediglich einen kalten Atomstrahl erzeugen möchte. In diesem Fall muss man dafür sorgen, dass der Einschluss der Atome in einer Raumrichtung fehlt. Am einfachsten geht dies, indem man mit nur zwei Laserstrahlenpaaren arbeitet. Nun werden die Atome zwar in zwei Raumrichtungen gekühlt, können aber in der dritten Richtung entweichen. Diese Anordnung wird auch als 2D-magneto-optische Falle oder „optischer Funnel“ bezeichnet [Rii90]. Um einen gekühlten Atomstrahl zu erzeugen, der sich nur in eine Richtung bewegt, wird diese Anordnung leicht modifiziert. Nun wird in der dritten Raumrichtung wieder ein Strahlenpaar hinzugefügt, allerdings mit unterschiedlichen Intensitäten. Dies kühlt die Atome in der verbliebenen Raumrichtung, beschleunigt sie aber gleichzeitig auf den schwächeren Strahl zu. Hat der schwächere Strahl zusätzlich noch ein Loch in der Mitte, entsteht dort ein gerichteter kalter Atomstrahl. Diese Anordnung wird auch als  $2D^+$ -magneto-optische Falle bezeichnet. Abbildung B.1 zeigt schematisch den in dieser Arbeit benutzten Aufbau. Die magnetfelderzeugenden Spulen sind im Gegensatz zum Aufbau bei einer sphärischen magneto-optischen Falle in die Länge gezogen. Dadurch wird eine langgestreckte Falle erzeugt, die die Atome effektiv kühlt und gleichzeitig einen großen Einfangbereich besitzt. Die Laserstrahlen, die durch diese Spulen hindurchtreten, sind ebenfalls der Geometrie angepasst und daher stark elliptisch. Die Laserstrahlen entlang der Längsachse sind rund, aber unterschiedlich stark: Der von rechts kommende Strahl ist um einen Faktor vier stärker als der von links kommende und beschleunigt die Atome dadurch nach links. Der von links kommende Strahl wird über einen Spiegel eingekoppelt. Dieser Spiegel hat ein Loch mit einem Durchmesser von 1,2 mm in der Mitte. Dieses Loch hat mehrere Funktionen: Zum Einen blendet es einen Teil des Laserstrahls aus und vergrößert dadurch die Beschleunigung der Atome nach links. Zum Anderen ermöglicht es dem Atomstrahl, nach links auszutreten und damit die Apparatur zu verlassen. Gleichzeitig stellt dieses Loch die einzige Verbindung zwischen der Vakuumkammer, in der die  $2D^+$ -MOT angebracht ist, und der Hauptkammer her. Dadurch dient es als differentielle Pumpstrecke und erlaubt in der  $2D^+$ -MOT-Kammer ein deutlich schlechteres Vakuum als in der Experimentier-



**Abbildung B.1** Prinzip der verwendeten  $2D^+$ -MOT (aus [Wic05]). Das Magnetfeld wird von zwei langgestreckten Spulenpaaren erzeugt. In dem von diesen Spulen aufgespannten Quader fließt der Strom in jeweils gegenüberliegenden Kanten in die gleiche Richtung (s. Pfeile). Von vier Raumrichtungen wird der optische Einschluss durch elliptische Laserstrahlen erzeugt. Die verbleibenden zwei Laserstrahlen sind rund. Einer der beiden runden Strahlen (im Bild von links kommend) wird über einen Spiegel in der Kammer abgelenkt. Dieser Spiegel hat ein Loch (Durchmesser 1,2 mm), durch das die Atome vom zweiten runden Strahl (im Bild von rechts kommend) in die Hauptkammer beschleunigt werden.

kammer. Details zum Aufbau, dem verwendeten Vakuumsystem und dem Lasersystem finden sich in der Diplomarbeit von Philipp Wicke [Wic05].

## B.2 3-D-MOT als Detektor

Die  $2D^+$ -MOT ist trotz ihrer Bezeichnung „trap“ keine Falle im eigentlichen Sinne: Atome werden zwar zunächst eingefangen und gekühlt, aber gleichzeitig aus dem Einfangvolumen wieder herausbeschleunigt, um einen Atomstrahl zu bilden. Daher stellt es sich als schwieriger heraus, die  $2D^+$ -MOT zu charakterisieren als dies bei einer konventionellen magneto-optischen Falle der Fall ist. Für Standardmethoden wie Fluoreszenzmessungen sind die Dichten und damit auch die Lichtintensitäten zu gering. Den austretenden Atomstrahl anzuregen und zu messen ist zwar möglich, aufgrund der geringen Dichte aber aufwändig. Daher wird ein anderer Weg gewählt. Als Detektor für die ankommenden Atome wird in der Experimentierkammer eine konventionelle magneto-optische Falle betrieben (im Weiteren als Analyse-MOT bezeichnet). In dieser Falle werden die ankommenden Atome eingefangen. Durch Fluoreszenzmessungen in dieser Falle wird ihre Atomzahl bestimmt und dadurch indirekt der Atomstrahl charakterisiert. Für die Messungen wird in der Experimentierkammer ein Druck von  $2,5 \cdot 10^{-11}$  mbar hergestellt. In dieser Kammer waren zwei Drahtspulen angebracht, die in der Kammermitte ein lineares Quadrupolfeld mit einem Gradienten von 18 G/cm in axialer Richtung erzeugen. Die Leistung des für die magneto-optische Falle nötigen Kühlasers beträgt 8 mW in den Strahlen in radialer Richtung und 4 mW in den axialen Strahlen. Der  $1/e$ -Durchmesser der Laserstrahlen beträgt etwa 13 mm, allerdings kann die Fläche dieser Strahlen durch Blenden nach der Aufweitung eingeschränkt werden. Die Intensität im Rückpumpplaser ist so angepasst, dass eine weitere Intensitätserhöhung die Anzahl der gefangenen Atome nicht vergrößert.

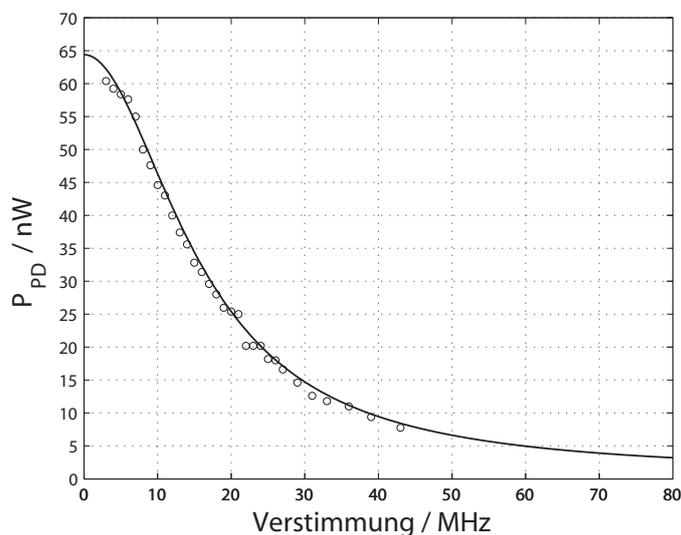
## B.3 Eichung / Lade- und Zerfallskurven

Die Anzahl gefangener Atome in der Analyse-MOT wird durch Fluoreszenzmessungen bestimmt. Dazu wird ein Teil des von der magneto-optischen Falle emmitierten Lichts mit einer Linse aufgefangen und auf eine Photodiode geleitet. Um von der Intensität dieses Lichts auf die Anzahl der Atome in der magneto-optischen Falle zurückschließen zu können, ist es nötig, die Photonenstreurate  $R$  der gefangenen Atome zu kennen. Nach [Dem95] ist sie gegeben durch

$$R = \frac{\gamma}{2} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2} \quad (\text{B.1})$$

Dabei ist  $\gamma$  die natürliche Linienbreite und  $s_0$  der Sättigungsparameter. Da dieser in einer magneto-optischen Falle schwierig zu berechnen ist, wird er experimentell ermittelt,

indem die Fluoreszenz einer magneto-optischen Falle mit konstanter Atomzahl bei verschiedenen Verstimmungen gemessen werden (s. Abbildung B.2). Bei fester Anzahl von



**Abbildung B.2** Fluoreszenz der Analyse-MOT abhängig von der Verstimmung der Frequenz des Kühl lasers zur Resonanz von  $^{87}\text{Rb}$ . Die MOT wurde dazu mehrfach unter identischen Bedingungen geladen. Anschließend wurde die Laserfrequenz sprungartig auf einen neuen Wert eingestellt. Für die durchgezogene Linie wurden die Daten mit Hilfe von (B.1) angepasst. Die Anpassung der Breite der Kurve ergibt dabei den Sättigungsparameter  $s_0 = 17,2$ . Die Höhenanpassung ergibt eine Atomzahl von  $N = 2,9 \cdot 10^7$ .

Atomen ist die Form dieser Kurve nur durch den Sättigungsparameter gegeben, während die Atomzahl die Höhe der Kurve bestimmt. So kann durch Anpassen des Kurvenverlaufs an die Messdaten ein Sättigungsparameter von  $s_0 = 17,2$  und eine Atomzahl von  $N = 2,9 \cdot 10^7$  Atomen bestimmt werden. Diese Atomzahl ist klein genug, dass davon ausgegangen werden kann, dass die Wolke nicht optisch dicht ist, d.h. dass das Licht bis in die Mitte der Falle vordringen kann. Andernfalls wäre ein zu kleiner Messwert zu erwarten. Mit Hilfe des so bestimmten Sättigungsparameters können im Folgenden alle Atomzahlen in der Analyse-MOT bestimmt werden. Wird die Falle bei der Messung so groß, dass Sättigungseffekte zu erwarten wären, wird die Verstimmung bei der Atomzahlbestimmung soweit vergrößert, bis die magneto-optische Falle nicht mehr gesättigt ist.

Im Wesentlichen sind bei allen folgenden Messungen zwei Größen interessant: Die Einfangsrate der Analyse-MOT und zusätzliche Verluste durch den Atomstrahl. Beide Größen werden sowohl bei unterschiedlichen Parametern in der  $2\text{D}^+$ -MOT als auch in der Analyse-MOT bestimmt. Konkret werden jeweils die Lade- und Verlustraten der Analyse-MOT gemessen. In einem einfachen Modell bestimmt sich die Änderung der

Atomzahl  $N$  in einer magneto-optischen Falle aus der Differenz zwischen diesen beiden Raten. Die Laderate ist hier durch den Fluss  $\Phi$  einfangbarer Atome aus dem Atomstrahl gegeben. Verluste entstehen durch Stöße gefangener Atome, die diese aus der Falle entfernen. Hier werden nur zwei Arten von Stößen angenommen: Stöße mit dem Restgas in der Kammer und Stöße mit Atomen im Atomstrahl, die zu heiß sind, um gefangen zu werden<sup>1</sup>. Beide Verlustraten  $\gamma_R$  und  $\gamma_S$  führen zu Verlusten proportional zur Teilchenzahl  $N$  in der magneto-optischen Falle. Insgesamt ergibt sich

$$\frac{dN}{dt} = \Phi - \gamma N \quad (\text{B.2})$$

mit  $\gamma = \gamma_R + \gamma_S$ . Die Entwicklung der Teilchenzahl einer magneto-optischen Falle ergibt sich damit zu

$$N(t) = N_0 \cdot (1 - e^{-\gamma t}) . \quad (\text{B.3})$$

Der Gleichgewichtswert  $N_0$  setzt sich dabei zusammen aus  $N_0 = \Phi/\gamma$ . So bieten sich sowohl für die Verlustrate, als auch für die Laderate verschiedene Bestimmungsmöglichkeiten: Die Zeitkonstante sowohl beim Laden als auch beim Zerfall einer magneto-optischen Falle ist ausschließlich durch die Verlustrate bestimmt, während die Steigung am Anfang einer Ladekurve die Laderate wiedergibt. Eine Plausibilitätsprüfung dieser Werte ist über den Gleichgewichtswert möglich. Um die verschiedenen Verlustkanäle mit und ohne Atomstrahl zu bestimmen, werden die Verlustraten beim Laden und beim Zerfall, bei dem der Atomstrahl ausgeschaltet bleibt, getrennt ausgewertet.

## B.4 Ergebnisse

Um zu testen, inwieweit eine 2D<sup>+</sup>-MOT den bestehenden Experimentaufbau verbessert, wurde zunächst versucht, den Aufbau zu optimieren. Dazu wurden die verschiedenen Parameter wie Strahlungsdruck, Magnetfeldstärke und Druck in der 2D<sup>+</sup>-MOT-Kammer variiert. Für die dabei als optimal ermittelten Parameter wurde anschließend der einfangbare Fluss des Atomstrahls, sowie dessen Durchmesser und die Verluste, die der Atomstrahl mit sich bringt charakterisiert. Hier sollen nur die wesentlichen Ergebnisse zusammengestellt werden. Für Details der Messungen sei auf die Diplomarbeit von Philipp Wicke [Wic05] verwiesen.

Zunächst wird die Abhängigkeit des Atomflusses vom Lasersystem untersucht. Da für die 2D<sup>+</sup>-MOT und die Analyse-MOT dasselbe Lasersystem verwendet wird, können zwar die Lichtintensitäten, nicht aber die Verstimmungen in beiden Fällen separat eingestellt werden. Eine Änderung der Laserfrequenz der Analyse-MOT bringt aber unweigerlich auch eine Veränderung im Einfangverhalten dieser Falle mit sich. Dies hätte

<sup>1</sup>Gerade bei großen Dichten müssen auch noch Stöße von gefangenen Atomen untereinander betrachtet werden. Dies würde zu einem weiteren Verlustkanal führen, der quadratisch mit der Teilchenzahl  $N$  ansteigt. Hier wurde immer mit relativ geringen Atomzahlen in der magneto-optischen Falle gearbeitet, um diese Verluste gering zu halten.

zur Folge, dass verschiedene Messungen nicht mehr vergleichbar wären. Deshalb werden die Laserfrequenzen während der gesamten Messungen konstant gehalten. Die Verstimmung des Kühllasers zur atomaren Resonanz beträgt beim Betrieb der magneto-optischen Falle durchgängig 20 MHz. Die Laserleistung dagegen kann variiert werden. Es zeigt sich, dass für den Kühllaser in radialer Richtung eine Intensität von 13 mW pro Strahl optimal ist. Die Leistungsverteilung in den axialen Strahlen ist im Optimalfall stark unterschiedlich. In dem Strahl, der die Atome aus der Falle herausbeschleunigt, beträgt die Leistung 3,2 mW, in der Gegenrichtung nur 0,8 mW. Der Durchmesser beider Strahlen ist 30 mm.

Das Optimum für die Magnetfeldgradienten in der  $2D^+$ -MOT ist nicht unabhängig von anderen Parametern wie Laserleistung und -verstimmung sowie den Strahlgrößen. So ändert sich mit dem Gradienten auch der Eingangsbereich einer magneto-optischen Falle, der wiederum mit den Strahlgrößen übereinstimmen sollte, um ein effizientes Laden zu ermöglichen. Trotzdem kann der Gradient über den Strom in den Spulen variabel eingestellt werden. In unserem Aufbau sind Ströme von 1,6 A in allen Spulen optimal. Dies entspricht einem Magnetfeldgradienten von 20 G/cm. Dabei sei angemerkt, dass die Position der Magnetfeldnulllinie durchaus ein sehr kritischer Parameter ist: Ein Atomstrahl kann nur dann erzeugt werden, wenn diese Linie exakt auf das Loch im Spiegel ausgerichtet ist. Verkippungen der Spulen oder ein unterschiedlicher Strom in gegenüberliegenden Spulenpaaren stören die Effizienz deutlich. Dasselbe gilt auch für nicht exakt justierte Laserstrahlen – insbesondere reagiert der Atomfluss sehr empfindlich auf Richtungsänderungen im Beschleunigungsstrahl.

Mit den so ermittelten Optimalwerten wird nun der Fluss am Ort der Analyse-MOT bestimmt. Zunächst zeigt sich, dass sich keine Atome fangen lassen, ohne Licht im Beschleunigungsstrahl zu haben. Gleichzeitig ändert sich das Vakuum in der Hauptkammer auch bei längerem Betrieb der  $2D^+$ -MOT nicht. Dies zeigt, dass durch Ausblenden des Beschleunigungsstrahls ein sehr effektiver Schalter für den Atomstrahl zur Verfügung steht. Als nächstes wird der nötige Einfangbereich der Analyse-MOT und damit der Durchmesser des Atomstrahls bestimmt. Dazu werden die Laserstrahlen in der Analyse-MOT mit einer Blende verkleinert. Bei Blendendurchmessern kleiner als ca. 10 mm nimmt die Laderate deutlich ab. Gleichzeitig steigen die Verluste an, wobei die Verluste beim Zerfall der magneto-optischen Falle nur schwach zunehmen. Die Abnahme der Laderate zeigt, dass der Atomstrahl nicht mehr vollständig eingefangen werden kann. Die zusätzlichen Verluste beim Laden deuten in die gleiche Richtung: Da die Atome aus der  $2D^+$ -MOT nicht mehr hinreichend abgebremst werden können, stoßen sie vermehrt bereits gefangene Atome aus der Falle wieder heraus und führen so zu zusätzlichen Verlusten. Die so ermittelte Größe des Atomstrahls ist konsistent mit geometrischen Überlegungen zum Durchmesser und zur Länge des Loches im Spiegel der  $2D^+$ -MOT.

Insgesamt konnte ein Fluss von bis zu  $1 \cdot 10^8$  Atomen/s erreicht werden. Dies ist um einen Faktor 100 unterhalb dem von Kai Dieckmann in [Die98] erreichten Wert. Vermutlich ist dies darauf zurückzuführen, dass dort ein deutlich höherer Rb-Partialdruck in der  $2D^+$ -MOT-Kammer verwendet wurde. Trotzdem ist der in dieser Arbeit erreichte

Fluss völlig ausreichend um die bisherige Anlage deutlich zu verbessern: Bisher werden  $3 \cdot 10^8$  Atome in 20 Sekunden geladen. Gleichzeitig muss am Ende jedes experimentellen Zyklusses eine Pause von 25 s eingefügt werden, damit der Druck sich auf lange Sicht nicht verschlechtert. Mit der hier beschriebenen Anlage ließe sich diese Zeit auf unter drei Sekunden verkürzen, da der eigentliche Ladevorgang schneller abläuft und vor allem da keine Wartezeiten mehr nötig sind. Eine weitere Erhöhung des Flusses würde gestatten, eine größere magneto-optische Falle zu laden, was die weiteren Kühlzeiten noch einmal deutlich verkürzen kann. Gerade die erste Kühlrampe mit einer Dauer von 20 s bietet viel Raum für weitere Optimierungen.

# Literaturverzeichnis

- [Abr98] E. R. I. ABRAHAM UND E. A. CORNELL. Teflon feedthrough for coupling optical fibers into ultrahigh vacuum systems. *Appl. Opt.* **37**, 1762 (1998).
- [Ack76] J. R. ACKERHALT UND J. H. EBERLY. Coherence versus incoherence in stepwise laser excitation of atoms and molecules. *Phys. Rev. A* **14**, 1705 (1976).
- [Ack77] J. R. ACKERHALT UND B. W. SHORE. Rate equations versus Bloch equations in multiphoton ionization. *Phys. Rev. A* **16**, 277 (1977).
- [Adl95a] A. ADLER, A. RACHMAN UND E. J. ROBINSON. A time-dependent theory of resonant multiphoton ionization of atoms by short pulses: I. Weak-field results for the two-photon ionization of caesium. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **28**, 5057 (1995).
- [Adl95b] A. ADLER, A. RACHMAN UND E. J. ROBINSON. A time-dependent theory of resonant multiphoton ionization of atoms by short pulses: II. Strong field results for the two-photon ionization of caesium. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **28**, 5077 (1995).
- [Alt04] E. ALTMAN, E. DEMLER UND M. D. LUKIN. Probing many-body states of ultracold atoms via noise correlations. *Phys. Rev. A* **70**, 013603 (2004).
- [Amb72] R. V. AMBARTZUMIAN UND V. S. LETOKHOV. Selective two-step (STS) photoionization of atoms and photodissociation of molecules by laser radiation. *Appl. Opt.* **11**, 354 (1972).
- [Amb76] R. V. AMBARTSUMYAN, A. M. APATIN, V. S. LETOKHOV, A. A. MAKAROV, V. I. MISHIN, A. A. PURETSKII UND N. P. FURZIKOV. Selective two-step ionization of rubidium by laser radiation. *Sov. Phys. JETP* **43**, 866 (1976).
- [And95] 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).
- [And96] M. R. ANDREWS, M.-O. MEWES, N. J. VAN DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN UND W. KETTERLE. Direct nondestructive observation of a Bose condensate. *Science* **273**, 84 (1996).

- [And97] M. R. ANDREWS, C. G. TOWNSEND, H.-J. MIESNER, D. S. DURFEE, D. M. KURN UND W. KETTERLE. Observation of interference between two Bose condensates. *Science* **275**, 637 (1997).
- [And98] B. P. ANDERSON UND M. A. KASEVICH. Macroscopic quantum interference from atomic tunnel arrays. *Science* **27**, 1686 (1998).
- [Are65] F. T. ARECCHI. Measurement of the statistical distribution of gaussian and laser sources. *Phys. Rev. Lett.* **15**, 912 (1965).
- [Arm75] L. ARMSTRONG, B. L. BEERS UND S. FENEUILLE. Resonant multiphoton ionization via the Fano autoionization formalism. *Phys. Rev. A* **12**, 1903 (1975).
- [Bac04] R. BACH UND K. RZAAZEWSKI. Correlation functions of cold bosons in an optical lattice. *Phys. Rev. A* **70**, 063622 (2004).
- [Bal00] S. BALUSCHEV, N. FRIEDMAN, L. KHAYKOVICH, D. CARASSO, B. JOHNS UND N. DAVIDSON. Tunable and frequency-stabilized diode laser with a Doppler-free two-photon Zeeman lock. *Appl. Opt.* **39**, 4970 (2000).
- [Beb66] H. B. BEBB UND A. GOLD. Multiphoton ionization of hydrogen and rare-gas atoms. *Phys. Rev.* **143**, 1 (1966).
- [Bee75] B. L. BEERS UND L. ARMSTRONG. Exact solution of a realistic model for two-photon ionization. *Phys. Rev. A* **12**, 2447 (1975).
- [Blo99] I. BLOCH, T. W. HÄNSCH UND T. ESSLINGER. Atom laser with a cw output coupler. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3008 (1999).
- [Blo00] I. BLOCH, T. W. HÄNSCH UND T. ESSLINGER. Measurement of the spatial coherence of a trapped Bose gas at the phase transition. *Nature* **403**, 166 (2000).
- [Blo01] I. BLOCH, M. KÖHL, M. GREINER, T. W. HÄNSCH UND T. ESSLINGER. Optics with an atom laser beam. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 030401 (2001).
- [Bra95] 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).
- [Bre03] M. BRENDLE. Schwebungslock. Technischer Bericht, Universität Tübingen (2003).
- [Bur97] E. A. BURT, R. W. GHRIST, C. J. MYATT, M. J. HOLLAND, E. A. CORNELL UND C. E. WIEMAN. Coherence, correlations, and collisions: What one learns about Bose-Einstein condensates from their decay. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 337 (1997).
- [Cas96] Y. CASTIN UND R. DUM. Bose-Einstein condensates in time dependent traps. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 5315 (1996).

- [Cas00a] D. CASSETTARI, A. CHENET, R. FOLMAN, A. HAASE, B. HESSMO, P. KRÜGER, T. MAIER, S. SCHNEIDER, T. CALARCO UND J. SCHMIEDMAYER. Micromanipulation of neutral atoms with nanofabricated structures. *Appl. Phys. B* **70**, 721 (2000).
- [Cas00b] D. CASSETTARI, B. HESSMO, R. FOLMAN, T. MAIER UND J. SCHMIEDMAYER. Beam splitter for guided atoms. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5483 (2000).
- [Cen03] G. CENNINI, G. RITT, C. GECKELER UND M. WEITZ. All-optical realization of an atom laser. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 240408 (2003).
- [Cha74] C. S. CHANG. Theory of resonant multiphoton processes. *Phys. Rev. A* **9**, 1769 (1974).
- [Cia02] D. CIAMPINI, A. ANDERLINI, J. H. MÜLLER, F. FUSO, O. MORSCH, J. W. THOMSEN UND E. ARIMONDO. Photoionization of ultracold and Bose-Einstein-condensed Rb atoms. *Phys. Rev. A* **66**, 043409 (2002).
- [Col76] C. B. COLLINS, S. M. CURRY, B. W. JOHNSON, M. Y. MIRZA, M. A. CHELLEHMALZADEH, J. A. ANDERSON, D. POPSCU UND I. POPSCU. Multiphoton ionization of rubidium. *Phys. Rev. A* **14**, 1662 (1976).
- [Cou01] P. W. COURTEILLE, V. S. BAGNATO UND V. I. YUKALOV. Bose-Einstein condensation of trapped atomic gases. *Laser Phys.* **11**, 659 (2001).
- [Cou06] P. W. COURTEILLE, B. DEH, J. FORTÁGH, A. GÜNTHER, S. KRAFT, C. MARZOK, S. SLAMA UND C. ZIMMERMANN. Highly versatile atomic micro traps generated by multifrequency magnetic field modulation. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39**, 1055 (2006).
- [CT92] C. COHEN-TANNOUJDI. Atom-photon interactions: basic processes and applications. Wiley Science (1992).
- [Dal99] F. DALFOVO, S. GIORGINI, L. P. PITAEVSKII UND S. STRINGARI. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999).
- [Das02] K. K. DAS. Highly anisotropic Bose-Einstein condensates: Crossover to lower dimensionality. *Phys. Rev. A* **66**, 053612 (2002).
- [Dav27] C. DAVISSON UND L. GERMER. The scattering of electrons by a single crystal of nickel. *Nature* **119**, 558 (1927).
- [Dav95] 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).
- [Dem95] W. DEMTRÖDER. Laser Spectroscopy. Springer-Verlag, Heidelberg (1995).

- [Det01] S. DETTMER, D. HELLWEG, P. RYYTTY, J. J. ARLT, W. ERTMER, K. SENGSTOCK, D. S. PETROV, G. V. SHLYAPNIKOV, H. KREUTZMANN, L. SANTOS UND M. LEWENSTEIN. Observation of phase fluctuations in Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 160406 (2001).
- [Die98] K. DIECKMANN, R. J. C. SPREEUW, M. WEIDEMÜLLER UND J. T. M. WALRAVEN. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Phys. Rev. A* **58**, 3891 (1998).
- [Din92] T. P. DINNEEN, C. D. WALLACE, K. N. TAN UND P. L. GOULD. Use of trapped atoms to measure absolute photoionization cross sections. *Opt. Lett.* **17**, 1706 (1992).
- [Don04] T. DONNER. Erzeugung ultrakalter Gemische aus fermionischen und bosonischen Atomen. Diplomarbeit, Universität Tübingen (2004).
- [Dru84] I. W. DRUMMOND. The ion optics of low-energy ion beams. *Vacuum* **34**, 51 (1984).
- [Dun01a] B. C. DUNCAN, V. SANCHEZ-VILLICANA, P. L. GOULD UND H. R. SADEGHPOUR. Measurement of the Rb (5D 5/2) photoionization cross section using trapped atoms. *Phys. Rev. A* **63**, 43411 (2001).
- [Dun01b] V. DUNJKO, V. LORENT UND M. OLSHANII. Bosons in cigar-shaped traps: Thomas-Fermi Tonks-Girardeau regime, and in between. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5413 (2001).
- [Ebe79] J. H. EBERLY UND S. V. ONEIL. Coherence versus incoherence: Time-independent rates for resonant two-photon ionization. *Phys. Rev. A* **19**, 1161 (1979).
- [Esh76] P. ESHERICK, J. A. ARMSTRONG, R. W. DREYFUS UND J. J. WYNNE. Multiphoton ionization spectroscopy of high-lying, even-parity states in calcium. *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1296 (1976).
- [Est30] I. ESTERMANN UND O. STERN. Beugung von Molekularstrahlen. *Z. Phys.* **61**, 95 (1930).
- [Est04] J. ESTÈVE, C. AUSSIBAL, T. SCHUMM, C. FIGL, D. MAILLY, I. BOUCHOULE, C. I. WESTBROOK UND A. ASPECT. Role of wire imperfections in micromagnetic traps for atoms. *Phys. Rev. A* **70**, 043629 (2004).
- [Est06] J. ESTÈVE, 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).
- [Fan61] U. FANO. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. *Phys. Rev.* **124**, 1866 (1961).

- [Fis02] U. R. FISCHER. Existence of long-range order for trapped interacting bosons. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 280402 (2002).
- [Föll05] S. FÖLLING, F. GERBIER, A. WIDERA, O. MANDEL, T. GERICKE UND I. BLOCH. Spatial quantum noise interferometry in expanding ultracold atom clouds. *Nature* **434**, 481 (2005).
- [Fol02] 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).
- [For98a] J. FORTÁGH, 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).
- [For98b] J. FORTÁGH, A. GROSSMANN, C. ZIMMERMANN UND T. W. HÄNSCH. Miniaturized wire trap for neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5310 (1998).
- [For02a] J. FORTÁGH. Bose-Einstein-Kondensate in magnetischen Mikrofallen. Dissertation, Universität Tübingen (2002).
- [For02b] J. FORTÁGH, H. OTT, S. KRAFT, A. GÜNTHER UND C. ZIMMERMANN. Surface effects in magnetic microtraps. *Phys. Rev. A* **66**, 041604 (2002).
- [For02c] J. FORTÁGH, H. OTT, G. SCHLOTTERBECK, C. ZIMMERMANN, B. HERZOG UND D. WHARAM. Microelectromagnets for trapping and manipulating ultracold atomic quantum gases. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1146 (2002).
- [For03] J. FORTÁGH, H. OTT, S. KRAFT, A. GÜNTHER UND C. ZIMMERMANN. Bose-Einstein condensates in magnetic waveguides. *Appl. Phys. B* **76**, 157 (2003).
- [For06] J. FORTÁGH UND C. ZIMMERMANN. Magnetic micro traps for ultracold atoms. *submitted to Rev. Mod. Phys.* (2006).
- [Fox71] R. A. FOX UND E. J. ROBINSON. Laser triple-quantum photoionization of Cesium. *Phys. Rev. Lett.* **26**, 1416 (1971).
- [Gab99] C. GABBANINI, F. CECCHERINI, S. GOZZINI UND A. LUCCHESINI. Resonance-enhanced ionization spectroscopy of laser-cooled rubidium atoms. *Meas. Sci. Technol.* **10**, 772 (1999).
- [Ger02] F. GERBIER, S. RICHARD, J. H. THYWISSEN, M. HUGBART, P. BOUYER UND A. ASPECT. Phase coherence length of an elongated Bose-Einstein condensate. *cond-mat:0210206* (2002).
- [Ger03] F. GERBIER, J. H. THYWISSEN, S. RICHARD, M. HUGBART, P. BOUYER UND A. ASPECT. Momentum distribution and correlation function of quasicondensates in elongated traps. *Phys. Rev. A* **67**, 051602(R) (2003).

- [Ger05] C. C. GERRY UND P. L. KNIGHT. Introductory Quantum Optics. Cambridge University Press (2005).
- [Gir02] M. D. GIRARDEAU, K. K. DAS UND E. M. WRIGHT. Theory of a one-dimensional double-X-junction atom interferometer. *Phys. Rev. A* **66**, 023604 (2002).
- [Gla63] R. J. GLAUBER. The quantum theory of optical coherence. *Phys. Rev.* **130**, 2529 (1963).
- [Gün03] A. GÜNTHER. Integrierter Atomchip für ultrakalte Atome. Diplomarbeit, Universität Tübingen (2003).
- [Gün05a] A. GÜNTHER, M. KEMMLER, S. KRAFT, C. J. VALE, C. ZIMMERMANN UND J. FORTÁGH. Combined chips for atom-optics. *Phys. Rev. A* **71**, 063619 (2005).
- [Gün05b] A. GÜNTHER, S. KRAFT, M. KEMMLER, D. KOELLE, R. KLEINER, C. ZIMMERMANN UND J. FORTÁGH. Diffraction of a Bose-Einstein condensate from a magnetic lattice on a micro chip. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 170405 (2005).
- [Gün06] A. GÜNTHER, S. KRAFT, C. ZIMMERMANN UND J. FORTÁGH. Atom interferometer based on phase coherent splitting of Bose-Einstein condensates with an integrated magnetic grating. *cond-mat:0603631* (2006).
- [Gün07] A. GÜNTHER. Atominterferometrie in Mikrofallen (Arbeitstitel). Dissertation, Universität Tübingen (2007).
- [Gol98] E. V. GOLDSTEIN, O. ZOBAY UND P. MEYSTRE. Coherence of atomic matter-wave fields. *Phys. Rev. A* **58**, 2373 (1998).
- [Gör01] A. GÖRLITZ, J. M. VOGELS, A. E. LEANHARDT, C. RAMAN, T. L. GUSTAVSON, J. R. ABO-SHAER, A. P. CHIKKATUR, S. GUPTA, S. INOUE, T. ROSEN BAND UND W. KETTERLE. Realization of Bose-Einstein condensates in lower dimensions. *Phys. Rev. Lett.* **8713**, 130402 (2001).
- [Gre05] M. GREINER, C. A. REGAL, J. T. STEWART UND D. S. JIN. Probing pair-correlated fermionic atoms through correlations in atom shot noise. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 110401 (2005).
- [Gro95] T. T. GROVE, V. SANCHEZ-VILICANA, B. D. DUNCAN, S. MALEKI UND P. L. GOULD. Two-photon two-color diode laser spectroscopy of the Rb  $5D_{5/2}$  state. *Phys. Scripta* **52**, 271 (1995).
- [Haa06] A. HAASE, B. HESSMO UND J. SCHMIEDMAYER. Detecting magnetically guided atoms with an optical cavity. *Opt. Lett.* **31**, 268 (2006).
- [Hag99] E. W. HAGLEY, L. DENG, M. KOZUMA, J. WEN, K. HELMERSON, S. L. ROLSTON UND W. D. PHILLIPS. A well-collimated quasi-continuous atom laser. *Science* **283**, 1706 (1999).

- [Han56] R. HANBURY BROWN UND R. Q. TWISS. Correlation between photons in two coherent beams of light. *Nature* **177**, 27 (1956).
- [Har03] D. M. HARBER, J. M. MCGUIRK, J. M. OLBRECHT UND E. A. CORNELL. Thermally induced losses in ultra-cold atoms magnetically trapped near room-temperature surfaces. *J. Low Temp. Phys.* **133**, 229 (2003).
- [Har05] D. M. HARBER, J. M. OLBRECHT, J. M. MCGUIRK UND E. A. CORNELL. Measurement of the Casimir-Polder force through center-of-mass oscillations of a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. A* **72**, 33610 (2005).
- [Hel73] B. HELD, G. MAINFRAY, C. MANUS, J. MORELLEC UND F. SANCHEZ. Resonant multiphoton ionization of a Cesium atomic beam by a tunable-wavelength Q-switched Neodym-glas Laser. *Phys. Rev. Lett.* **30**, 423 (1973).
- [Hel01] D. HELLWEG, S. DETTMER, P. RYTTY, J. J. ARLT, W. ERTMER, K. SENGSTOCK, D. S. PETROV, G. V. SHLYAPNIKOV, H. KREUTZMANN, L. SANTOS UND M. LEWENSTEIN. Phase fluctuations in Bose-Einstein condensates. *Appl. Phys. B* **73**, 781 (2001).
- [Hel03] D. HELLWEG, L. CACCIAPUOTI, M. KOTTKE, T. SCHULTE, K. SENGSTOCK, W. ERTMER UND J. J. ARLT. Measurement of the spatial correlation function of phase fluctuating Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 010406 (2003).
- [Hen99a] C. HENKEL, S. PÖTTING UND M. WILKENS. Loss and heating of particles in small and noisy traps. *Appl. Phys. B* **69**, 379 (1999).
- [Hen99b] C. HENKEL UND M. WILKENS. Heating of trapped atoms near thermal surfaces. *Europhys. Lett.* **47**, 414 (1999).
- [Hen99c] M. HENNY, S. OBERHOLZER, C. STRUNK, T. HEINZEL, K. ENSSLIN, M. HOLLAND UND C. SCHÖNENBERGER. The Fermionic Hanbury Brown and Twiss experiment. *Science* **284**, 296 (1999).
- [Hän71] T. W. HÄNSCH, I. S. SHAHIN UND A. L. SCHAWLOW. High-resolution saturation spectroscopy of the sodium D lines with a pulsed tunable dye laser. *Phys. Rev. Lett.* **27**, 707 (1971).
- [Hän01a] W. HÄNSEL, P. HOMMELHOFF, T. W. HÄNSCH UND J. REICHEL. Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip. *Nature* **413**, 498 (2001).
- [Hän01b] 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).
- [Här02] R. HÄRLE. Untersuchung und Realisierung von GaN/InGaN-Einmodenlaser. Diplomarbeit, Universität Stuttgart (2002).

- [Hur75] G. S. HURST, M. G. PAYNE, M. H. NAYFEH, J. P. JUDISH UND E. B. WAGNER. Saturated two-photon resonance ionization of He( $2^1S$ )\*. *Phys. Rev. Lett.* **35**, 82 (1975).
- [Hur77] G. S. HURST, M. H. NAYFEH UND J. P. YOUNG. One-atom detection using resonance ionization spectroscopy. *Phys. Rev. A* **15**, 2283 (1977).
- [Hur79] G. S. HURST, M. G. PAYNE, S. D. KRAMER UND J. P. YOUNG. Resonance ionization spectroscopy and one-atom detection. *Rev. Mod. Phys.* **51**, 767 (1979).
- [Jon03] 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).
- [Kag96] Y. KAGAN, E. L. SURKOV UND G. V. SHLYAPNIKOV. Evolution of a Bose-condensed gas under variations of the confining potential. *Phys. Rev. A* **54**, R1753 (1996).
- [Ket97] W. KETTERLE UND H.-J. MIESNER. Coherence properties of Bose-Einstein condensates and atom lasers. *Phys. Rev. A* **56**, 3291 (1997).
- [Ket99] W. KETTERLE, D. S. DURFEE UND D. M. STAMPER-KURN. Making, probing and understanding Bose-Einstein condensates. In M. INGUSCIO, S. STRINGARI UND C. WIEMAN, Hg., In Bose-Einstein condensation in atomic gases, 67–176. Proceedings of the International School of Physics „Enrico Fermi“, IOS Press, Amsterdam (1999).
- [Köh01] M. KÖHL, T. W. HÄNSCH UND T. ESSLINGER. Measuring the temporal coherence of an atom laser beam. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 160404 (2001).
- [Khe03] K. V. KHERUNTSYAN, D. M. GANGAARDT, P. D. DRUMMOND UND G. V. SHLYAPNIKOV. Pair correlations in a finite-temperature 1D Bose gas. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 040403 (2003).
- [Khe05] K. V. KHERUNTSYAN, D. M. GANGARDT, P. D. DRUMMOND UND G. V. SHLYAPNIKOV. Finite-Temperature correlations and density profiles of an inhomogeneous interacting one-dimensional Bose gas. *Phys. Rev. A* **71**, 053615 (2005).
- [Kie02] H. KIESEL, A. RENZ UND F. HASSELBACH. Observation of Hanbury Brown-Twiss anticorrelations for free electrons. *Nature* **418**, 392 (2002).
- [Kin04] T. KINOSHITA, T. WENGER UND D. S. WEISS. Observation of a one-dimensional Tonks-Girardeau gas. *Science* **305**, 1125 (2004).
- [Kin05] T. KINOSHITA, T. WENGER UND D. S. WEISS. Local pair correlations in one-dimensional Bose gases. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 190406 (2005).

- [Kra02] S. KRAFT, A. GÜNTHER, H. OTT, D. WHARAM, C. ZIMMERMANN UND J. FORTÁGH. Anomalous longitudinal magnetic field near the surface of copper conductors. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **35**, L469 (2002).
- [Kra05a] S. KRAFT, A. DENINGER, C. TRÜCK, J. FORTÁGH, F. LISON UND C. ZIMMERMANN. Rubidium spectroscopy at 778-780 nm with a distributed feedback laser diode. *Laser Phys. Lett.* **2**, 71 (2005).
- [Kra05b] S. KRAFT, A. GÜNTHER, P. WICKE, B. KASCH, C. ZIMMERMANN UND J. FORTÁGH. Atom-optical elements on micro chips. *Eur. Phys. J. D* **35**, 119 (2005).
- [Kra05c] S. D. KRAFT, J. MIKOSCH, P. STAANUM, A. FIORETTI, R. WESTER UND M. WEIDEMÜLLER. A time-of-flight mass spectrometer for experiments with ultracold gases. *arxiv:physics/0504079* (2005).
- [Kra06] S. D. KRAFT, P. STAANUM, J. LANGE, L. VOGEL, R. WESTER UND M. WEIDEMÜLLER. Formation of ultracold LiCs molecules. *arxiv:physics/0605019* (2006).
- [Lab94] M. DE LABACHELERIE, K. NAKAGAWA UND M. OHTSU. Ultranarrow  $^{13}\text{C}2\text{H}_2$  saturated-absorption lines at  $1.5\ \mu\text{m}$ . *Opt. Lett.* **19**, 840 (1994).
- [Lab04] B. LABURTHE TOLRA, K. M. O'HARA, J. H. HUCKANS, W. D. PHILLIPS, S. L. ROLSTON UND J. V. PORTO. Observation of reduced three-body recombination in a correlated 1D degenerate Bose gas. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 190401 (2004).
- [Lea02] A. E. LEANHARDT, A. P. CHIKKATUR, D. KIELPINSKI, Y. SHIN, T. L. GUSTAVSON, W. KETTERLE UND D. E. PRITCHARD. Propagation of Bose-Einstein condensates in a magnetic waveguide. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 040401 (2002).
- [Lev04] B. LEV, K. SRINIVASAN, P. BARCLAY, O. PAINTER UND H. MABUCHI. Feasibility of detecting single atoms using photonic bandgap cavities. *Nanotechnology* **15**, S556 (2004).
- [Lin04] Y. J. LIN, I. TEPER, C. CHIN UND V. VULETIĆ. Impact of the Casimir-Polder potential and Johnson noise on Bose-Einstein condensate stability near surfaces. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 050404 (2004).
- [Lit78] M. G. LITTMAN UND H. J. METCALF. Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander. *Appl. Opt.* **17**, 2224 (1978).
- [Liu81] K. LIU UND M. G. LITTMAN. Novel geometry for single-mode scanning of tunable lasers. *Opt. Lett.* **6**, 117 (1981).
- [Lon03] 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).
- [LuV73] M. LUVAN, G. MAINFRAY, C. MANUS UND I. TUGOV. Multiphoton ionization of atomic and molecular Hydrogen at  $0.53\ \mu\text{m}$ . *Phys. Rev. A* **7**, 91 (1973).

- [Mac92] K. B. MACADAM, A. STEINBACH UND C. WIEMAN. A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb. *Am. J. Phys.* **60**, 1098 (1992).
- [Met94] H. METCALF UND P. VAN DER STRATEN. Cooling and trapping of neutral atoms. *Phys. Rep.* **244**, 203 (1994).
- [Mew96] M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. VAN DRUTEN, D. M. KURN, D. S. DURFEE UND W. KETTERLE. Bose-Einstein condensation in a tightly confining dc magnetic trap. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996).
- [Mew97] M.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, D. M. KURN, D. S. DURFEE, C. G. TOWNSEND UND W. KETTERLE. Output Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 582 (1997).
- [Mey63] R. G. MEYERAND UND A. F. HAUGHT. Gas breakdown at optical frequencies. *Phys. Rev. Lett.* **11**, 401 (1963).
- [Mil94] Y. MILLERIOUX, D. TOUAHRI, L. HILICO, A. CLAIRON, R. FELDER, F. BIRABEN UND B. DE BEAUVOIR. Towards an accurate frequency standard at  $\lambda = 778$  nm using a laser diode stabilized on a hyperfine component of the Doppler-free two-photon transition in rubidium. *Opt. Commun.* **108**, 91 (1994).
- [Mun99] P. MUNSTERMANN, T. FISCHER, P. W. H. PINKSE UND G. REMPE. Single slow atoms from an atomic fountain observed in a high-finesse optical cavity. *Opt. Commun.* **159**, 63 (1999).
- [Nez93] F. NEZ, F. BIRABEN, R. FELDER UND Y. MILLERIOUX. Optical frequency determination of the hyperfine components of the  $5S\ 1/2 - D3/2$  two-photon transitions in rubidium. *Opt. Commun.* **102**, 432 (1993).
- [Oli99] W. D. OLIVER, J. KIM, R. C. LIU UND Y. YAMAMATO. Hanbury Brown and Twiss-type experiment with electrons. *Science* **284**, 299 (1999).
- [Ols05] M. OLSHANII UND V. DUNJKO. Interferometry in dense nonlinear media and interaction-induced loss of contrast in microfabricated atom interferometers. *cond-mat/0505358* (2005).
- [Ott01] H. OTT, J. FORTÁGH, G. SCHLOTTERBECK, A. GROSSMANN UND C. ZIMMERMANN. Bose-Einstein condensation in a surface microtrap. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 230401 (2001).
- [Ott02] H. OTT. Dynamik von Bose-Einstein-Kondensaten in anharmonischen Wellenleitern. Dissertation, Universität Tübingen (2002).
- [Ott03a] H. OTT, J. FORTÁGH, S. KRAFT, A. GÜNTHER, D. KOMMA UND C. ZIMMERMANN. Nonlinear dynamics of a Bose-Einstein condensate in a magnetic waveguide. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 040402 (2003).

- [Ott03b] H. OTT, J. FORTÁGH UND C. ZIMMERMANN. Dynamics of a Bose-Einstein condensate in an anharmonic trap. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **36**, 2817 (2003).
- [Pan90] X. PAN, H. OLESEN UND B. TROMBORG. Spectral linewidth of DFB lasers including the effects of spatial holeburning and nonuniform current injection. *IEEE Photon. Tech. Lett.* **2**, 312 (1990).
- [Par04] B. PAREDES, A. WIDERA, V. MURG, O. MANDEL, S. FÖLLING, I. CIRAC, G. V. SHLYAPNIKOV, T. W. HÄNSCH UND I. BLOCH. Tonks-Girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice. *Nature* **429**, 277 (2004).
- [Pay75] M. G. PAYNE, G. S. HURST, M. H. NAYFEH, J. P. JUDISH, C. H. CHEN, E. B. WAGNER UND J. P. YOUNG. Kinetics of He( $2^1S$ ) using resonance ionization spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1154 (1975).
- [Pet00a] D. S. PETROV, M. HOLZMANN UND G. V. SHLYAPNIKOV. Bose-Einstein condensation in quasi-2D trapped gases. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2551 (2000).
- [Pet00b] D. S. PETROV, G. V. SHLYAPNIKOV UND J. T. M. WALRAVEN. Regimes of quantum degeneracy in trapped 1D gases. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3745 (2000).
- [Pet01] D. S. PETROV, G. V. SHLYAPNIKOV UND J. T. M. WALRAVEN. Phase-fluctuating 3D Bose-Einstein condensates in elongated traps. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 050404 (2001).
- [Pin00] P. W. H. PINKSE, T. FISCHER, P. MAUNZ UND G. REMPE. Trapping an atom with single photons. *Nature* **404**, 356 (2000).
- [Pop74] D. POPESCU, C. B. COLLINS, B. W. JOHNSON UND I. POPESCU. Multiphoton excitation and ionization of atomic cesium with a tunable dye laser. *Phys. Rev. A* **9**, 1182 (1974).
- [Pou94] M. POULIN, C. LATRASSE, M. TETU UND M. BRETON. Second-harmonic generation of a 1560-nm distributed-feedback laser by use of a KNbO<sub>3</sub> crystal for frequency locking to the 87Rb D<sub>2</sub> line at 780 nm. *Opt. Lett.* **19**, 1183 (1994).
- [QS04] P. A. QUINTO-SU, M. TSCHERNECK, M. HOLMES UND N. P. BIGELOW. On-chip optical detection of laser cooled atoms. *Opt. Express* **12**, 5098 (2004).
- [Reb57] G. A. REBKA UND R. V. POUND. Time-correlated photons. *Nature* **180**, 1035 (1957).
- [Rei99] J. REICHEL, W. HÄNSEL UND T. HÄNSCH. Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3398 (1999).
- [Rei04] J. REICHEL UND J. H. THYWISSSEN. Using magnetic chip traps to study Tonks-Girardeau quantum gases. *J. Phys. IV* **116**, 265 (2004).
- [Ric95] L. RICCI, M. WEIDEMÜLLER, T. ESSLINGER, A. HEMMERICH, C. ZIMMERMANN, V. VULETIC, W. KÖNIG UND T. HÄNSCH. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Opt. Commun.* **117**, 541 (1995).

- [Ric03] S. RICHARD, F. GERBIER, J. H. THYWISSEN, M. HUGBART, P. BIUYER UND A. ASPECT. Momentum spectroscopy of 1D phase fluctuations in Bose-Einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 010405 (2003).
- [Rii90] E. RIIS, D. S. WEISS, K. A. MOLER UND S. CHU. Atom funnel for the production of a slow, high-density atomic beam. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1658 (1990).
- [Ros04] M. ROSENBLIT, P. HORAK, S. HELSBY UND R. FOLMAN. Single-atom detection using whispering-gallery modes of microdisk resonators. *Phys. Rev. A* **70**, 053808 (2004).
- [Rya93] R. E. RYAN, L. A. WESTLING UND H. J. METCALF. Two-photon spectroscopy in rubidium with a diode laser. *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1643 (1993).
- [Sch03] D. SCHNEBLE, M. HASUO, T. ANKER, T. PFAU UND J. MLYNEK. Detection of cold metastable atoms at a surface. *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 2685 (2003).
- [Sch05a] S. SCHEEL, P. K. REKDAL, P. L. KNIGHT UND E. A. HINDS. Atomic spin decoherence near conducting and superconducting films. *Phys. Rev. A* **72**, 042901 (2005).
- [Sch05b] M. SCHELLEKENS, R. HOPPELER, A. PERRIN, J. V. GOMES, D. BOIRON, A. ASPECT UND C. I. WESTBROOK. Hanbury Brown Twiss effect for ultracold quantum gases. *Science* **310**, 648 (2005).
- [Sch05c] T. SCHUMM, S. HOFFERBERTH, L. M. ANDERSSON, S. WILDERMUTH, S. GROTH, I. BAR-JOSEPH, J. SCHMIEDMAYER UND P. KRÜGER. Matter-wave interferometry on an atom chip. *Nat. Phys.* **1**, 57 (2005).
- [She92] S. I. SHEVCHENKO. *Sov. J. Low Temp. Phys.* **18**, 223 (1992).
- [Shi05] Y. SHIN, C. SANNER, G.-B. JO, T. A. PASQUINI, M. SABA, W. KETTERLE, D. E. PRITCHARD, M. VENGALATTORE UND M. PRENTISS. Interference of Bose-Einstein condensates split with an atom chip. *Phys. Rev. A* **72**, 21604 (2005).
- [Sho77] B. W. SHORE UND J. ACKERHALT. Dynamics of multilevel laser excitation: Three-level atoms. *Phys. Rev. A* **15**, 1640 (1977).
- [Ste99] J. STENGER, S. INOUE, D. M. STAMPER-KURN, D. E. PRITCHARD UND W. KETTERLE. Bragg spectroscopy of a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4569 (1999).
- [Sto78] J. STONE UND M. F. GOODMAN. Laser excitation of multilevel systems: Limitations on the use of Wilcox-Lamb and other rate-equation approximations. *Phys. Rev. A* **18**, 2642 (1978).
- [Tep06] I. TEPER, Y.-J. LIN UND V. VULETIC. Resonator-aided single-atom detection on a microfabricated chip. *arxiv:cond-mat/0603675* (2006).

- [Toh93] Y. TOHMORI, F. KANO, H. ISHII, Y. YOSHIKUNI UND Y. KONDO. Wide tuning with narrow linewidth in DFB lasers with superstructure grating (SSG). *Electron. Lett.* **29**, 1350 (1993).
- [Tom65] R. G. TOMLINSON. Multiphoton ionization and the breakdown of noble gases. *Phys. Rev. Lett.* **14**, 489 (1965).
- [Tou97] D. TOUAHRI, O. ACEF, A. CLAIRON, J.-J. ZONDY, R. FELDER, L. HILICO, B. DE BEAUVOIR, F. BIRABEN UND F. NEZ. Frequency measurement of the  $5S_{1/2} (F=3) - 5D_{3/2} (F=5)$  two photon transition in rubidium. *Opt. Commun.* **133**, 471 (1997).
- [Trü04] C. TRÜCK. Tunnelkontakte auf Atom-Chips. Diplomarbeit, Universität Tübingen (2004).
- [Ött05] A. ÖTTL, S. RITTER, M. KÖHL UND T. ESSLINGER. Correlations and counting statistics of an atom laser. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 090404 (2005).
- [Wan05] Y. 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).
- [Wei95] J. D. WEINSTEIN UND K. G. LIBBRECHT. Microscopic magnetic traps for neutral atoms. *Phys. Rev. A* **52**, 4004 (1995).
- [Wen91] H. WENZEL, H. J. WÜNSCHE UND U. BANDELOW. Linewidth rebroadening in semiconductor lasers due to lateralspatial holeburning. *Electron. Lett.* **27**, 2301 (1991).
- [Wic05] P. WICKE. Optische Methoden zur Erzeugung und zum interferometrischen Nachweis atomarer Quantengase. Diplomarbeit, Universität Tübingen (2005).
- [Wie91] C. E. WIEMAN UND L. HOLLBERG. Using diode lasers for atomic physics. *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 1 (1991).
- [Wil55] W. WILEY UND I. MCLAREN. Time-of-flight mass spectrometer with improved resolution. *Rev. Sci. Instrum.* **26**, 1150 (1955).
- [Yas96] M. YASUDA UND F. SHIMIZU. Observation of two-atom correlation of an ultracold neon atomic beam. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3090 (1996).
- [Zin03] M. ZINNER, P. SPODEN, T. KRAEMER, G. BIRKL UND W. ERTMER. Precision measurement of the metastable  $^3P_2$  lifetime of neon. *Phys. Rev. A* **67**, 010501R (2003).



# Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich mich ganz herzlich bei allen bedanken, die zum Gelingen beigetragen haben.

An erster Stelle ist Prof. Claus Zimmermann zu nennen, der mir diese Arbeit in seiner Gruppe ermöglicht hat. Er war sowohl Ansprechpartner bei Unklarheiten aller Art wie auch ein unermüdlicher Ideengeber. Gleichzeitig ließ er mir alle Freiheiten, meine eigenen Wege zu suchen. József Fortágh hat mir nicht nur seine hervorragende Apparatur überlassen, sondern stand mir auch immer als kompetenter Diskussionspartner zur Verfügung.

Bei der Arbeitsgruppe Quantenoptik möchte ich für die schöne Zeit und die Hilfsbereitschaft bedanken. Mit Andreas Günther konnte ich viele spannende Stunden im Labor und bei Diskussionen im Büro verbringen. Auch die Zusammenarbeit mit den weiteren Mitstreitern am Mikrofallenexperiment – Herwig Ott, Christian Trück und Philipp Wicke – hat viel Spaß gemacht. Von den *CARLs* wurde ich immer mit guten Ideen für den Laboralltag versorgt. Insbesondere Dietmar Kruse hat mich in der Anfangszeit meiner Doktorarbeit in die Geheimnisse der Laser- und Radiofrequenztechnik eingeweiht. Die *Lithiums* hatten nicht nur in ihrem Sofa-Zimmer stets eine offene Tür, sie konnten auch immer mit Ersatzteilen aushelfen.

Der Institutsmittwochsmittagslaufgruppe verdanke ich zahlreiche abwechslungsreiche Stunden und insbesondere Michael Rauscher wichtige Einsichten in die Ionenoptik. Ein besonderer Dank gehört meinen Eltern, auf deren Unterstützung ich mich immer verlassen konnte. Auch mein Bruder Stephan hat mich stets sowohl in physikalischen wie auch in außerphysikalischen Fragen unterstützt. Ohne Cornelia wäre die Zeit in Tübingen um einiges ärmer gewesen. Vielen Dank für die letzten Jahre.