

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Rydbergatome im modifizierten Vakuumfeld

Matthias Weidinger

**MPQ-Report
239**

MPQ 239

Oktober 1998

Dieser MPQ-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt
Alle Rechte vorbehalten

This MPQ-Report has been printed as author's manuscript
All rights reserved

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
Hans-Kopfermann-Str. 1
85748 Garching, Bundesrepublik Deutschland

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

Rydbergatome im modifizierten Vakuumfeld

Matthias Weidinger

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Veränderung von atomaren Eigenschaften, die von einer Modifikation des quantenmechanischen Vakuumfeldes durch eine Resonatorstruktur bewirkt werden. Als Sonden für diese Veränderungen dienen hochangeregte Rubidium-Rydbergatome, die wegen ihrer großen Matrixelemente für Dipolübergänge und ihrer hohen Polarisierbarkeit stark mit Strahlung wechselwirken. Ihre hohe Lebensdauer gegenüber Dipolübergängen und die sehr effektive Nachweisbarkeit durch zustandsselektive Feldionisation machen sie zu idealen Objekten, um die Eigenschaften des Vakuumfeldes zu untersuchen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei komplementäre Situationen betrachtet. Zum einen wurde ein Experiment zur vakuuminduzierten Energieniveauverschiebung durchgeführt, bei dem man durch zwei parallele, leitende Platten das Modenkontinuum des Vakuums modifiziert. Unterdrückt man mit den Platten gerade diejenige Wellenlänge, die den dominanten Übergang zum nächstniedrigeren Rydbergniveau treibt, so verursacht das subtile, aber meßbare Resonanzeffekte. Im Ein-Atom-Maser Experiment dagegen engt man, durch einen supraleitenden Zylinderresonator extrem hoher Güte, das Modenkontinuum effektiv auf eine einzige resonante Resonatormode ein und studiert den oszillatorischen Energieaustausch zwischen Atom und Maserfeld, der nun, anstatt des irreversiblen Zerfalls in den Grundzustand, die atomare Dynamik bestimmt.

Die Niveauverschiebungen, die durch die beiden parallelen, leitenden Platten verursacht werden, sollten nach theoretischen Voraussagen nur in der Größenordnung von 100 Hz liegen. Sie sind ein retardierter Strahlungseffekt, d.h. die Zeit, die Photonen für den Weg zu den Platten und zurück zum Atom brauchen ist lang im Vergleich zu den Zeitkonstanten, die die interne dynamische Entwicklung des Atoms bestimmen, also in diesem Fall länger als die Schwingungsperiode des Elektrons im Potential des Rubidiumkerns. Dadurch ist die Skalierung dieses Effekts mit dem Plattenabstand ganz anders als etwa für van der Waalssche Nahfelderscheinungen, die auf der instantanen Wechselwirkung des Atoms mit seinen auf der leitenden Ebene induzierten Spiegeldipolen beruhen. Am deutlichsten werden die Unterschiede beim Auftreten der plattenabstandsabhängigen Resonanzen. Für eine bestimmte Polarisierung der Feldmode zwischen den Platten, muß die Normalkomponente des elektrischen Feldes auf den leitenden Platten verschwinden und folglich ist dann das Vakuumfeld senkrecht zu den Platten quantisiert. Deshalb kann dann der Fall auftreten, daß gerade dasjenige Photon, das den dominanten Dipolübergang zum nächstliegenden Rydbergniveau treibt, bei einem gegenseitigen Abstand, der kleiner als die halbe Übergangswellenlänge ist, nicht mehr zwischen die Platten paßt. Das Atom reagiert auf diese Veränderung des Vakuumspektrums mit einer resonanten Energieniveauverschiebung.

Wegen der geringen Größe des Effekts ist zu seinem Nachweis ein extrem empfindliches Spektrometer notwendig. Das Herzstück dieses Systems bildet ein hochstabiler Farbstofflaser mit einer Linienbreite von nur 10 Hz, der zur Anregung der Atome verwendet wird. Die geringe Linienbreite erreicht man durch aktive Stabilisierung des Farbstofflasers auf einen Referenzresonator hoher Güte. Die hohe Frequenzauflösung gewinnt man dann durch die Kombination der Ramsey-Methode der getrennten oszillierenden Felder mit der Dopplerfreien Zweiphotonenanregung in ein Rydbergniveau, die an den Atomen eines thermischen

Rubidiumstrahls durchgeführt wird. Technisch geschieht dies durch einen im Vakuum montierten V-förmigen Resonator aus vier hochreflektierenden Spiegeln, der aktiv frequenzstabilisiert ist, um zum einen eine stabile Phasenlage des Laserfeldes zu gewährleisten und zum anderen die Intensität in den Foki der beiden Resonatorarme, in denen die Anregung der Atome geschieht, hoch und stabil zu halten. Als Ergebnis erhält man auf der Doppler-freien Zweiphotonen-Anregungslinie eine schmale Ramsey-Interferenzstruktur, deren Breite von etwa 9 kHz nur von der Flugzeit der Atome zwischen den beiden Wechselwirkungszonen bestimmt ist. Da die Ramsey-Methode die Messung der Phasenverschiebungen zwischen den Wechselwirkungszonen erlaubt, muß man nur die Lage der Zentralfrequenz der Interferenzstruktur als Funktion des Abstands der beiden Platten, die sich zwischen den Laseranregungszonen befinden, verfolgen, um die resonante Energieniveaushiftung nachzuweisen. Die Bewegung der Platten im Vakuum geschieht mit Hilfe von Piezo-Linearmotoren, wobei ein interferometrisches Abstandsmeßgerät die Bestimmung der Verfahrswege und damit des Plattenabstands mit einer Genauigkeit von $1\text{ }\mu\text{m}$ erlaubt. Angesichts der geringen Größe des Effekts ist eine genaue Identifikation und Kontrolle aller möglichen Fehlerquellen unerlässlich. Als kritischster Faktor stellte sich die thermische Drift des Stabilisierungsresonators des Farbstofflasers heraus.

Es konnten erstmals die vorausgesagten resonanten Energieniveaushiftungen bei Plattenabständen gleich ungeradzahligem Vielfachen der Übergangswellenlänge zum nächstniedrigeren Rydbergzustand experimentell nachgewiesen werden. Diese Messungen wurden bei Temperaturen von 4 K in einem Heliumkryostat durchgeführt, um jeglichen Einfluß von thermischen Photonen ausschließen zu können. Der Nachweis gelang für Rydbergzustände mit verschiedenen Hauptquantenzahlen und damit auch für verschiedene Plattenabstände und zeigte die erwartete Größenordnung von 100 Hz. Zusätzlich wurde mit Messungen bei höheren Temperaturen das Verhalten von thermischen Energieniveaushiftungen untersucht. Die theoretisch vorhergesagte lineare Skalierung mit der Temperatur konnte bestätigt werden.

Der Ein-Atom-Maser stellt die experimentelle Realisierung eines der einfachsten denkbaren quantenmechanischen Systeme dar. Man studiert die resonante Wechselwirkung eines atomaren Zwei-Niveau-Systems mit einer einzigen quantisierten Mode des elektromagnetischen Strahlungsfeldes. Das Zwei-Niveau-System präpariert man durch die UV-Anregung in das $63P_{3/2}$ -Rydbergniveau von ^{85}Rb mit Hilfe eines frequenzverdoppelten Farbstofflasers. Als unteres Maserniveau können die verschiedenen d-Niveaus des $n = 61$ -Rydbergzustands dienen, die wegen der unterschiedlichen Matrixelemente die Realisierung von verschiedenen starken Atom-Feld-Kopplungen erlauben. Als einzelne Mode des elektromagnetischen Feldes verwendet man die TEM_{121} -Mode eines zylindrischen Hohlraumresonators aus supraleitendem Niob. Durch die geringen Wandverluste sind Speicherzeiten für Mikrowellenphotonen bei etwa 21 GHz, was der Übergangsfrequenz zwischen den beiden Maserzuständen entspricht, von bis zu 0,2 s möglich. Um den Einfluß von thermischen Photonen zu unterdrücken, wird dieser Resonator in einem $^3\text{He} - ^4\text{He}$ -Entmischungskryostat auf 0,3 K abgekühlt. Zur Geschwindigkeitsselektion werden die Atome unter Ausnutzung des Doppellereffekts unmittelbar vor dem Resonator unter einem Winkel von etwa 11° zum Atomstrahl angeregt. Die dazu notwendige Laserfrequenz wird mit Hilfe einer Referenzeinheit, in der ein Teil des Atomstrahls mit vertikal dazu eingestrahlttem Laserlicht angeregt wird, stabilisiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde diese Einheit so umgestaltet, daß nun erstmals, mit Hilfe

des DC-Stark-Effekts, eine kontinuierliche Veränderung der atomaren Geschwindigkeit und damit der Wechselwirkungszeit zwischen Atom und Resonatorfeld möglich war.

Die theoretische Behandlung des Ein-Atom-Masers geht aus vom Jaynes-Cummings-Modell, dessen Lösung in der Basis der dressed states analytisch möglich ist und das für den im Experiment vorliegenden Fall von inkohärentem Pumpen mit angeregten Atomen, Rabioszillationen zwischen dem oberen und dem unteren Maserniveau vorhersagt. Dieses Bild wird verkompliziert durch die Anwesenheit einer Photonenzahlverteilung im Maserresonator, durch die zufälligen Ankunftszeiten der Atome und durch den unvermeidlichen Zerfall des Maserfeldes aufgrund der endlichen Speicherzeit für die Mikrowellenphotonen. Als Ergebnis erhält man die Maserpumpkurve, d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom in den Maserresonator emittiert, als Funktion des Pumpparameters Θ , in den die Zahl der Pumpatome pro Felddämpfungszyklus, die Stärke der Atom-Feld-Kopplung und die Wechselwirkungszeit der Atome mit dem Resonatorfeld eingehen. Besonders interessant ist das Verhalten im Bereich der sogenannten Maserschwellen, die dann auftreten, wenn Θ ungefähr gleich einem Vielfachen von π ist. Eine Ausnahme bildet die erste Schwelle, wo bei $\Theta = 1$ der Übergang vom thermischen Feld zum Maserfeld mit Poisson-Statistik stattfindet.

Von besonderem Interesse sind die vorhergesagten Parameterbereiche mit nichtklassischer Feldstatistik. Ihr Nachweis kann nur über die statistischen Eigenschaften der Atome erfolgen, die den Maserresonator verlassen haben, da das Feld selbst der Messung nicht zugänglich ist. In mehreren theoretischen Arbeiten wurde der Zusammenhang zwischen Atom- und Feldstatistik diskutiert, so daß es erstrebenswert war, die Voraussagen anhand von Messungen der statistischen Eigenschaften von Atomen im unteren Maserzustand zu überprüfen. Da in den verwendeten Resonatoren durch den Ausheizprozeß makroskopische Kristalldomänen entstehen, die Kontaktpotentiale und damit ortsabhängige Streufelder erzeugen, muß man die Folgen dieser Erscheinung beim Vergleich der experimentellen Daten mit der Theorie berücksichtigen. Sie bewirken eine schnelle Veränderung der statistischen Eigenschaften mit der Verstimmung zwischen atomarer Übergangs- und Resonatorfrequenz, die man als Interferenzerscheinung zwischen verschiedenen dressed states unter dem Einfluß des Maserfeldes deuten kann. Es gelang erstmals, die Variation der Atomstatistik über einen weiten Durchstimmbereich zu messen und man findet einen schnellen Wechsel zwischen Bereichen mit sub- und super-Poissonscher Statistik der Atome im unteren Maserzustand. Der Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen zeigt sehr gute Übereinstimmung. Zusätzlich konnte die enge Verbindung zwischen sub-Poisson-Statistik und antibunching einerseits und super-Poisson-Statistik und bunching der Atome andererseits, nachgewiesen werden. Diese Messungen demonstrieren den theoretisch erwarteten hohen Grad von Verschränkung zwischen dem Maserfeld und den wechselwirkenden Atomen.

Auch die Frage, ob sich diese Verschränkung auch auf Korrelationen zwischen den Atomen selbst überträgt, konnte experimentell beantwortet werden. Eine Messung der Zählstatistik der Atome erbrachte im Bereich der ersten Maserschwelle Atom-Atom-Korrelationen, die größer als 10 % sind. Um die zweite Maserschwelle herum sind die Korrelation erheblich kleiner aber noch nachweisbar. Bei diesen Messungen detektiert man den gegenseitigen zeitlichen Abstand von Atomen im unteren und auch im oberen Maserzustand. Aus dieser Messung aller Atome, die den Maserresonator passiert haben, kann man dann alle ihre statistischen Eigenschaften berechnen. Sie wurden erstmals mit Hilfe der neuen Referenzeinheit zum kontinuierlichen Verändern der Atomgeschwindigkeit durchgeführt.

Absolut unabdingbar war diese Einrichtung zur Kontrolle der Wechselwirkungszeit der Atome mit dem Maserfeld für den erstmals gelungenen Nachweis von Fangzuständen des Maserfeldes. Ihr Auftreten ist eine direkte Folge der diskreten, quantalen Natur des im Resonator gespeicherten Feldes. Bei einer geeigneten Kombination von Atom-Feld-Kopplungsstärke und Wechselwirkungszeit ist es möglich, daß ein angeregtes Atom unter dem Einfluß des Vakuumfeldes oder einer bestimmten Zahl von gespeicherten Photonen einen oder mehrere volle Rabizyklen durchläuft, d.h. es absorbiert sein vorher emittiertes Photon vor Verlassen des Resonators wieder. Folglich verläßt es die Wechselwirkungszone wieder angeregt und hat das Photonenfeld nicht verändert. Das nächste Atom gleicher Geschwindigkeit findet die gleichen Bedingungen vor und wird wieder nur mit geringer Wahrscheinlichkeit in den Resonator emittieren, wodurch die Anzahl der Photonen im Maserfeldes, trotz einer hohen Zahl von durchfliegenden Pumpatomen, bei einer kleinen Zahl gefangen ist. Diese trapping states sind hochgradig nichtklassische Feldzustände, die, wegen der starken Konzentration der Besetzungswahrscheinlichkeit bei genau einer Photonenzahl, enge Verwandte der Fockzustände darstellen. Diese bilden als Eigenzustände des Photonenzahloperators die Basis der meisten quantenoptischen Rechnungen. Als Objekte der Quantenwelt sind sie extrem empfindlich gegen jegliche Rauschquellen, wie etwa endliche Temperatur, Zerfall der Maserzustände und Schwankungen der Wechselwirkungszeit, was ihre Detektion in Experiment so schwierig machte. Sie konnten nun sowohl als Einbrüche in der Maserpumpkurve, als auch anhand der Veränderung der Wartezeitstatistik von Atomen im unteren Maserzustand nachgewiesen werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Vakuuminduzierte resonante Energieniveaushiftung	12
2.1	Theorie	13
2.1.1	Modenstruktur und Retardierung	13
2.1.2	Thermische Energieniveaushiftungen	16
2.1.3	Vakuuminduzierte Energieniveaushiftung durch parallele, leitende Platten	19
2.1.4	Optische Zweiphotonen-Ramsey-Spektroskopie	21
2.1.5	Zeeman- und Stark-Effekt	24
2.2	Experimenteller Aufbau	27
2.2.1	Rubidium Rydbergatome	27
2.2.2	Lasersystem	29
2.2.3	Kryostat und Plattenverstelleinheit	34
2.3	Experimentelle Ergebnisse	37
2.3.1	Auswertungsroutine und Fehlerbetrachtung	37
2.3.2	Thermische Niveaushiftungen	43
2.3.3	Vakuuminduzierte resonante Energieniveaushiftung	46
3	Ein-Atom-Maser	51
3.1	Theorie	52
3.1.1	Jaynes-Cummings-Modell und dressed states	53
3.1.2	Standard-Masertheorie	55
3.1.3	Theorie der Atomstatistik	58
3.1.4	Atominterferenz im Mikromaser	61
3.1.5	Atom-Atom-Korrelationen	64
3.1.6	Fangzustände des Maserfeldes	66
3.2	Experimenteller Aufbau	72
3.2.1	Lasersystem und zustandsselektiver Nachweis der Rydbergatome	72
3.2.2	Geschwindigkeitsselektion und -stabilisierung	75
3.2.3	Kryosystem	80
3.2.4	Niobresonator	80
3.3	Experimentelle Ergebnisse	84
3.3.1	Atom-Feld-Verschränkung und Atominterferenz	84
3.3.2	Atom-Atom-Korrelationen	92

3.3.3 Fangzustände des Maserfeldes	95
4 Ausblick	101
A	104
A.1 Übergangswellenlängen zu benachbarten Rydbergzuständen	104
A.2 Eigenschaften von Rubidium-Rydbergatomen	104
A.3 Experimentelle Parameter des Ein-Atom-Masers	106
A.4 Theoretische Wechselwirkungszeiten für verschiedene Fangzustände	107

Kapitel 1

Einleitung

Eine der Grundfragen, welche die Entwicklung der Quantenmechanik angetrieben hat, war die nach den Eigenschaften von Atomen und ihrer Wechselwirkung mit ihrer physikalischen Umgebung. Ein entscheidender Meilenstein auf diesem Weg war die Lösung des quantenmechanischen Wasserstoffproblems. Dieses wohl einfachste System aus einem Proton und einem Elektron, die über die Coulombwechselwirkung aufeinander einwirken, kann analytisch gelöst werden und gibt die atomare Struktur, die man durch Vermessen der emittierten Spektrallinien untersuchen kann, bereits gut wieder. Schon mit den experimentellen Möglichkeiten der ersten Hälfte des Jahrhunderts konnten gewisse Abweichungen von diesem einfachen Bild festgestellt werden. So erklärt die relativistische Theorie des Elektrons, die auf Dirac zurückgeht [1], die spektroskopisch gefundene Aufhebung der Energieentartung zwischen Zuständen mit verschiedenem Bahndrehimpuls l . Die weiter bestehende Entartung von Zuständen mit gleichem Gesamtdrehimpuls j wurde erst durch die Mikrowellenexperimente am Wasserstoff von Lamb und Retherford [2] als Näherung an die physikalische Realität erkannt. Durch diese Messungen wurde die Entwicklung der Quantenelektrodynamik, die den frühesten Vertreter der heute weitverbreiteten Quantenfeldtheorien darstellt, entscheidend angestoßen.

Schon kurz nach den Messungen konnte Bethe [3] den Hauptbeitrag zur Lambshift, die Selbstenergie des Elektrons, in einem nichtrelativistischen Bild verständlich machen. Dieser Beitrag entsteht durch die Wechselwirkung des Elektrons mit dem elektromagnetischen Strahlungsfeld des Vakuums. Zur Berechnung des Effekts führte Bethe die Massenrenormierung des Elektrons durch, d.h. er zog von den berechneten Energieverschiebungswerten für ein gebundenes Elektron die eines freien Elektrons gleicher kinetischer Energie ab. Die Begründung für dieses Vorgehen ist, daß jedes Elektron, dessen Masse man experimentell ermittelt, auch in Wechselwirkung mit dem Vakuumfeld steht, man also keine „nackte“ Elektronenmasse mißt, sondern eine, die bereits durch die Vakuumwechselwirkung modifiziert ist. Will man daher die Energieverschiebung eines gebundenen Elektrons berechnen, geht das nur nach Differenzbildung mit den entsprechenden Werten eines freien Elektrons. Diese Renormierung, welche die ansonsten auftretenden Divergenzen der Quantenfeldtheorie beseitigt, erwies sich als weittragendes Konzept, das auch in den modernen Theorien der starken und schwachen Wechselwirkung breite Anwendung findet. Die experimentelle und theoretische Untersuchung der Lambshift des Wasserstoffatoms ist weiterhin ein sehr lebendiges Forschungsgebiet. Die Messungen, die auf laserspektroskopischen Methoden be-

ruhen [4, 5], sind inzwischen so genau, daß sie die genauesten verfügbaren Informationen über kernphysikalische Größen, wie den Ladungsradius des Protons oder der strukturellen Beschaffenheit des Deuteriums [6], darstellen. Mit einer Absolutmessung der Lambshift des $1s$ -Grundzustands, die man durch Anbindung der Wasserstoffspektroskopie an ein Cäsium-Frequenznormal realisiert, kann man in Kombination mit weiteren Messungen die Rydbergkonstante auf dreizehn gültige Stellen genau bestimmen, was sie zur am genauesten bekannten Naturkonstanten macht.

Diese Überlegungen machen auch deutlich, daß atomare Eigenschaften nicht als unveränderliche Größen zu betrachten sind, die losgelöst von der physikalischen Umgebung des Atoms existieren. Auf diesen Zusammenhang hatten schon Wigner und Weisskopf [7] in ihrer berühmten Erklärung der spontanen Emission von angeregten Atomen hingewiesen. Sie führen diese Erscheinung auf eine Emission zurück, die von den Fluktuationen des elektromagnetischen Vakuumfeldes verursacht wird. Purcell schlug dann vor [8], Atome statt nur an das Vakuumfeld noch zusätzlich an eine resonante Struktur zu koppeln, um ihre spontanen Zerfallseigenschaften zu modifizieren. Verwenden kann man dazu etwa Resonatoren, die durch leitende Flächen die Randbedingungen des Vakuums verändern. Dies ist die Vorgehensweise der Resonator-Quantenelektrodynamik, ein Feld der Quantenoptik, in das die beiden hier vorzustellenden Experimente einzuordnen sind. Erhöhung und Unterdrückung von Spontanemissionsraten kann man erreichen, wenn man die Atome an Resonatoren hoher Güte koppelt, die entweder resonant das Zerfallsphton aufnehmen [9] oder so verstimmt sind, daß die Zerfallskanäle des angeregten Atoms versperrt sind [10].

Auch makroskopische mechanische Effekte kann die Modifikation des Vakuums erzeugen. Casimir und Polder zeigten, daß sich zwei ungeladene, leitende Platten gegenseitig anziehen, wenn man ihren Abstand ausreichend verkleinert [11]. Anschaulich kann man dies damit erklären, daß, bei geeigneter Polarisierung, nur die Photonen des Vakuumfeldes zwischen die leitenden Platten passen, deren halbe Wellenlänge kleiner als der Plattenabstand ist. Die herausgeschnittenen niederfrequenten Bestandteile des Modenkontinuums verursachen dann zwischen den Platten einen kleineren Strahlungsdruck des Vakuumfeldes als außerhalb der Platten, was sich als anziehende Kraft äußert. Der direkte experimentelle Nachweis gelang erst kürzlich [12], da die geringe Größe der Kraft eine sorgfältige Kontrolle aller Störeffekte notwendig macht. Eine andere Auswirkung der Anwesenheit von parallelen, leitenden Platten ist die Verschiebung der Energieniveaus von Atomen, die sich zwischen ihnen befinden. Es gibt dabei zwei grundlegend verschiedene Regimes. Im nicht retardierten Bereich, nah an den Platten, ist der Hauptbeitrag die instantane Wechselwirkung des Atoms mit seinen in den Leiterplatten induzierten Spiegeldipolen, die zu einer van der Waals-artigen elektrostatischen Wechselwirkung führen, die mit der dritten Potenz des Plattenabstands abfällt. Im retardierten Regime dagegen ist die Flugzeit eines Photons zwischen Atom und Platten lang gegen die Schwingungsperiode des Elektrons im Kernpotential und die dominante Wechselwirkung findet über das modifizierte Strahlungsfeld des Vakuums statt. Ob man sich in einen oder anderen Regime befindet, hängt vom Plattenabstand und von der Hauptquantenzahl der angeregten Atome ab, da diese die Zeitkonstanten für die atomare Dynamik bestimmen.

Da die erwarteten Verschiebungen für parallele Platten nur sehr klein sind, benutzten die ersten Messungen von vakuuminduzierten Niveauverschiebungen einen konzentrischen Resonator geringer Güte, der durch die Modenentartung im Wechselwirkungsbereich sehr

viel stärkere Kopplungen zwischen Atom und Resonator ermöglicht. Dadurch konnten an Barium-Grundzustandsatomen resonante Niveauverschiebungen von bis zu 1 MHz nachgewiesen werden [13]. Ein anderer experimenteller Zugang verwendete Daten über die Ablenkung eines Natriumstrahles zwischen zwei, im spitzen Winkel aufeinander zulaufenden, leitenden Platten, um indirekt auf die Energieniveauverschiebung der Atome rückzuschließen. Bei Abständen der Platten kleiner als $3\text{ }\mu\text{m}$ zeigten sich Abweichungen vom Van der Waals-Potential, die als Einfluß der Casimir-Polder-Kraft interpretiert wurden [14]. Schließlich wurde noch die Niveauverschiebung, die zirkuläre Rydbergatome in einem Resonator hoher Güte durch dispersive Wechselwirkung mit wenigen eingestrahnten Mikrowellenphotonen erleiden, mit einem Mikrowellen-Ramsey-Aufbau gemessen [15]. Die Experimente erlaubten zwar die Verschiebungen, die von einzelnen Photonen verursacht wurden, zu unterscheiden, konnten aber den reinen Vakuumeffekt nur durch Extrapolation auf verschwindende thermische Photonenzahl identifizieren.

Das Ziel des Experiments zur Messung der vakuuminduzierten Energieniveauverschiebung war es dagegen, den Fall der parallelen, leitenden Platten möglichst genau zu realisieren, ohne durch Resonatoren mit Modenentartung die Effekte zu verkomplizieren. Dies erlaubt den Nachweis der subtilen Resonanzerscheinungen, die auftreten, wenn die parallelen Platten gerade dasjenige Vakuumphoton aus dem Modenkontinuum schneiden, das den dominanten Übergang zum nächstniedrigeren Rydbergniveau treibt. Die Plattenabstände wurden so groß und die Hauptquantenzahlen der Rydbergatome so niedrig gewählt, daß die Messungen alle tief im retardierten Regime lagen, da das primäre Interesse an den Strahlungseffekten und weniger an elektrostatisch erkläraren Nahfeldeffekten bestand. Der direkte Nachweis der Niveauverschiebungen ist mit der optischen Zweiphotonen-Ramsey-Methode möglich und die Kühlung des Experiments auf Heliumtemperatur erlaubt Messungen bei einer verschwindenden thermischen Photonenzahl. Auch thermische Niveauverschiebungen sind mit diesem Meßaufbau zugänglich. Die Experimente zu diesen quantenelektrodynamischen Strahlungseffekten werden im folgenden ersten Teil der Arbeit beschrieben.

Der zweite Teil beschäftigt sich mit dem Ein-Atom-Maser. In diesem Experiment ist die Modendichte des Vakuums effektiv auf eine einzige Mode des elektromagnetischen Strahlungsfeldes eingeschränkt, die resonant an einen Dipolübergang zwischen zwei langlebigen Zuständen koppelt. Dadurch steht in diesem Experiment der Einzelatomaspekt stark im Vordergrund. Der Resonator hat eine so lange Speicherzeit für Mikrowellenphotonen, daß er die Kommunikation zwischen Atomen eines stark verdünnten Strahls erlaubt, auch wenn sich im Mittel weit weniger als ein Atom im Resonator befindet. Durch die großen Dipolmatrixelemente der verwendeten Rydbergatome ist es möglich, in das Regime der starken Kopplung vorzudringen, d.h. die Kopplung zwischen Atom und Resonatorfeld ist viel stärker als der irreversible spontane Zerfall, der unter allen anderen Umständen die atomare Dynamik dominiert.

Die komplementäre Möglichkeit, die Physik von einzelnen Atomen zu studieren, indem man einzelne Teilchen in Fallen einfängt und untersucht, hat sich inzwischen zu einem breiten Forschungsfeld entwickelt. Ionenfallen erlauben die Speicherung über lange Zeiträume und die Kühlung von Ionen bis in den Grundzustand des Fallenpotentials. Dadurch kann man viel längere Wechselwirkungszeiten mit einem anregenden Lichtfeld erreichen, was für Anwendungen als Zeitstandard von zentraler Bedeutung ist [16]. Das von einem einzelnen Ion abgestrahlte Licht hat stark nichtklassische Eigenschaften, die sich durch eine

Untersuchung seiner Resonanzfluoreszenz messen lassen. Man findet starkes antibunching der Fluoreszenzphotonen, also eine Unterdrückung von sehr kurzen Zeitabständen zwischen zwei emittierten Photonen [17]. Dieser für klassische Strahlung nicht mögliche Effekt tritt hier auf, weil das einzelne Ion nach einer Emission erst wieder in den angeregten Zustand gebracht werden muß, bevor es ein weiteres Photon aussenden kann. Antibunching tritt bei geeigneter Parameterwahl auch im Mikromaser auf und konnte durch Messung der Statistik der Atome, die den Resonator im unteren Maserzustand verlassen, in dieser Arbeit nachgewiesen werden. Andere quantale Eigenschaften des Strahlungsfeldes lassen sich beobachten, wenn man das einzelne Ion als Verstärkungsmedium für einen Laser verwendet, also einen Ionenfallenlaser aufbaut. Dieser Vorschlag ist derzeit Gegenstand von theoretischen und experimentellen Untersuchungen [18].

Auch kollektive Effekte mit wenigen Atomen sind in Ionenfallen der Messung zugänglich. Man kann die Kristallisation der Ionen verfolgen [19] und mit ihnen Korrelationseffekte zwischen den Teilchen untersuchen, auf denen die neuen Vorschläge zur Realisierung eines Quantencomputers basieren [20]. Um ein solches Gerät aufzubauen, müßte man mehrere Ionen in einer linearen Falle in ihren Grundzustand kühlen und dann Manipulationen an einzelnen Teilchen durchführen können, ohne die Kohärenz der Ionenkette zu stören. Als Speicherelemente eines solchen Quantencomputers sollen einmal die Hyperfeinkomponenten des Grundzustands dienen, als Kommunikationskanal zwischen den Ionen deren gemeinsame Schwerpunktsbewegung. Es war bereits möglich, an einem einzelnen Ion eine kohärente Kopplung seiner Schwingung im Fallenpotential an die Besetzung von zwei verschiedenen Hyperfeinkomponenten zu realisieren [21]. Dies ist eine Verwirklichung einer Schrödinger Katze [22] im Kleinform, die Superposition eines Quantenzustands mit einem makroskopischen Objekt. Dies ist auch in Experimenten mit einem Maseraufbau möglich, wo man die beiden Maserzustände an ein klassisches, in den Resonator eingestrahktes, Feld koppeln kann [23]. Da man im Resonator die Temperatur sehr genau kennt, also die Kopplung des Quantensystems an ein Wärmereservoir mit bekannten Eigenschaften gut modellieren kann, ist es zusätzlich möglich, die Geschwindigkeit der Dekohärenz zu studieren. Dies ist von besonderem Interesse, da Dekohärenzmechanismen es verhindern, daß man in der makroskopischen Welt die Superpositionszustände sieht, die die quantale Welt der Atome entscheidend prägen [24]. Diese quantalen Superpositionen verursachen die starken Korrelationen zwischen weit voneinander entfernten Teilchen [25], die auch im vorliegenden Mikromasereperiment nachgewiesen werden konnten.

Am einfachsten zu beschreiben sind solche Superpositionen, wenn ihre Bestandteile Fockzustände sind, also Eigenzustände des Photonenzahloperators. Deren Herstellung ist keineswegs trivial, da für die Photonenzahl eines Feldes kein Erhaltungssatz gilt. Daher besteht ein besonderes Interesse, solche Zustände zu präparieren. Eine Möglichkeit bietet dazu der Mikromaser, bei dem bei sehr tiefen Temperaturen die sogenannten Fangzustände oder trapping states im stationären Zustand auftreten. Man muß dazu die Atom-Feld-Kopplung und die Wechselwirkungszeit so wählen, daß angeregte Atome unter dem Einfluß der gewünschten Photonenzahl im Resonator einen vollen Rabi-Zyklus durchlaufen, also ihr emittiertes Photon wieder absorbieren und folglich das Maserfeld nicht verändern. Die sich unter diesen Umständen im Resonator einstellende Photonenzahlverteilung kommt einem Fockzustand sehr nahe. Leider sind diese nichtklassischen Zustände sehr empfindlich gegen jegliche Schwankungen der experimentellen Parameter, so daß ihre stabile Präparation über

einen langen Zeitraum hinweg, auch in mit dem Mikromaser eng verwandten Systemen, die auf optischen Übergängen basieren [26, 27], bisher nicht gelungen ist. Durch genaue Untersuchung der statistischen Eigenschaften der Rydbergatome, die mit dem Resonatorfeld in Wechselwirkung waren, konnte ihre Existenz nun erstmals experimentell belegt werden.

Kapitel 2

Quantenelektrodynamische Niveaushiftungen zwischen parallelen, leitenden Platten

Der erste Teil dieser Arbeit beschäftigt sich mit den Effekten, die eine Begrenzung des Vakuums durch parallele, leitende Platten auf atomare Eigenschaften hat. Durch die veränderten Randbedingungen für das Vakuum muß die Quantisierung des Feldes zwischen den Platten anders als im freien Raum durchgeführt werden. Senkrecht zu den leitenden Platten polarisierte Moden des elektromagnetischen Feldes sind nur dann möglich, wenn deren Wellenlänge ein halbzahliges Vielfaches des Plattenabstands ist, während für Polarisierungen parallel zu den beiden Platten das Modenkontinuum nicht beeinträchtigt ist. Nun zeigt die Quantenmechanik, daß atomare Eigenschaften, wie etwa Zerfallsraten, keine Konstanten sind, sondern von der Struktur der Umgebung des betrachteten Atoms abhängen [7]. Man kann spontane Zerfallsraten erhöhen oder unterdrücken [9, 10], je nachdem ob man die Umgebung des Atoms so strukturiert, daß sie die Zerfallsphotonen resonant absorbiert oder deren Emission verhindert.

Die Vakuumstruktur beeinflußt auch die Lage der atomaren Energieniveaus. Durch die Wechselwirkung mit quantenmechanischen Vakuumfluktuationen entsteht die bereits erwähnte Lamb-Verschiebung der atomaren Energieniveaus, die auch die nach der Dirac-Theorie [1] bestehende Energieentartung zwischen s- und p-Zuständen mit gleichem Gesamtdrehimpuls des Elektrons aufhebt. Den gesuchten Effekt kann man nun auch als eine Modifikation der Lamb-Verschiebung auffassen, wo die leitenden Platten die Randbedingungen des Vakuums verändern, was zu einer Verschiebung der beteiligten Energieniveaus führt. Besonders starke Effekte erwartet man, wenn durch die parallelen Platten diejenigen Frequenzen unterdrückt werden, die resonant mit dem Übergang zwischen zwei nah benachbarten Rydbergzuständen sind. Der Nachweis dieser Resonanzen, deren theoretische Erklärung viele Werkzeuge der Quantenelektrodynamik erfordert, ist Gegenstand dieses ersten Teils der Arbeit.

2.1 Theorie

Grundlage aller Experimente der Resonator-QED bildet die Quantisierung des elektromagnetischen Feldes. Im Hinblick auf das vorliegende Experiment sind die Besonderheiten der Modenstruktur zwischen den Platten interessant. Ein zweiter wichtiger Punkt sind die Auswirkungen der Retardierung der elektromagnetischen Potentiale auf das sich ergebende physikalische Bild. Eine kurze Skizze der theoretischen Werkzeuge zur Erklärung sowohl der thermischen als auch der vakuuminduzierten Energieniveaushiftungen schließt sich an. Dann folgt die Einführung der im Experiment verwendeten Meßmethode der getrennten oszillierenden Felder nach Ramsey [28], die von Baklanov et al. vom Mikrowellen- in den optischen Spektralbereich übertragen worden ist [60, 61]. Von großer experimenteller Wichtigkeit ist die genaue Kontrolle des dynamischen Stark-Effekts. Sein Verhalten im Zusammenhang mit der Ramsey-Methode wird deshalb gesondert betrachtet.

2.1.1 Modenstruktur und Retardierung

Im später beschriebenen Maserexperiment ist das Herzstück ein supraleitender Resonator sehr hoher Güte, der das Modenspektrum effektiv auf eine Mode einengt. Das ist die maximal mögliche Veränderung der Vakuumstruktur. Die einfachste Modifikation ist die Einführung einer perfekt leitenden Halbebene. Ihren Einfluß auf ein Atom in ihrer Nähe behandelt man nach der Methode des Spiegeldipols. Wie bereits in der Einleitung angesprochen, sind die sich ergebenden Effekte sehr unterschiedlich, je nachdem ob das Atom sehr nah an der Ebene ist oder so weit entfernt, daß Laufzeiten von Wellen wegen der endlichen Größe der Lichtgeschwindigkeit bedeutend werden. Man spricht dann vom retardierten Regime und die Abstandsabhängigkeit atomarer Eigenschaften ist dann ganz anders als im Nahbereich. Im vorliegenden Experiment ist das Vakuum durch zwei unendlich ausgedehnte, perfekt leitende parallele Platten bei $z = \pm L/2$ noch weitergehend eingeschränkt. Untersucht wird die Reaktion von Rubidium-Rydbergatomen auf diese veränderte Umgebung. Diese Atome reagieren wegen ihrer großen Polarisierbarkeit sehr stark auf ihr jeweiliges Umfeld und sind zudem wegen ihrer Langlebigkeit und ihrer leichten Detektierbarkeit mittels Feldionisation ideale Werkzeuge zur Untersuchung subtiler Quanteneffekte. Im Experiment sind die Platten 8×13 mm groß und bis zu 3 mm voneinander entfernt, das Wechselwirkungsvolumen ist also im Verhältnis zur Größe der Atome (siehe Anhang A.2) näherungsweise unendlich groß. Die Bedingung perfekter Leitfähigkeit und damit perfekter Reflektivität für elektromagnetische Wellen im relevanten Bereich der Millimeterwellenlängen ist für Kupfer sehr gut erfüllt.

Die spektrale Modendichte zwischen den Platten erhält man, wenn man beachtet, daß wegen der Randbedingungen nur Anregungen des elektromagnetischen Feldes möglich sind, welche die Frequenzrelation [62]

$$\omega^2 = m^2 \omega_0^2 + k^2 c^2 \quad \text{mit} \quad \omega_0 = \frac{c\pi}{L} \quad (2.1)$$

erfüllen. Dabei ist m eine ganze Zahl, k der Betrag der plattenparallelen Komponente des Wellenvektors und c die Lichtgeschwindigkeit. Wellen mit Frequenzen kleiner als ω_0 können sich zwischen den Platten nicht ausbilden. Zur Ermittlung der spektralen Modendichte muß man nun alle möglichen Wellen in einem Quantisierungsvolumen V abzählen. Dazu nimmt

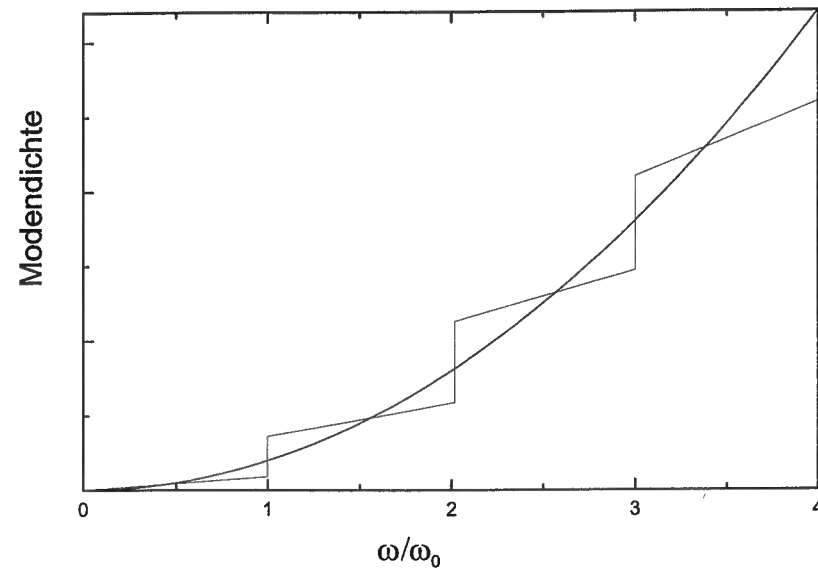


Abbildung 2.1: Modendichte im freien Raum und zwischen zwei leitenden parallelen Platten im Vergleich.

man für die transversalen Komponenten des Wellenvektors periodische Randbedingungen an und erhält den Ausdruck

$$\rho^{\text{Platte}}(\omega) = \frac{V\omega\omega_0}{2\pi^2c^3} \left[1 + 2 \sum_{1 \leq m \leq \frac{\omega}{\omega_0}} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - m \right) \right], \quad (2.2)$$

während im freien Raum gilt

$$\rho^{\text{frei}}(\omega) = \frac{V\omega^2}{\pi^2c^3}. \quad (2.3)$$

Abb. 2.1 zeigt die beiden Modendichten im Vergleich als Funktion des Quotienten aus Moden- und Abschnideffizient. Für hohe Frequenzen werden die Unterschiede beliebig klein, während bei Wellenlängen im Bereich des Plattenabstands L eine starke Veränderung der Vakuumstruktur sichtbar ist. Liegt nun die Übergangswellenlänge zwischen zwei benachbarten Rydbergzuständen gerade in dem Bereich, in dem die sprunghafte Erhöhung der Modendichte zwischen den Platten auftritt, kommt es zu einer resonanten Verschiebung der Energieniveaus des Atoms. Dies ist in einfachen Worten die Grundlage des gesuchten Effekts.

Zu klären bleibt noch die Frage, ob es sich um einen retardierten Stahlungseffekt oder um eine van der Waals-artige Nahfelderscheinung handelt. Die in diesem Zusammenhang entscheidende Größe ist die dominante Übergangswellenlänge zum nächstliegenden dipol-erlaubten Rydbergzustand, die mit der Hauptquantenzahl wie n^3 skaliert. Dies muß man in Beziehung setzen zur Größe des Atoms und zum Plattenabstand. Damit läßt sich als grobes Unterscheidungskriterium eine Retardierungslänge L_R gemäß

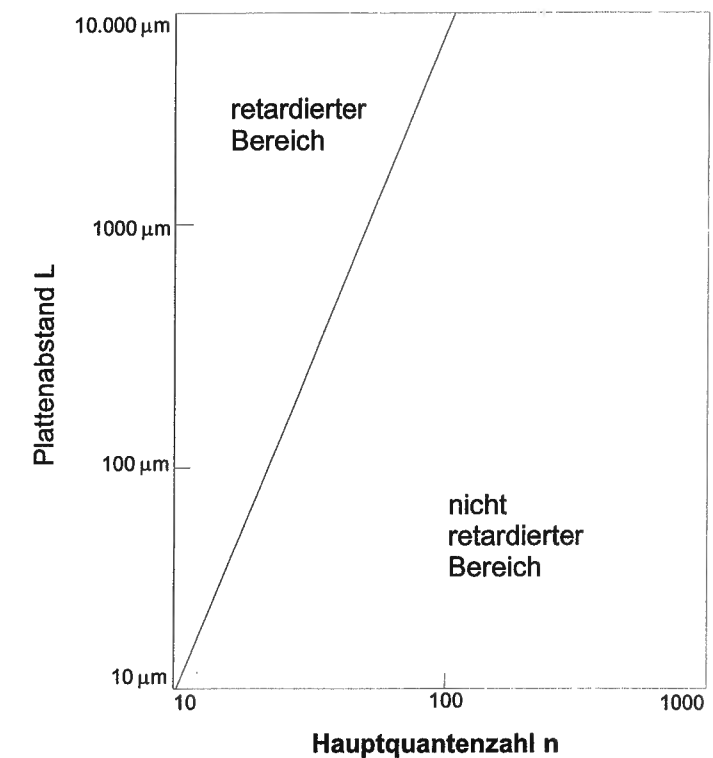


Abbildung 2.2: Retardierungslinie in der von der Hauptquantenzahl n und dem Plattenabstand L aufgespannten Parameterebene. Man erkennt, daß für die experimentell betrachteten Plattenabstände zwischen 0.5 und 1.5 mm bei Hauptquantenzahlen zwischen 22 und 34 alle Messungen tief im retardierten Bereich liegen.

$$L_R = \frac{n^3 a}{\alpha} \quad (2.4)$$

definieren. Hierbei bezeichnet a den Bohrschen Radius des Wasserstoffatoms und α die Feinstrukturkonstante. Die physikalische Bedeutung dieser Retardierungslänge kann man auch noch mit einem anderen anschaulichen Bild erläutern: Der die atomare Dynamik dominierende Prozeß ist der Übergang in das nächstniedrigere Niveau, der mit einer gewissen Zeitkonstante abläuft. Im retardierten Regime liegt nun der Fall vor, daß die Flugzeit eines emittierten Photons zur Resonatorwand und zurück zum Atom lang ist im Vergleich zu der Zeitperiode, die mit dem Übergang in das nächste atomare Niveau verbunden ist. Das Atom hat gewissermaßen keine Zeit, sich selbst über seine induzierten Spiegeldipole zu spüren. Seine dynamische Entwicklung wird deshalb nur von der Wechselwirkung mit dem Vakuumfeld bestimmt. Abb. 2.2 zeigt die Retardierungslinie in der von Plattenabstand und Hauptquantenzahl aufgespannten Parameterebene.

Barton hat in seinen für dieses Experiment grundlegenden Arbeiten [63, 64, 65] diese Unterscheidung der verschiedenen Regimes etabliert. Für Plattenabstände kleiner als L_R dominiert die nicht retardierte elektrostatische Wechselwirkung des Atoms mit seinen Spiegeldipolen. Die Abstandsabhängigkeit der Energieverschiebungen skaliert mit n^4/L^3 und

man spricht vom van der Waals-Regime.

Hier wurden Experimente mit Hauptquantenzahlen von 22 bis 34 vorgenommen bei Plattenabständen im Bereich von etwa 0.4 bis 1.5 mm; Nach Abb. 2.2 also immer im retardierten Bereich, in dem Strahlungseffekte dominieren. Diese überwiegen hier, da sie nur mit $1/L$ abfallen. Die folgenden Rechnungen werden zeigen, daß zusätzlich logarithmische Divergenzen bei Plattenabständen gleich halbzahlgigen Vielfachen von Übergangswellenlängen von Rydbergzuständen zu erwarten sind.

2.1.2 Thermische Energieniveaushiftungen

Ausgangspunkt der Rechnungen zur thermischen Niveaushiftung und für die resonanten Vakuumeffekte ist die Konstruktion eines geeigneten Hamiltonoperators, der das Gesamtsystem Atom und quantisiertes Feld beschreibt. Er besteht zum einen aus einem ungestörten atomaren Anteil H_0 . Dieser beschreibt das quantenmechanische Wasserstoffproblem und wird entsprechend gelöst. In den Strahlungsfeldanteil H_{rad} muß dann die Geometrie des Problems explizit eingearbeitet werden. Das gilt ebenso für den Wechselwirkungsanteil H_{int} , der in Dipolnäherung behandelt wird. In der Notation von Barton [65] ergeben sich dann folgende Terme:

$$H = H_0 + H_{rad} + H_{int} \quad (2.5)$$

$$H_0 = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} - \frac{e^2}{r}, \quad H_0|i\rangle = E_i|i\rangle \quad E_{ji} \equiv E_j - E_i \quad (2.6)$$

$$H_{rad} = \frac{1}{8\pi} \int dV \{ \mathcal{E}^2 + \mathcal{B}^2 \}, \quad \mathcal{E} \equiv -\dot{\mathbf{A}} \quad \mathcal{B} \equiv -\nabla \times \mathbf{A} \quad (2.7)$$

$$H_{int} = -e\mathbf{r} \cdot \mathcal{E} \quad (2.8)$$

Sie gelten in natürlichen Einheiten mit $\hbar = 1 = c$ und der Feinstrukturkonstanten $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$. e bezeichnet die Elementarladung und $\mathbf{r}$ die Schwerpunktskoordinate des Elektrons. Zweckmäßigerweise zerlegt man nun das Feld in seine Fourierkomponenten mit harmonischer Zeitentwicklung und erhält in der Coulombbeziehung $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$:

$$\mathcal{E} = \sum_{\lambda} \{ \mathcal{E}_{\lambda} e^{-i\Omega_{\lambda} t} a_{\lambda} + H.c. \} \quad (2.9)$$

mit der Kommutatorrelation

$$[a_{\lambda}, a_{\lambda'}^{\dagger}] = \delta_{\lambda\lambda'}. \quad (2.10)$$

a_{λ} und $a_{\lambda}^{\dagger}$ sind die üblichen Vernichtungs- bzw. Erzeugungsoperatoren für Photonen der Energie Ω_{λ} . H.c. bezeichnet das konjugiert Komplexe des voranstehenden Ausdrucks. Die Nullpunktsenergie des Strahlungsfeldes wird bereits hier nicht weiter berücksichtigt. Alle später zu berechnenden Größen sind Differenzen zwischen Werten für den freien Raum und zwischen den Platten. Da die Nullpunktsenergie jeweils gleich ist, kürzt sie sich heraus. Sie ist daher in diesen Zusammenhang physikalisch irrelevant, ganz im Gegensatz zu den Betrachtungen von Casimir und Polder [11], bei denen die Nullpunktsenergie des quantisierten

Feldes die Ursache für die anziehende Kraft zwischen zwei parallelen ungeladenen Platten ist. Der Feldanteil des Hamiltonians hat dann die Form

$$H_{rad} = \sum_{\lambda} \Omega_{\lambda} a_{\lambda}^{\dagger} a_{\lambda}. \quad (2.11)$$

Die benötigten expliziten Ausdrücke für den freien Raum sind

$$\mathcal{E} = \sum_{s=1,2} i \int d^3K \frac{\sqrt{K}}{2\pi} \mathbf{e}_s(\mathbf{K}) e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{R} - i\Omega t} a_s(\mathbf{K}) + H.c. \quad (2.12)$$

mit

$$\Omega = |\mathbf{K}|, \quad \mathbf{K} \cdot \mathbf{e}_s(\mathbf{K}) = 0 \quad \mathbf{e}_s^*(\mathbf{K}) \cdot \mathbf{e}_{s'}(\mathbf{K}) = \delta_{ss'}. \quad (2.13)$$

Die $\mathbf{e}_s$ bezeichnen die beiden möglichen Polarisationen, die zueinander orthogonal sind und auf der Ausbreitungsrichtung senkrecht stehen. Die Kommutatorrelation nimmt dann die Form

$$[a_s(\mathbf{K}), a_{s'}^{\dagger}(\mathbf{K}')] = \delta_{ss'} \delta^{(3)}(\mathbf{K} - \mathbf{K}') \quad (2.14)$$

an. Für die analogen Ausdrücke für das Feld zwischen zwei Platten bei $z = \pm L/2$ führt man zweckmäßigerweise vorher skalierte Variablen ein. Man zerlegt den Wellenvektor $\mathbf{K} \equiv (K_x, K_y, K_z) = (\mathbf{K}_{\parallel}, K_3)$ in eine parallele und eine normale Komponente, die wegen der Anwesenheit der Platten diskret ist.

$$K_3 = \frac{n\pi}{L} \quad \Omega = (K_3^2 + \mathbf{K}_{\parallel}^2)^{1/2} \quad (2.15)$$

Genauso verfährt man mit der atomaren Schwerpunktskoordinate $\mathbf{R} \equiv (\mathbf{R}_{\parallel}, \mathbf{Z})$ und definiert dann

$$\kappa \equiv \frac{L\mathbf{K}_{\parallel}}{\pi}, \quad (\kappa = |\kappa|), \quad \omega \equiv \frac{L\Omega}{\pi} = (n^2 + \kappa^2)^{1/2}, \quad \eta_{ij} \equiv \frac{LE_{ij}}{\pi} \quad (2.16)$$

sowie

$$\xi \equiv \frac{2\pi\mathbf{Z}}{L}, \quad -\pi < \xi < \pi \quad (2.17)$$

und erhält schließlich für das quantisierte Feld zwischen den Platten folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = & \frac{i\pi^2}{L^3} \sum_{n=0}^{\infty} \int d^2\kappa \sqrt{\omega} \left\{ a_1(\kappa, n) \kappa \times \mathbf{Z} \sin\left(\frac{n}{2}(\pi + \xi)\right) \right. \\ & + a_2(\kappa, n) \left[\kappa \frac{in}{\omega} \sin\left(\frac{n}{2}(\pi + \xi)\right) - \mathbf{Z} \frac{\kappa}{\omega} \cos\left(\frac{n}{2}(\pi + \xi)\right) \right] \left. \right\} \\ & \cdot e^{(i\pi\kappa \cdot \mathbf{R}_{\parallel}/L - i\Omega t)} + H.c. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Der Doppelstrich an der Summe bedeutet dabei, daß der $n = 0$ Term mit einem Faktor $\sqrt{1/2}$ verziert werden muß. Die Vertauschungsrelation für Erzeuger und Vernichter lautet:

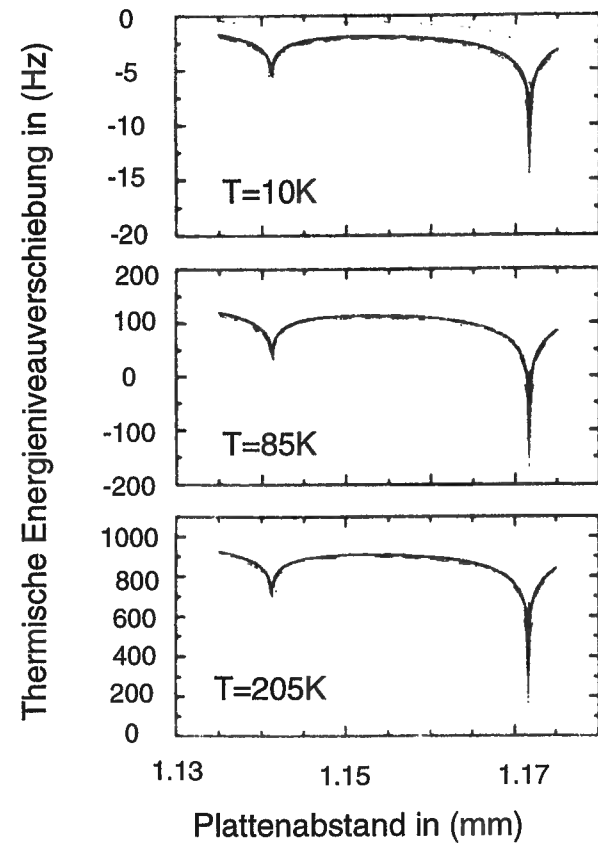


Abbildung 2.3: Thermische Energieniveaushiftung für den $24S_{1/2} \rightarrow 23P_{3/2}$ - und den $24S_{1/2} \rightarrow 23P_{1/2}$ -Übergang in Rubidium bei verschiedenen Temperaturen. Der Plattenabstand ist im Bereich der eineinhalbfachen Übergangswellenlänge. Die Rechnungen beinhalten eine Mittelung über den Atomstrahldurchmesser.

$$\begin{aligned}
 [a_s(\kappa, n), a_s^\dagger(\kappa', n')] &= \delta_{ss'} \delta_{nn'} \delta^{(2)}(\mathbf{K}_{\parallel} - \mathbf{K}_{\parallel}') \\
 &= \left(\frac{L}{\pi}\right)^2 \delta_{ss'} \delta_{nn'} \delta^{(2)}(\kappa - \kappa')
 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Die gesuchte vakuuminduzierte Niveaushiftung des Zustands $|i\rangle$ erhält man durch Anwendung von Störungstheorie in zweiter Ordnung auf den Wechselwirkungsanteil des Hamiltonians H_{int} zu:

$$\Delta_i(L, Z) = -e^2 \sum_{j \neq i} \sum_{\lambda} |\langle j | \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_{\lambda} | i \rangle|^2 \frac{\wp}{E_{ji} + \Omega_{\lambda}} \quad (2.20)$$

Dabei bedeutet $\wp$, daß man im Falle von negativen E_{ji} den Cauchyschen Hauptwert der entstehenden Integrale zu nehmen hat. Hier trennen sich nun die Wege, die die Rechnungen zur thermischen Niveaushiftung und zur resonanten Vakuumverschiebung nehmen. Die thermischen Effekte können mit dem bereits abgeleiteten quantisierten Feld zwischen den Platten relativ leicht abgeleitet werden. Man muß dazu alle möglichen virtuellen Übergänge

einbeziehen und mit der jeweiligen mittleren Photonenzahl bei der betrachteten Übergangswellenlänge und Temperatur multiplizieren. Zur Berechnung der resonanten Vakuumverschiebung ist dagegen eine komplizierte Renormierung notwendig.

Die weitere Berechnung der thermischen Niveaushiftungen wurde von Nakajima et al. [67] durchgeführt. Dazu wird 2.18 in Formel 2.20 eingesetzt. $\Delta_i(L, Z)$ ist eine komplexe Größe und ihr Realteil ist die gesuchte thermische Niveaushiftung, während der Imaginärteil die Zerfallsrate des betrachteten Niveaus angibt. Den Realteil multipliziert man mit der thermischen Photonenzahl bei der jeweiligen Übergangsfrequenz $\omega = ck_0\pi/L$ (siehe Definition 2.16). Diese ist nach der bekannten Boltzmann-Formel

$$\bar{n} = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} - 1} = \frac{1}{e^{\frac{\hbar ck_0\pi}{k_B T L}} - 1} \quad (2.21)$$

Nun läßt man das Quantisierungsvolumen gegen unendlich gehen, führt die Winkelintegrationen aus, geht über zur Integrationsvariablen k_0 statt ω und führt schließlich noch die Kurzschreibweise R_{ij} für den Radialanteil des Dipolmatrixelements $\langle j | \mathbf{r} | i \rangle$ ein, um dann nach Übergang zu SI-Einheiten folgenden Ausdruck für die thermischen Niveaushiftungen zu erhalten:

$$\begin{aligned}
 \Delta_i^{therm}(Z, L, T)[Hz] = & - \frac{\pi e^2 a^2}{3 \hbar L^3} \sum_{j \neq i} R_{ij}^2 \sum_{n=0}^{\infty} \wp \int_n^{\infty} dk_0 k_0^2 \left[\frac{1}{k_0 - 2L(E_i - E_j)} \right. \\
 & \left. - \frac{1}{k_0 + 2L(E_i - E_j)} \right] \bar{n} \left[1 - \left(\frac{n}{k_0}\right)^2 \cos\left(\frac{2n\pi}{L} Z\right) \right]
 \end{aligned} \quad (2.22)$$

Hierbei bezeichnet wieder $\wp$ den Cauchyschen Hauptwert des folgenden Integrals und der Strich an der Summe bedeutet einen Extrafaktor 1/2 für den $n=0$ Term. Für nicht zu geringe Temperaturen läßt sich die Exponentialfunktion in Formel 2.21 entwickeln und man erkennt, daß die thermischen Niveaushiftungen linear mit der Temperatur anwachsen. Zum Vergleich mit experimentell gewonnenen Daten muß man Formel 2.22 noch über das Atomstrahlprofil integrieren und erhält dann die quantitative Plattenabstandsabhängigkeit der thermischen Energieniveaushiftungen in Rubidium-Rydbergatomen. Für einige Temperaturen und verschiedene Übergänge sind diese Daten in Referenz [67] zu finden. Ein Beispiel der Ergebnisse der Rechnungen für die thermischen Verschiebungen zeigt Abb. 2.3. Wie im Experiment wurde der Übergang $24S_{1/2} \rightarrow 23P_{3/2}$ betrachtet, bei Plattenabständen, die dem Eineinhalbfachen der entsprechenden Übergangswellenlänge entsprachen. Die Eigenschaften der Rubidiumatome stecken in den Radialmatrixelementen, die man basierend auf der Coulombapproximation numerisch gewinnen kann [50].

2.1.3 Vakuuminduzierte Energieniveaushiftung durch parallele, leitende Platten

Für die weitere Behandlung der resonanten Vakuumverschiebung durch parallele Platten geht man wieder von 2.20 und 2.18 aus. Diesmal ist es sinnvoll, den Ortsoperator in skalare- und Quadrupolkomponenten zu zerlegen, mit

$$(\mathbf{r}_{\parallel})_{ji}^2 \equiv |\langle j | x | i \rangle|^2 + |\langle j | y | i \rangle|^2 \quad z_{ji}^2 \equiv |\langle j | z | i \rangle|^2 \quad (2.23)$$

und

$$r_{ji}^2 \equiv (\mathbf{r}_{\parallel})_{ji}^2 + z_{ji}^2, \quad Q_{ji} \equiv -(\mathbf{r}_{\parallel})_{ji}^2 + 2z_{ji}^2. \quad (2.24)$$

Dann ergibt sich für die gesuchte Energieverschiebung folgende Formel:

$$\Delta_{vac} = - \frac{\pi e^2 a^2}{3L^3} \sum_{j \neq i} \sum_{n=0}^{\infty} \oint \int_n^{\infty} d\omega \omega^2 \left[\frac{1}{\omega + LE_{ji}} \times \left\{ r_{ji}^2 \left[1 - (-1)^n \cos(n\xi) \frac{n^2}{\omega^2} \right] \right. \right. \\ \left. \left. + Q_{ji} \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{3n^2}{\omega^2} \right) + (-1)^n \cos(n\xi) \left(3 - \frac{n^2}{\omega^2} \right) \right] \right\} - \mathcal{R} \right] \quad (2.25)$$

Im Kürzel $\mathcal{R}$ ist die eigentliche Schwierigkeit der Rechnung versteckt: die Renormierung. Um meßbare Größen zu erhalten, muß man von den Ergebnissen für das Atom zwischen den Platten die Werte für ein Atom im freien Raum abziehen. Mathematisch gesehen ist die Differenz zwischen einer unendlichen diskreten Summe und einem Integral mit kontinuierlicher Integrationsvariable zu bilden. Anschaulich gesprochen entspricht der Unterschied zwischen beiden Fällen etwa dem Unterschied zwischen den Modendichten 2.2 und 2.3. Die notwendige Theorie der konvergenten Differenzen wurde von Barton [66] entwickelt und soll hier nicht dargestellt werden. Des weiteren ist Formel 2.25 noch sehr allgemein und es muß noch der, für den im Experiment vorliegenden Fall von hochangeregten Rydbergatomen mit niedriger Drehimpulsquantenzahl, relevante Anteil identifiziert werden. Wie in Abschnitt 2.1 diskutiert, sind die Plattenabstände im Experiment groß im Verhältnis zum Atom, man befindet sich also im retardierten Bereich. Für kleine Plattenabstände dominieren nicht retardierte elektrostatische Verschiebungen, die wie $1/L^3$ abfallen. Barton identifiziert nach Ausführung der Renormierungsschritte und der Integrationen in 2.25 den reinen Strahlungseffekt W^* als den dominanten Anteil der platteninduzierten resonanten Energieniveaushiftung. Der Ausdruck dafür lautet in der Mitte zwischen den Platten ($\xi = 0$)

$$W^*(nlJFM) = \frac{\alpha^2}{3L} \{ 2 - \langle lJFM | Q/r^2 | lJFM \rangle \} \\ \times \sum_{n' < n} \sum_{|l'-l| \leq 1} E_{n'l'n0}^2 R_{n'l'n0}^2 \ln \left| 2 \cos \left(\frac{E_{n'l'n0} L}{2\hbar c} \right) \right|. \quad (2.26)$$

Dies gilt, wenn der betrachtete Zustand, wie im Experiment, ein s-Zustand ist. Mit einiger Drehimpulsalgebra [68] kann man den Quadrupolanteil noch weiter vereinfachen und erhält in atomaren Einheiten ($e^2 = \hbar = m_e = 1$):

$$W^*(\xi = 0) = \frac{4\alpha^2}{3L} \sum_{n' < n} \sum_{l'=0,1} E_{n'l'n0}^2 R_{n'l'n0}^2 \ln \left| 2 \cos \left(\frac{E_{n'l'n0} L}{2\hbar c} \right) \right| \quad (2.27)$$

Wegen der Kompliziertheit der ξ abhängigen Terme, die hier nicht dargestellt sind, läßt sich dieses Ergebnis nicht einfach über den Atomstrahldurchmesser mitteln, wie im Falle der thermischen Verschiebungen. Ein weiteres Problem ist die logarithmische Divergenz des Ausdrucks für Argumente des Cosinus, die ungerade Vielfache von $\pi/2$ darstellen. Die

Divergenz entsteht dadurch, daß perfekt leitende, verlustfreie Platten angenommen werden, die es natürlich im Experiment nicht gibt. Das Problem kann man durch die Einführung eines Dämpfungsterms lösen, der die unvollständige Reflexion an den Platten berücksichtigt. Insgesamt gibt die Formel aber alle wichtigen Eigenschaften der platteninduzierten resonanten Energieniveaushiftungen wieder, nämlich eine $1/L$ Abhängigkeit vom Plattenabstand und überlagerte resonante Effekte, wenn das Verhältnis aus Übergangswellenlänge $E_{n'l'n0}/\hbar c$ und Plattenabstand ein ungeradzahliges Vielfaches von $1/2$ bildet. Der Nachweis dieser schwachen Resonanzen ist das Ziel des Experiments. Um eine ungefähre Vorstellung von der zu erwartenden Größe des Effekts zu bekommen, kann man die von Barton angegebene Näherungsformel

$$W^* \approx \frac{2,47 \times 10^4}{n^2 L} \ln \left| 2 \cos \left(\frac{E_{n'l'n0} L}{2\hbar c} \right) \right| \text{ Hz} \quad [L \text{ in mm}] \quad (2.28)$$

verwenden. Sie ist gültig für Wasserstoff, für wasserstoffähnliche Systeme, wie die im Experiment verwendeten Alkaliatome, ergeben sich wegen der leicht unterschiedlichen Wellenfunktionen nur geringe Änderungen. Bei den im Experiment betrachteten Hauptquantenzahlen und Plattenabständen sollte man also Verschiebungen erwarten, die nicht wesentlich größer als 100 Hz sind.

2.1.4 Optische Zweiphotonen-Ramsey-Spektroskopie

Zum Nachweis der Niveaushiftungen braucht man also eine extrem empfindliche Meßmethode, die bei Anregungsfrequenzen für die Rydbergatome von etwa 10^{15} Hz Frequenzänderungen von 100 Hz detektieren kann. Dies leistet die von Ramsey erfundene Methode der getrennten oszillierenden Felder [28], für die er 1989 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurde [29]. Der ursprüngliche Vorschlag bezog sich auf Mikrowellenfelder, mit denen man Resonanzen an Molekularstrahlen nachweisen kann. Damit untersuchte Rabi die Kernspins der beteiligten Moleküle. Der experimentell begrenzende Faktor war die Ausdehnung und die Homogenität des Mikrowellenfeldes, in dem das magnetische Moment des Moleküls präzediert. Ramsey erkannte, daß man statt eines großen auch zwei räumlich separierte, aber phasenkohärente Mikrowellenfelder geringer Ausdehnung verwenden kann. Die Breite der Resonanz hängt dann nur von der Flugzeit der Teilchen zwischen beiden Zonen ab, kann also bei Verwendung langsamer Atome sehr klein werden. Diesen Umstand nutzt man auch in modernen Atomuhren und bei experimentellen optischen Zeitstandards [31] aus. Der Übertragung der Ramsey-Methode in den optischen Spektralbereich standen zunächst zwei Hindernisse entgegen. Zum einen fehlte es an einer Lichtquelle mit ausreichender Kohärenzlänge, zum anderen führt wegen der kleinen optischen Wellenlängen bereits die geringe Transversalbewegung in einem Atomstrahl zu Phasenverschiebungen zwischen den Atomen von mehr als $\pi/2$, die bei Mittelung über das Strahlprofil die Zerstörung der Interferenzen bewirken. Das erste Problem wurde durch die Einführung des Lasers gelöst. Das zweite umgeht man, indem man zur Anregung der Atome einen Zwei-Photonen-Prozeß in einem Stehwellenfeld verwendet. Dadurch wird der transversale Dopplereffekt ausgeschaltet und Atome mit verschiedener Transversalgeschwindigkeit haben keine unterschiedliche Phasenbeziehung zum anregenden Laserfeld. Die Methode geht auf einen Vorschlag von Baklanov et al. zurück [60, 61] und wurde bereits kurz nach ihrer Veröffentlichung experimentell verifiziert [32]. Mit aufwendigeren mathematischen Methoden kann man analytische

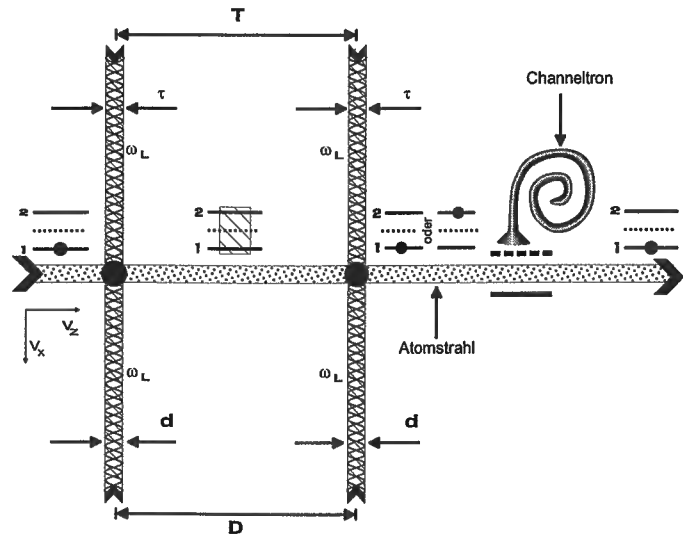


Abbildung 2.4: Funktionsweise der optischen Zweiphotonen-Ramsey-Methode. Atome eines thermischen Atomstrahls werden in der ersten Wechselwirkungszone mit dem optischen Stehwellenfeld in eine kohärente Superposition aus Grund- und angeregtem Zustand präpariert. Zwischen den beiden Laserzonen wird die Entwicklung der Phase des Superpositions Zustands von der Plattenstruktur beeinflusst. In der zweiten phasenkohärenten Wechselwirkungszone wird diese Phase dann getestet und man erhält eine schmale Interferenz in der atomaren Anregungsrate, deren Zentralfrequenz durch die platteninduzierten Effekte verschoben wird. Die Detektion der angeregten Atome erfolgt durch Feldionisation und Nachweis der Ionisationselektronen in einem Channeltron.

Ausdrücke für die Ramsey-Linienform und den Einfluß von Größen, wie dem Laserstrahlprofil oder der Form der atomaren Geschwindigkeitsverteilung, erhalten [69, 70]. Hier sollen aber nur die Grundlagen der optischen Zweiphotonen-Ramsey-Methode anhand einiger Formeln verständlicher gemacht werden. Man geht aus von einem stehenden Laserfeld

$$\tilde{E}(t) = E(t) \cos(\omega t), \quad (2.29)$$

das im Experiment durch Einkopplung von Laserlicht in den in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen V-förmigen Doppelfeldresonator realisiert wird. Man ist interessiert an der Zeitentwicklung eines Atoms, das beide Stehwellenfelder durchfliegt. Die beiden Stehwellenfelder werden wie folgt modelliert:

$$\begin{aligned} E(t) &= E_1(t)g(t) \cos(\omega t + \phi_1) + E_2(t)g(t-T) \cos(\omega t + \phi_2) \\ g(x) &= \begin{cases} 1 & \text{für } 0 < x < \tau \\ 0 & \text{für } x < 0, x > \tau \end{cases} \end{aligned} \quad (2.30)$$

Dabei ist $\tau = d/v$, wobei d die Länge der Wechselwirkungszone, also der Strahldurchmesser des Lasers ist und v die Geschwindigkeit der Atome. Der Abstand der beiden Resonatorarme ist D und damit $T = D/v$ die Flugzeit der Atome zwischen den Wechselwirkungszone. Im Experiment ist $D = 11 \text{ mm}$ und $d = 300 \mu\text{m}$ und folglich die Ramsey-Bedingung $D/d \gg 1$ der getrennten oszillierenden Felder klar erfüllt.

Die gesuchten Größen sind die Besetzungswahrscheinlichkeiten von Grund- und angeregtem Zustand. Für den Fall, daß die doppelte Feldfrequenz 2ω fast gleich der atomaren Übergangsfrequenz ω_{12} ist, reicht es, in den Bewegungsgleichungen nur die dominanten resonanten Terme zu berücksichtigen. Das heißt, man summiert nur über die Zustände, die als „Zwischenstation“ bei der Zwei-Photonen-Anregung vom Grund- in den Rydbergzustand dienen können. Die Bewegungsgleichungen für die Besetzungswahrscheinlichkeiten der beteiligten Zustände erhalten dann die Form

$$\hbar \dot{a}_n = i d_{n2} E(t) e^{i(\omega_{n2} + \omega)t} a_2 + i d_{1n} E(t) e^{i(\omega_{1n} - \omega)t} a_1, \quad (2.31)$$

$$\hbar \dot{a}_1 = \sum_n d_{1n} E(t) e^{i(\omega_{1n} + \omega)t} a_n, \quad (2.32)$$

$$\hbar \dot{a}_2 = \sum_n d_{n2} E(t) e^{i(\omega_{n2} - \omega)t} a_n, \quad (2.33)$$

mit den Übergangsfrequenzen ω_{ni} und den Dipolmatrixelementen d_{ni} . In 2.31 sind sowohl $\omega_{n2} + \omega$ als auch $\omega_{1n} - \omega$ weit von der Resonanzfrequenz entfernt, so daß man diese Bewegungsgleichung integrieren kann. Damit erhält man unter der Voraussetzung langsam veränderlicher Laserfelder die Lösung

$$a_n = \frac{d_{n2}}{\hbar^2(\omega_{n2} + \omega)} E(t) e^{i(\omega_{n2} + \omega)t} a_2 + \frac{d_{1n}}{\hbar^2(\omega - \omega_{1n})} E(t) e^{i(\omega_{1n} - \omega)t} a_1, \quad (2.34)$$

Diese setzt man in 2.32 und 2.33 ein und in den Bewegungsgleichungen ergeben sich dann die Ausdrücke

$$\dot{a}_1 = i D_{11} E(t)^2 a_1 + i D_{12} E(t)^2 e^{i\Omega t} a_2 \quad (2.35)$$

$$\dot{a}_2 = i D_{22} E(t)^2 a_2 + i D_{21} E(t)^2 e^{-i\Omega t} a_1 \quad (2.36)$$

mit

$$\Omega = 2\omega - \omega_{12} \quad (2.37)$$

und

$$D_{ik} = \sum_n \frac{d_{in} d_{nk}}{\hbar^2(\omega_{n2} + \omega)}, \quad (2.38)$$

in der Näherung $\omega_{n2} + \omega = \omega - \omega_{2n} \cong \omega - \omega_{n1}$, was bedeutet, daß die relevanten Zwischenstufen ziemlich genau in der Mitte zwischen dem Grund- und dem Rydbergzustand liegen. Diese Näherung ist aber gerechtfertigt, da die Laserfrequenz, nach Voraussetzung, nur sehr wenig gegen die halbe Übergangsfrequenz vom Grundzustand 1 in den Rydbergzustand 2 verstimmt ist. Weiterhin geht in die Rechnung die Näherung ein, daß die Stärke des Laserfeldes klein gegen inneratomare Bindungsenergien ist. Das ist bei den verwendeten Laserintensitäten von einigen 10 kW/cm^2 gut erfüllt. Befinden sich alle Atome vor der

Wechselwirkung im Grundzustand und ersetzt man noch die $\cos^2(\omega t + \phi)$ -Terme durch ihren Mittelwert $1/2$, so erhält man schließlich die gesuchte Wahrscheinlichkeit, ein Atom im angeregten Zustand nachzuweisen, als:

$$|a_2|^2 = \frac{|D_{12}|^2 \tau^2}{4} [E_1^4 + E_2^4 + 2E_1^2 E_2^2 \cos(\Omega T)]. \quad (2.39)$$

Die beiden ersten Terme gehen auf die Zwei-Photonen-Anregung in jeweils der ersten oder zweiten Wechselwirkungszone zurück und treten im Experiment als Doppler-freie Anregungslinie in Erscheinung. Der dritte ist der Ramsey-Interferenzterm. Diese Formel läßt das Auftreten sehr vieler Interferenzlinien vermuten, da bei fester Flugzeit T der Atome zwischen den Zonen durch Variation der Verstimmung Ω das Argument des Cosinus um mehrere Vielfache von 2π verändert werden kann. Das würde die Messung der Verschiebung einer einzelnen dieser Interferenzlinien sehr schwierig machen. Eine Interferenz ist jedoch ausgezeichnet: die mit $\Omega = 0$, also die ohne Verstimmung zwischen der Laserfrequenz 2ω und der atomaren Übergangsfrequenz ω_{12} . Sie ist dann von der Flugzeit T der Atome und damit von deren Geschwindigkeit unabhängig. Da im Experiment mit einem thermischen Atomstrahl gearbeitet wird, mitteln sich wegen der breiten Geschwindigkeitsverteilung alle Interferenzen höherer Ordnung heraus, so daß man ein klar identifizierbares Meßsignal hat, dessen Verschiebung als Funktion des eingestellten Plattenabstands man verfolgen kann. Damit kann man die großen Stärken der Ramsey-Methode, nämlich ihre Sensitivität auf das physikalische Geschehen zwischen den Anregungszonen und ihre hohe Frequenzauflösung, für den Nachweis der resonanten Vakuumverschiebungen nutzen. Abb. 2.4 faßt noch einmal das Gesagte für den im Experiment vorliegenden Aufbau zusammen.

2.1.5 Zeeman- und Stark-Effekt

Es ist wichtig, alle möglichen Störquellen, die zu Energieverschiebungen der hochangeregten Rydbergatome führen können, sorgfältig unter Kontrolle zu halten. Ihre hohe Polarisierbarkeit läßt Rydbergatome sehr sensitiv auf ihre elektrische und magnetische Umgebung reagieren. Die Laseranregung geht im Experiment vom $F = 3$ Grundzustand von ^{85}Rb aus. Dieser und alle im Experiment untersuchten angeregten Zustände mit Hauptquantenzahlen zwischen $n=22$ und $n=34$ spalten im Magnetfeld in ihre verschiedenen magnetischen Unterzustände auf. Dadurch werden Übergänge zwischen verschiedenen Komponenten des Grund- in unterschiedliche des angeregten Zustands möglich, abhängig von der Polarisation insgesamt 11 bei der betrachteten Zwei-Photonen Anregung zwischen s-Zuständen [35]. Diese liegen wegen der jeweils unterschiedlichen Zeemanverschiebung bei verschiedenen Frequenzen. Die Doppler-freie Anregungslinie spaltet symmetrisch zum magnetfeldunabhängigen Übergang zwischen den Unterzuständen mit $m_F = 0$ auf. Für jeden einzelnen Übergang findet Interferenz statt, so daß man nun mehrere Interferenzstrukturen bei verschiedenen Frequenzen hat. Diese können überlappen und somit die Identifikation der Zentralfrequenz der Interferenzstruktur, also der eigentlichen Meßgröße, erschweren, bzw. mit einem zusätzlichen Fehler belasten. Deshalb schirmt man das Experimentiervolumen mit zwei Lagen μ -Metall magnetisch gegen die Umgebung ab, um jegliche vom Zeeman-Effekt induzierte Niveaushiftung ausschließen zu können.

Der Stark-Effekt durch statische elektrische Felder kann ebenfalls eine Verschiebung der Energieniveaus der Rubidium-Rydbergatome verursachen. Alle externen Störfelder werden

deshalb von Stickstoff- und Heliumschicht sowie von einem Kupferröhrchen, in dem die ganze Plattenstruktur montiert ist, abgeschirmt. Sie dienen jeweils als Faraday-Käfige. Ein noch schwierigeres Problem sind Streufelder, die durch die Deposition von Rubidium und die dadurch entstehenden Kontaktpotentiale verursacht werden. Um diesen Vorgang zu verhindern, werden alle Flächen in der Nähe des Atomstrahls mit kolloidalem Graphit beschichtet. Graphit lagert Rubidium unter seiner Oberfläche ein und unterdrückt so die Ausbildung von Kontaktpotentialen. Speziell die Platten selbst müssen sorgfältig sauber gehalten werden, da sonst mit ihrer Bewegung die Kontaktpotentiale näher an den Atomstrahl gelangen und eine platteninduzierte Frequenzverschiebung suggerieren, die jedoch nichts mit der Modifikation der Randbedingungen des Vakuums zu tun hat.

Die größte Aufmerksamkeit beim Experiment zum Nachweis der resonanten Vakuumverschiebung verlangt aber, wegen der hohen Leistungsdichten in den Laserfoki, der dynamische oder AC-Stark-Effekt. Er rührt von der nichtresonanten Wechselwirkung des Laserfeldes mit weiteren Energieniveaus der Rubidiumatome her. Das Verständnis der zugrundeliegenden physikalischen Vorgänge ist auch für die Interpretation der Lage sowie der Linienform der Ramsey-Interferenzen in den experimentell gewonnenen Anregungsspektren von zentraler Bedeutung.

Die Berechnung der resultierenden Verschiebung geht wieder vom Hamiltonian 2.5 aus und ergibt in zweiter Ordnung zeitunabhängiger Störungstheorie für die AC-Stark-Verschiebung eines atomaren Energiezustands $|b\rangle$ die Formel [33],[34]:

$$\Delta_b = \frac{\langle I \rangle}{\hbar} \sum_i |\langle b | \mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\epsilon} | i \rangle|^2 \left(\frac{1}{E_{bi} - \hbar\omega} + \frac{1}{E_{bi} + \hbar\omega} \right). \quad (2.40)$$

Der Effekt hängt also linear von der Laserintensität $\langle I \rangle$ ab. $\mathbf{d}$ bezeichnet das Dipolmoment des Atoms, $\boldsymbol{\epsilon}$ den Polarisationsvektor des beteiligten Photons. Damit ergibt sich für die Zwei-Photonen-Anregungsrate $\Gamma_{ng}^{\text{Zwei-Photon}}$ vom Grund- in den Rydbergzustand der durch die Stark-Verschiebung modifizierte Ausdruck [34]:

$$\Gamma_{ng}^{\text{Zwei-Photon}} = \Gamma_n \frac{|R_{ng}(\langle I \rangle)|^2}{\hbar^2[(\omega_{ng} + \Delta_n - \Delta_g - 2\omega) + \Gamma_n^2/4]}. \quad (2.41)$$

mit

$$R_{ng}(\langle I \rangle) = \langle I \rangle \sum_i \frac{\langle n | \mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\epsilon} | i \rangle \langle i | \mathbf{d} \cdot \boldsymbol{\epsilon} | g \rangle}{E_{gi} + \hbar\omega}. \quad (2.42)$$

Γ_n ist dabei die Linienbreite des $ns_{1/2}$ -Rydbergzustands, die sich aus der jeweiligen Lebensdauer ergibt. Man erkennt sofort aus 2.41, daß das Maximum der Zwei-Photonen-Anregungsrate dann auftritt, wenn gilt:

$$\omega_{ng} + \Delta_n - \Delta_g = 2\omega. \quad (2.43)$$

Nun sind für den Grundzustand die Energienenner in 2.40 viel größer und damit ist die resultierende Starkverschiebung viel kleiner als für den Rydbergzustand. Die Differenz der beiden Starkverschiebungen wächst also mit der Laserintensität linear an. Die Auswirkungen auf die Interferenzstruktur sind jedoch geringer. Die Rechnungen in [70] zeigen, daß sich die Ramsey-Interferenzlinie um den Faktor

$$\frac{\tau}{T} = \frac{d}{D} \quad (2.44)$$

weniger verschiebt. Dies lässt sich anschaulich damit erklären, daß zur Interferenz beitragende Atome mit beiden Laserfeldern wechselwirken müssen, dazwischen aber den größten Teil ihrer Gesamtwechselwirkungszeit im feldfreien Raum verbringen. Die Laserfelder beeinflussen die Entwicklung des Atoms nur in dem Bruchteil τ der Flugzeit T , den das Atom im Laserfeld verbringt. Dies hat nun zur Folge, daß die Interferenzstruktur nicht mehr in der Mitte der Zwei-Photonen-Anregungslinie liegt, wie Gl. 2.39 dies nahelegen würde, sondern auf die Flanke der Anregungslinie verschoben ist. Zum zweiten erkennt man, daß es von großer Wichtigkeit ist, die Laserintensität in den Wechselwirkungszone konstant zu halten. Um die Anforderungen an die Intensitätsstabilität abschätzen zu können, wurden in [48] Messungen der Verschiebung der Ramsey-Struktur relativ zum Maximum der Zwei-Photonen Linie in Abhängigkeit von der Laserleistung vorgenommen. Daraus ergibt sich eine leistungsbezogene AC-Stark-Verschiebung des Zwei-Photonen-Anregungsmaximums von

$$\Delta_{AC-Stark}^{Zwei-Photon} \approx 8 \text{ Hz}/(\text{W}/\text{cm}^2) \quad (2.45)$$

und damit bei einem Abstand der Wechselwirkungszone von 11mm und einem Laserfokussdurchmesser von 0.3mm nach Formel 2.44 eine um den Faktor 0.027 geringere Verschiebung der Interferenzstruktur von

$$\Delta_{AC-Stark}^{Ramsey} \approx 220 \text{ mHz}/(\text{W}/\text{cm}^2). \quad (2.46)$$

Bei Leistungen um $30 \text{ kW}/\text{cm}^2$ [49] in den Laserfoki verursacht eine Intensitätsschwankung von 1 % eine Verschiebung der Ramsey-Struktur um etwa 60 Hz. Dies liegt in der Größenordnung des gesuchten Effekts. Deshalb wurde das System im Rahmen dieser Arbeit mit einem neuen Pumplaser ausgestattet, der aktiv die Laserleistung nachregelt und Intensitätsschwankungen nur noch im Promille-Bereich zulässt. Zusätzliche Intensitätsschwankungen des Farbstofflasers sind wegen dessen aktiver Stabilisierung vernachlässigbar klein. Damit ist die Sensitivität auf den schwankenden AC-Stark-Effekt nicht mehr der begrenzende Faktor des Experiments.

2.2 Experimenteller Aufbau

Nach den theoretischen Abschätzungen aus dem vorherigen Abschnitt ist die Größe des erwarteten Effekts im Bereich von 100 Hz. Um diese vakuuminduzierte Niveaushiftung detektieren zu können, muß die Linienbreite des verwendeten Lasersystems noch kleiner sein. Bei den verwendeten Anregungsfrequenzen im Bereich von $1 \times 10^{15} \text{ Hz}$ erfordert dies eine Frequenzauflösung von $\Delta\nu/\nu$ von 10^{-13} . Des weiteren muß sichergestellt sein, daß der gesuchte Effekt nicht von thermischen Niveaushiftungen überdeckt wird. Dies ist ausgeschlossen, wenn die Zahl der thermischen Photonen pro Mode bei der Übergangsfrequenz zwischen benachbarten Rydbergzuständen sehr viel kleiner als eins ist. Bei den im Experiment betrachteten Übergängen bei Wellenlängen im Bereich von 0.5 mm ist dies bei einer Temperatur von 4 K der Fall. Deshalb wurde ein ^4He -Badkryostatsystem aufgebaut [49].

In den folgenden Abschnitten werden die Erzeugung, der Nachweis und einige Eigenschaften von Rubidium-Rydbergatomen beschrieben. Dann folgen einige Details zum verwendeten hochstabilisierten Farbstofflaser, zum Kryostat und zur Plattenverstelleinheit.

2.2.1 Rubidium Rydbergatome

Rubidium gehört zur Gruppe der Alkalimetalle, hat also ein nur schwach gebundenes äußeres Elektron und eine abgeschlossene Edelgasschale. Näherungsweise wirkt diese abgeschlossene Schale wie ein Ionenrumpf mit der effektiven Ladung +1 auf das schwach gebundene Elektron, das nur eine sehr geringe Aufenthaltswahrscheinlichkeit in Kernnähe hat, wo es die un abgeschirmte Kernladung spürt. Durch diese Konstellation sind die Alkalimetalle wasserstoffähnlich, d.h. die Energieniveaus des Valenzelektrons werden durch nur geringfügig modifizierte Wasserstoff-Wellenfunktionen beschrieben. Bekanntlich ist das Wasserstoffproblem eines der wenigen, das in der Quantenmechanik exakt gelöst werden kann. Dies hat im Zusammenhang mit diesem Experiment den großen Vorteil, daß alle benötigten Matrixelemente für Rubidium mit wenig numerischem Aufwand berechnet werden können [50].

Natürlich vorkommendes Rubidium besteht aus einem Gemisch aus dem stabilen Isotop ^{85}Rb und dem radioaktiven ^{87}Rb im Verhältnis 2,6:1. Für das Experiment verwendet man das häufigere ^{85}Rb , das einen Kernspin von $I = 5/2$ besitzt. Durch die Wechselwirkung mit dem Spin des Valenzelektrons spaltet der $5S_{1/2}$ -Grundzustand in zwei Hyperfeinkomponenten mit Gesamts핀 $F = 3$ und $F = 2$ auf. Ihr Frequenzabstand beträgt 3035,7 MHz [51]. Die Laseranregung der Rydbergzustände geht vom $F = 3$ Grundzustand aus, da dieser wegen des höheren Entartungsgrads stärker besetzt ist. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, durch optisches Pumpen mit einem stabilisierten Diodenlaser bei 780,236 nm, fast die gesamte Population in den $F = 3$ Grundzustand zu bringen und so die Zählrate erheblich zu erhöhen.

Der verwendete Strahl von Rubidiumatomen wird in einem speziellen Ofen in einer abtrennbaren Vakuumkammer erzeugt. Er besteht aus einer separat heizbaren Düse mit einem Durchmesser von 200 μm und einem beheizten Vorratsgefäß. Da der Siedepunkt von Rubidium bei nur 700 °C liegt, sind nur kleine Heizleistungen nötig, um einen ausreichenden Dampfdruck zu erzeugen. Die Atome verlassen den Ofen in einem keulenförmigen Strahl mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa 400 m/s. 15 mm vor der Laserwechselwirkungszone befindet sich die letzte Kollimationsblende mit einem Durchmesser von 100 μm .

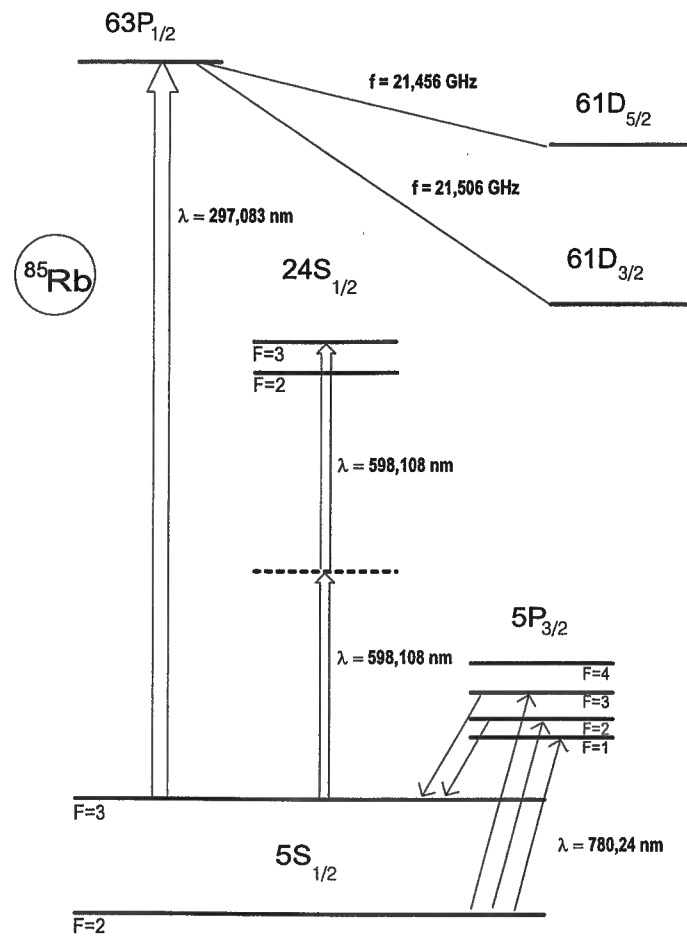


Abbildung 2.5: Vereinfachtes Niveauschema von ^{85}Rb , mit einigen für das Experiment relevanten Zuständen. Stellvertretend für alle im Experiment zur vakuuminduzierten Energieniveauschiebung betrachteten Rydbergzustände, ist der Zweiphotonenübergang in den $24S_{1/2}$ -Zustand samt der Anregungswellenlängen eingezeichnet. Im Maserexperiment bildet der $63P_{3/2}$ -Zustand den oberen Maserzustand, die beiden möglichen unteren Maserzustände sind mit den entsprechenden Übergangsfrequenzen ebenfalls angeführt. Durch optisches Pumpen in den $5P_{3/2}$ -Zustand läßt sich die Besetzung des $F = 3$ Grundzustandsniveaus erhöhen und bei Verwendung von zirkular polarisiertem Licht auch selektiv ein magnetischer Unterzustand populieren, was für die Magnetfeldkompensation mittels des Hanle-Effekts von Bedeutung ist.

Dort geschieht die Doppler-freie Anregung in einen Rydberg- $nS_{1/2}$ -Zustand. Die Detektion der hochangeregten Atome erfolgt durch Feldionisation und anschließendem Nachweis des Elektrons in einem Channeltron.

Der Feldionisationsprozeß selbst geschieht in einer sorgfältig abgeschirmten Zone, die wie ein Plattenkondensator aufgebaut ist. Die obere Platte läßt sich auf ein beliebiges negatives Potential legen, ein geerdetes Kupfernetz bildet die Gegenelektrode. Durch dieses

Netz hindurch werden die Elektronen in den Trichter des Channeltrons beschleunigt. Ein Channeltron ist ein spiralförmiger Sekundärelektronenvervielfacher. Zwischen dem Ende der Spirale und dem Trichter ist eine Spannung von 3500 V angelegt, so daß sich ein starker Feldgradient ergibt. Das Elektron prallt auf die hochohmige Wand und löst einen Schauer von Sekundärelektronen aus, die im Feld wiederum beschleunigt werden. Die durch mehrfaches Aufprallen der Elektronenschauer auf die Wand ausgelöste Elektronenlawine läßt sich an der Basis des Channeltrons als Spannungspuls nachweisen, der dann, nach entsprechender Verstärkung, vom Computer gezählt werden kann.

Die Anregungsenergie von Rydbergatomen liegt unmittelbar unter der Ionisationsgrenze. Deshalb sind für einen Nachweis der Atome mit Feldionisation nur kleine Feldstärken im Bereich von wenigen V/cm notwendig. Achtet man sorgfältig auf die Homogenität der Felder und bezieht man auch die auftretenden Energieniveauschiebungen durch das elektrische Sattelpunktsmodell beschreiben [53]. Das äußere Elektron spürt bei Eintritt in die Ionisationszone einen adiabatischen Anstieg der Feldstärke bis es sich, ab einer bestimmten Schwelle, vom Atomrumpf lösen kann. Die Ionisationsfeldstärke beträgt dann bei gegebener effektiver Hauptquantenzahl n^* [54]

$$E = \frac{R^2 \epsilon_0 \pi}{n^{*4} e^3} = \frac{3.21 \times 10^8}{n^{*4}} \left[\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right]. \quad (2.47)$$

Hierbei bezeichnet R die Rydbergkonstante, e die Elementarladung und ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante. Einzelheiten zu Quantendefekten und effektiven Hauptquantenzahlen sowie zu dem Skalierungsverhalten wichtiger Eigenschaften von Rydbergatomen finden sich im Anhang A.2.

2.2.2 Lasersystem

Zum Nachweis der vakuuminduzierten Niveauschiebung durch planparallele, leitende Platten ist ein Lasersystem mit extrem geringer Linienbreite notwendig. Zusätzlich muß die Langzeitdrift relativ zu den atomaren Übergängen des Rubidium in sehr engen Grenzen gehalten werden, damit der Fehler in den Messungen nicht größer als der gesuchte Effekt wird. Um beide Ziele gleichzeitig zu erreichen, waren verschiedene Maßnahmen zur passiven und aktiven Stabilisierung eines Coherent 699 Farbstoff-Ringlasers notwendig. Mit den kommerziell erhältlichen Stabilisierungselementen haben diese Systeme eine Linienbreite von ca. 1 MHz. Durch die vorgenommenen Modifikationen konnte diese auf 10 Hz verringert werden, womit dies der weltweit frequenzstabilste Farbstofflaser im Wellenlängenbereich um 600 nm ist. Einzelheiten sind in den Referenzen [46, 47, 48, 55] nachzulesen und waren nicht Gegenstand dieser Arbeit. Deshalb hier nur eine kurze Beschreibung der wichtigsten Elemente der Stabilisierung und des Ramsey-Spektrometers.

Voraussetzung für eine erfolgreiche aktive Stabilisierung eines Lasersystems ist eine ausreichende passive Stabilität des gesamten Aufbaus. Zu diesem Zweck wurde der Farbstofflaser samt seinem Argon-Ionen-Pumplaser auf einem gemeinsamen schwingungs isoliertem Lasertisch montiert. Dieser steht auf einem 300 Tonnen schweren Betonfundament, das komplett vom restlichen Gebäude getrennt ist. Dadurch wird die Übertragung von Trittschall und von Gebäudeschwingungen auf den Laser verhindert. Zusätzlich befindet sich der

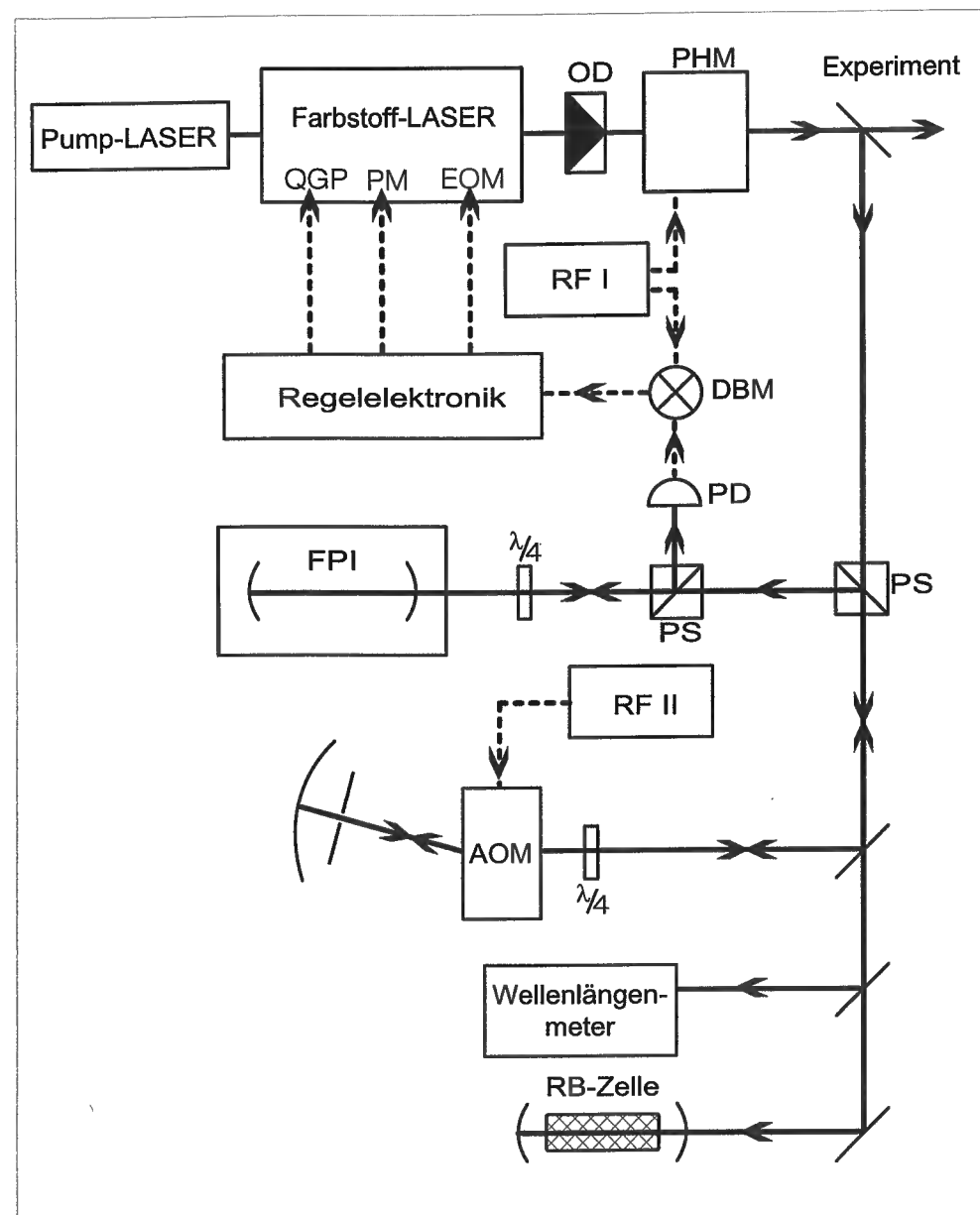


Abbildung 2.6: Gesamtaufbau des Lasersystems. Im Farbstofflaser sind die drei Frequenzstufenelemente angedeutet. Dabei ist (QGP) das Galvo-Quarzplättchen, (PM) der piezomontierte Tweeterspiegel und (EOM) der elektrooptische Modulator für die Herausregelung der schnellen Frequenzschwankungen. Eine optische Diode (OD) isoliert den Laser vom Experiment. Der Phasenmodulator (PHM) moduliert Seitenbänder auf das Laserlicht. Das Licht wird über polarisierende Strahlteiler (PS) in das Referenz-Fabry-Perot-Interferometer (FPI) eingekoppelt, der reflektierte Anteil mit einer schnellen Photodiode (PD) detektiert und in einem Doppelt Balancierten Mischer (DBM) phasensensitiv demoduliert. Der Mischer und der Akusto-Optische-Modulator (AOM) werden von zwei verschiedenen hochstabilen Radiofrequenzquellen (RF1/2) gespeist.

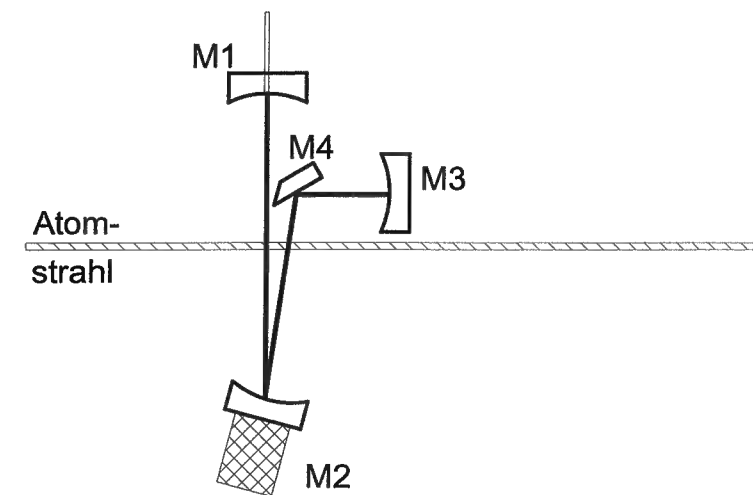


Abbildung 2.7: Aufbau des Überhöhungsresonators für die Ramsey-Spektroskopie. Der Spiegel M2 ist auf einem Piezo montiert und dient als Stellglied für die aktive Frequenzstabilisierung mit Hilfe der Phasenmodulationsmethode.

ganze Lasertisch unter einer Schallschutzbox, die eine Störung des Systems durch akustische Schwingungen verringert. Auch alle Arten von Vibrationen, die durch das Kühlwasser des Pump lasers verursacht werden, müssen sorgfältig minimiert werden. Zuletzt wurden noch alle mechanischen Teile des Laserresonators massiver ausgeführt und eine hochpräzise geschliffene Saphirdüse anstelle der üblichen gequetschten Röhrchen als Farbstoffdüse in den Laser eingebaut. Dies verringert, zusammen mit einem erhöhten Farbstoffdruck und erniedrigter Farbstofftemperatur, die kritischen Dickschwankungen der Farbstofflamelle.

Zur aktiven Stabilisierung wird der Farbstofflaser elektronisch an einen hochstabilen Referenzresonator angebunden. Dazu verwendet man ein Fabry-Perot-Interferometer (FPI) mit der extrem hohen Finesse von 135000. Es besteht aus zwei hochreflektierenden Spiegeln, die auf einen 70 cm langen Zerodur-Glaskeramik-Abstandshalter montiert sind. Dies ermöglicht einen freien Spektralbereich von nur 214 MHz bei einer Linienbreite von 1,59 kHz. Ersteres ist wichtig für eine einfache Frequenzverstellung des Lasers mittels eines Akusto-Optischen-Modulators (AOM), letzteres bestimmt die Steilheit des Regelsignals zur Frequenzanbindung und damit auch die Qualität der Laserstabilisierung. Der Zerodurstab selbst ist schwingungs isoliert im Ultrahochvakuum aufgehängt und auf etwa 10 mK temperaturstabilisiert. Dies ist notwendig, um thermische Längenänderungen möglichst gering zu halten, was von zentraler Bedeutung für die Langzeit-Frequenzstabilität des Lasersystems und damit für die erreichbare Auflösung im Experiment ist. Weitere Einzelheiten zu diesem wichtigen Punkt finden sich weiter unten im Abschnitt über vorbereitende Messungen zur Charakterisierung des Systems.

Zur Übertragung der Stabilität dieses Referenz-FPI auf den Laser selbst verwendet man das Verfahren von Pound und Drever [56, 57]. Dazu moduliert man dem Laserlicht mit einem Elektro-Optischen-Modulator (EOM) Seitenbänder im Abstand von 18,6 MHz auf. Der Träger wird in das FPI eingekoppelt, die Seitenbänder wegen der geringen Linienbreite des Referenzresonators totalreflektiert. Im FPI wird der Träger dispersiv phasenverschoben und ist damit nicht mehr symmetrisch zu den Seitenbändern. Deswegen kann man aus der Interferenz des reemittierten Trägers mit den reflektierten Seitenbändern ein Fehlersignal mit steilem Nulldurchgang gewinnen. Dieses wird mit einer schnellen Photodiode detektiert, verstärkt und in einem Doppelt-Balancierten-Mischer (DBM) mit der EOM-Treiberfrequenz phasensensitiv demoduliert. Das gewonnene Fehlersignal wird in einem dreistufigen Verstärkerkreis verstärkt und auf die Stillelemente im Laserresonator gegeben. Die langsamen Anteile (< 7 kHz) werden zur Ansteuerung der bereits kommerziell vorhandenen Quarzglasplatte und eines auf einem Piezokristall montierten Resonatorspiegels genutzt. Die mittelschnellen und schnellen Frequenzfluktuationen regelt ein zusätzlich in den Ringlaser-Resonator eingebauter EOM heraus.

Zur Frequenzverstimmung spaltet man etwa 10 % der Leistung mit einem Strahlteiler ab und führt sie zweimal durch einen AOM. Dort wird das Laserlicht an einer laufenden Ultraschallwelle gebeugt. Verwendet man die erste Beugungsordnung, so ist dieses Licht um die Treiberfrequenz des AOM frequenzverschoben. Man blendet alle anderen Ordnungen aus und reflektiert das Licht in den AOM zurück, wodurch sich die Frequenzverschiebung beim zweiten Durchgang verdoppelt und zusätzlich der Beugungswinkel kompensiert wird. Dieses Licht wird nun zum Referenz-FPI geleitet und zur Stabilisierung des Lasers verwendet. Verändert man nun die AOM-Treiberfrequenz mit einem hochgenauen Frequenzsynthesizer, so interpretiert dies die Laserelektronik als Frequenzabweichung und regelt entsprechend die Laserfrequenz nach. So kann man mit dem System Spektroskopie mit der Genauigkeit des Synthesizers von 1 Hz betreiben. Durch Vergleichsmessungen mit einem zweiten hochstabilen FPI hoher Finesse wurde die Linienbreite des Lasersystems zu etwa 10 Hz bestimmt. Bei Spektroskopie am Rubidium ist es ausreichend, den Laser in Schritten von etwa 50 Hz zu verstellen. Als weitere Komponenten des Experiments sind noch ein Wavemeter zur groben Bestimmung der Laserwellenlänge und eine beheizte Rubidiumzelle mit thermionischem Detektor zu nennen, die ein einfaches Auffinden der Zwei-Photonen-Resonanzen mit unstabilisiertem Laser erlauben. Würde man diese direkt am Atomstrahl suchen, wäre dies sehr zeitaufwendig. Eine Skizze des Gesamtaufbaus des Lasersystems findet sich in Abb. 2.6.

Zuletzt ist noch der Aufbau des Überhöhungsresonators für die Ramsey-Spektroskopie zu beschreiben. Er besteht aus vier hochreflektierenden Spiegeln, die direkt im Hochvakuum der Experimentierkammer montiert sind. Drei von ihnen sind mit Schrittmotoren justierbar, einer sitzt auf einem Piezotranslator und dient als Stellglied zur Frequenzstabilisierung dieses „Ramsey-Resonators“. In Abb. 2.7 erkennt man die V-förmige Anordnung der Resonatorarme. Beide Arme sind 20 cm lang und der Atomstrahl kreuzt genau in ihrer Mitte, wo die Strahltaile minimal ist. Der Abstand zwischen beiden Wechselwirkungszone ist 11 mm, die mittlere Flugzeit der Atome mithin $27.5 \mu\text{s}$. Nach Abschnitt 2.1.4 bestimmt dies allein die Linienbreite der Interferenzstruktur. Sie beträgt etwa 9 kHz, was eine Bestimmung der Mittenfrequenz, d.h., derjenigen Laserfrequenz, bei der die Zählrate maximal ist, auf weniger als 50 Hz genau zulässt. Die aktive Frequenzstabilisierung des „Ramsey-Resonators“

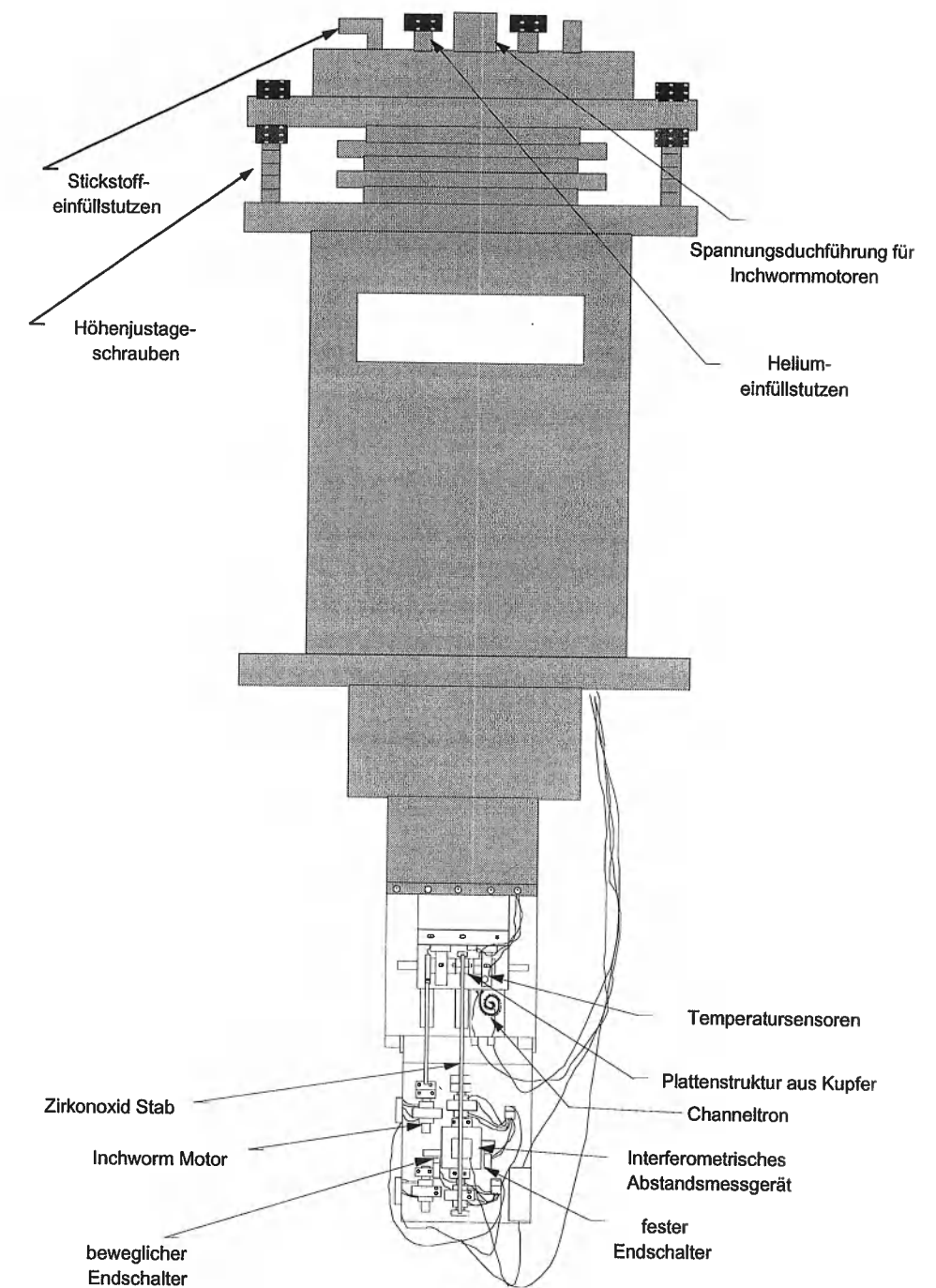


Abbildung 2.8: Gesamtaufbau des Heliumkryostats und der Plattenverstelleinheit. Unterhalb des Stickstoffschildes ist die wärmeisolierende Vespelbox angebracht, in der die Inchwormmotoren und das interferometrische Abstandsmessgerät montiert sind. Die Platten befinden sich innerhalb des Heliumschildes, direkt unterhalb der Feldionisationszone sitzt das Channeltron.

verwendet wieder das bereits angesprochene Verfahren nach Pound und Drever. Sie ist aus mehreren Gründen unabdingbar. Zum ersten darf nach Abschnitt 2.1.4 die Phase des Laserlichts zwischen den zwei Wechselwirkungszonen nicht um mehr als $\pi/2$ schwanken, da sonst die optische Ramsey-Methode nicht funktioniert. Zweitens muß die Leistung in den Wechselwirkungszonen sehr hoch sein, da die Zwei-Photonen-Anregungswahrscheinlichkeit sehr gering ist und man trotzdem eine hohe Zählrate für einen guten Kontrast der Ramsey-Interferenzen braucht. Schließlich ist nach Abschnitt 2.1.5 die Konstanz der Laserleistung in den Wechselwirkungszonen auf weniger als 1 % genau notwendig, da sonst ein veränderter AC-Stark-Effekt eine Frequenzverschiebung bewirkt. Weitere technische Einzelheiten zum „Ramsey-Resonators“ finden sich in [49].

2.2.3 Kryostat und Plattenverstelleinheit

Um den gesuchten Effekt nachweisen zu können, braucht man sowohl tiefe Temperaturen, um thermische Photonen auszufrieren, als auch eine Möglichkeit, die leitenden Platten im Vakuum und im eingekühlten Zustand mit einer Genauigkeit von $1\mu\text{m}$ zu bewegen. Dazu ist ein speziell angefertigter ^4He -Badkryostat nötig, der durch eine geeignete Geometrie des Stickstoff- und des Heliumschildes die thermische Einstrahlung in das Experimentiervolumen minimiert. Einzelheiten sind in Abb. 2.8 zu erkennen. Die Plattenstruktur selbst, die zur Vermeidung von Kontaktpotentialen aus einem Stück hochreinem Kupfer gefertigt ist, sitzt in einem Röhrchen aus Kupfer, das als thermische Abschirmung und als Faradaykäfig dient. Dieses Röhrchen ist mit massiven Kupferhaltern am Kaltfinger des Kryostaten befestigt, um einen guten Wärmekontakt zu gewährleisten. Zur magnetischen Abschirmung ist das Experimentiervolumen mit zwei Lagen μ -Metall Folie umgeben. Alle Teile auf Heliumtemperatur sind hochglanzvergoldet. Zum einen verringert dies die Absorption von Wärmestrahlung, zum anderen ist Gold chemisch inert, während Kupfer langsam oxidiert, was zu veränderlichen Kontaktpotentialen führt. Alle Flächen in der Nähe des Atomstrahls sind zusätzlich mit kolloidalem Graphit beschichtet. Graphit lagert absorbiertes Rubidium unter seiner Oberfläche ein, so daß entstehende Kontaktpotentiale abgeschirmt werden. Eine weitere Maßnahme zur Verringerung von Streufeldproblemen war der Einbau einer Heizeinrichtung für die Plattenstruktur. Sie besteht aus Widerstandsdraht, der um das Joch über dem Abschirmröhrchen gewickelt ist, mit dem die obere Platte bewegt wird. Stellt man im Experiment eine Kontamination der Platten fest, so kann man sie durch 24-stündiges Ausheizen bei gleichzeitig eingekühltem Stickstofftank reinigen. Alle abdampfenden Partikel schlagen sich dann auf dem Stickstoffschild nieder, wo sie keine Probleme bereiten. Die letzte Atomstrahlblende, ein graphitbeschichtetes Kupferplättchen mit einem Bohrungsdurchmesser von $100\mu\text{m}$, ist direkt auf das eine Ende der Plattenstruktur geschraubt. Dies ermöglicht die bestmögliche Kollimation des Atomstrahls zwischen den Platten und sorgt für eine exakt mittige Zentrierung des Strahls.

Die hochgenaue Bewegung der Platten im Vakuum wird mit sogenannten Inchwormmotoren [58] durchgeführt. Das sind aus drei Piezokristallen bestehende Linearmotoren, die einen zentralen Schaft abwechselnd klammern und bewegen. So kann sich der zentrale Schaft über Millimeter hinweg mit einer Genauigkeit von $1\mu\text{m}$ bewegen. Je ein solcher Motor ist mit der oberen und mit der unteren Platte verbunden. Ein dritter Inchworm bewegt einen Mikroschalter, dessen Auslösung das Erreichen des Referenzplattenabstands von etwa

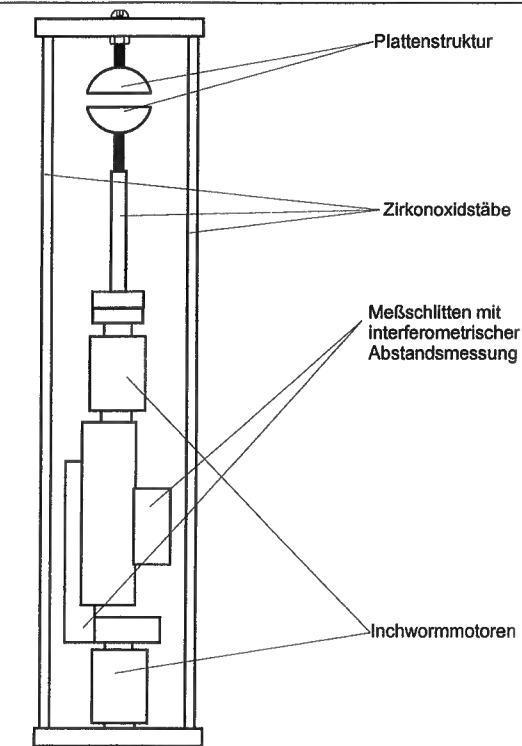


Abbildung 2.9: Detailansicht der Plattenverstelleinheit bestehend aus zwei Inchwormmotoren, die mit jeweils einer Platte verbunden sind. Ihr Verfahrensweg wird mit dem dazwischen montierten interferometrischen Abstandsmeßgerät gemessen.

3 mm anzeigt. Ein weiterer Referenzschalter ist fest zwischen beiden Motoren montiert. Der Verfahrensweg der Platten kann nicht aus der Zahl der Ansteuerungstakte der Inchwormmotoren ermittelt werden, da die Schrittweite belastungsabhängig ist. Man bestimmt ihn mit einem interferometrischen Abstandsmeßsystem [59], das zwischen die beiden Inchwormmotoren eingebaut ist. Es erlaubt die Bestimmung des Verfahrenswegs der Motoren auf $1\mu\text{m}$ genau und ist, wie die Inchworms selbst, mit dem Computer ansteuerbar. Das Meßprogramm verstimmt dann, über den Synthesizer für den AOM, den Laser zur Aufnahme von Ramsey-Interferenzlinien. Dazu wird die Channeltronzählrate über 0.2 s integriert und dann die Laserfrequenz verstellt. Dies geschieht pro Spektrum in 500 Schritten. Außerdem bewegt das Programm, vor und nach Aufnahme des Spektrums, die Platten in die gewünschte Position und mißt den tatsächlichen Verfahrensweg der Inchwormmotoren. Alle diese Daten werden mit anderen, wie dem exakten Zeitpunkt des Beginns und die genaue Dauer der Aufnahme einer Ramsey-Linie, in einem Meßfile zur weiteren Auswertung abgespeichert. Dies ist insbesondere wichtig für die Korrektur der Drift des Referenzresonators, die im nächsten Abschnitt genauer besprochen wird.

Vor Beginn jeder Messung ist die exakte Bestimmung des Referenzabstands der Platten notwendig, da man sonst den Motoren falsche Verfahrenswege angibt und die Platten nicht auf den richtigen gegenseitigen Abstand gebracht werden. Dazu fährt man die Platten bei abgeblocktem Atomstrahl so weit, bis sie sich berühren und mißt dann die Distanz bis zum Auslösen der Endschalter. Des weiteren muß sichergestellt sein, daß sich die Motoren gleich schnell bewegen, sonst stehen die Platten asymmetrisch relativ zum Atomstrahl. Dies kon-

trolliert man durch Bewegung nur eines Inchworms mit gleichzeitiger Abstandsmessung. Die Geschwindigkeiten werden dann im Meßprogramm angepaßt. Selbstverständlich müssen die Platten und somit die Endschalter vor der Messung symmetrisch zum Atomstrahl ausgerichtet werden. Dazu mißt man den Abstand der Außenseite der Plattenstruktur zu den Wänden des Abschirmröhrchens und positioniert den beweglichen Endschalter dann entsprechend. Abb. 2.9 zeigt noch einmal detailliert die Geometrie der Plattenverstelleinheit.

2.3 Experimentelle Ergebnisse

Da der gesuchte Effekt nur etwa 100 Hz groß ist, muß zu seinem Nachweis eine Frequenzauflösung von $\Delta\nu/\nu$ von 10^{-13} erreicht werden, was eine genaue Kontrolle aller experimentellen Fehlerquellen und eine möglichst leistungsfähige Auswertungsroutine unabdingbar macht. Deshalb werden im ersten Teil dieses Meßkapitels die kritischen Punkte, nämlich die Stabilität des Referenzresonators und die Eigenschaften der Datenauswertungsprogramme, eingehender diskutiert. Es zeigt sich, daß die thermische Drift des Referenzresonators die maximal erreichbare experimentelle Auflösung bestimmt. In den beiden folgenden Abschnitten werden die Messungen zur thermischen und zur vakuuminduzierten Energieniveaushiftung vorgestellt. Für die thermischen Effekte liegen quantitative Rechnungen [67] vor, die explizit die Ortsabhängigkeit der Niveaushiftung durch Integration über den Atomstrahldurchmesser berücksichtigen. Dennoch basieren die Rechnungen noch auf einigen Idealisierungen, vor allem der Annahme, daß die Platten perfekte Schwarzkörperstrahler sind und unendliche Ausdehnung haben. Die Auswertung der in Abschnitt 2.1.3 dargestellten Formeln von Barton für die vakuuminduzierte Niveaushiftung ist noch schwieriger. Im Theorieteil wurden nur die Ausdrücke für Atome exakt in der Mitte zwischen beiden Platten angegeben, die ortsabhängigen Terme sind erheblich komplizierter. Deshalb wäre eine Integration über den Atomstrahl sehr aufwendig. Auch die Probleme mit der Modellierung der endlichen Reflektivität der leitenden, parallelen Platten wurden bereits angesprochen. Deswegen sollen die Ergebnisse mit einem theoretischen Modell, das auf der Näherungsformel 2.28 basiert, verglichen werden, unter besonderer Beachtung der Resonanzen, die sich bei Plattenabständen gleich ungeraden Vielfachen der halben Übergangswellenlänge zu benachbarten Rydbergzuständen ergeben.

2.3.1 Auswertungsroutine und Fehlerbetrachtung

Die primäre Information im Experiment ist die Channeltronzählrate in Abhängigkeit von der AOM-Frequenz. Sie wird vom Computer aufgenommen, üblicherweise in 500 Schritten pro Messung. Abb. 2.10 zeigt die Doppler-freie Zweiphotonen-Linie mit Ramsey-Struktur. Wie in Abschnitt 2.1.5 erklärt, verursachen die hohen Laserleistungen in den Wechselwirkungszonen durch den AC-Stark-Effekt, daß die Ramsey-Struktur in die Flanke der Anregungslinie verschoben wird. Man engt dann den Scanbereich des Lasers so ein, daß nur die Ramsey-Interferenzlinie aufgenommen wird. Das heißt konkret, daß der Synthesizer, der den AOM ansteuert, in 500 Schritten zu je 50 Hz die Frequenz verändert, um ein Anregungsspektrum zu erhalten. Außerdem wird der genaue Zeitpunkt und die AOM-Frequenz bei Beginn der Messung sowie die Zeitdauer der Messung abgespeichert, außerdem natürlich der Plattenabstand. Die ersteren Informationen braucht man später zur Korrektur der Driftbewegung des Stabilisierungsresonators. Eine komplette Messung beginnt üblicherweise etwa $20\mu\text{m}$ unterhalb der theoretischen Übergangswellenlänge und man verändert den Plattenabstand dann in Schritten von $1\mu\text{m}$ bis zu einem Wert, der etwa $20\mu\text{m}$ über der theoretischen Wellenlänge liegt. Das interferometrische Abstandmeßsystem speichert dann immer die tatsächliche Verfahrstrecke der Inchworm-Motoren und damit den erreichten Plattenabstand mit einer Genauigkeit von $1\mu\text{m}$. Zwischen zwei Messungen bei verschiedenen Plattenabständen liegt immer eine bei dem Referenzabstand von etwa 3 mm. Die Frequenzverschiebung der Mitte

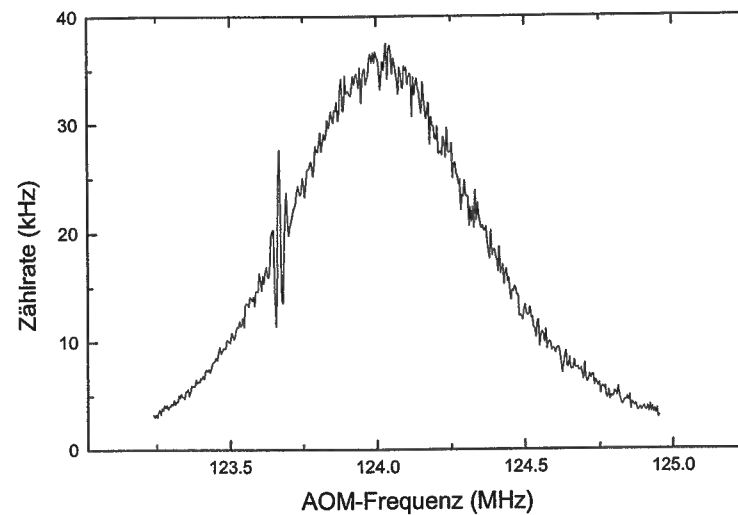


Abbildung 2.10: Dopplerfreie Zweiphotonen-Anregungslinie mit überlagerter Ramsey-Interferenz. Die hohen Leistungsdichten in den Laserfoki verschieben die Interferenz wegen des AC-Stark-Effekts auf die Flanke der Anregungslinie. Der Grund dafür ist, daß bei der Ramsey-Zweifeldmethode die Atome nur einen kleinen Teil ihrer gesamten Wechselwirkungszeit in den Laserfeldern verbringen und deshalb die Verschiebung ihrer Interferenzstruktur, relativ zur Zweiphotonenlinie, kleiner ist.

der Ramsey-Linie wird also immer relativ zu einem größeren Referenzabstand gemessen. Eine komplette Messung besteht also aus etwa 80 Ramsey-Linien. Die Aufnahme eines Spektrums dauert etwa eine Minute. Es ist wichtig, daß während dieser gesamten Meßzeit möglichst wenig Lasersprünge auftreten, da das Einlocken des Lasers eine gewisse Zeit benötigt und die Drift der Referenzcavity den Fehler der Messung vergrößert.

Zur Auswertung ist zunächst für alle Ramsey-Linien die AOM-Frequenz zu bestimmen, bei der die Zählrate maximal ist. In sehr guter Näherung kann man die Interferenzlinien mit einer umgedrehten Parabel fitten (siehe Abb. 2.11). Es stehen zwar auch relativ komplizierte analytische Ausdrücke für die Linienform zur Verfügung [70], diese verbessern aber die Fitqualität und damit die Genauigkeit der Bestimmung der Mittenfrequenz, trotz erheblich größerem Rechenaufwand, kaum. Zur Bestimmung der Fitparabel benutzt man die Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Als Mittenfrequenz der Resonanzlinie bestimmt man das Maximum der Parabel und zusätzlich den Zeitpunkt, an dem dieses Maximum angenommen wurde. Hierbei gehen die Informationen über Anfangsfrequenz, Anfangszeitpunkt und Dauer der Aufnahme der Ramsey-Linie ein. Die Genauigkeit der Bestimmung dieser Daten hängt entscheidend von Kontrast und Rauschmut der Ramsey-Linien ab. Diesen Zusammenhang verdeutlicht Abb. 2.12, in der typische Interferenzlinien bei verschiedenen Temperaturen im Vergleich aufgetragen sind. Bei Raumtemperatur ist der Druck in der Vakuumkammer erheblich höher als bei kryogenen Temperaturen. Deshalb ist die mittlere

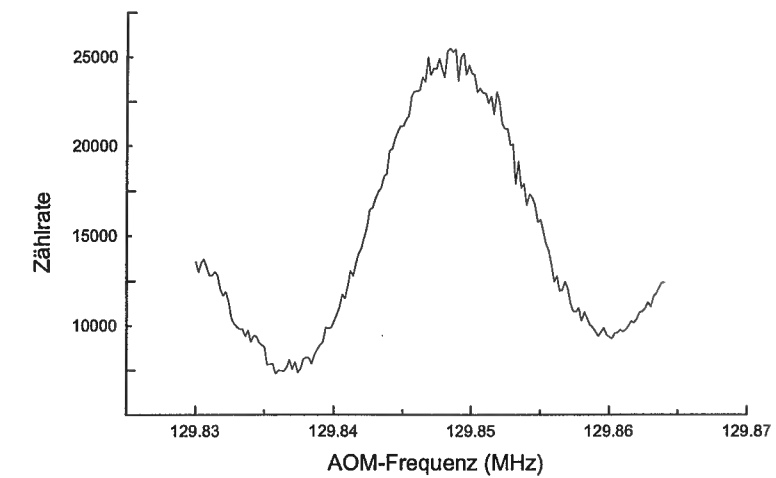


Abbildung 2.11: Ramsey-Interferenzstruktur in der größeren Auflösung, wie sie bei den Messungen verwendet wird. Die Halbwertsbreite von etwa 9 kHz ist durch die Flugzeit zwischen den beiden Anregungszonen bestimmt. Die Bestimmung der Mittenfrequenz geschieht durch Anfitzen einer Parabel und Berechnung ihres Maximums.

freie Weglänge der Rubidiumatome geringer und viele Rydbergatome werden durch Stöße mit dem Restgas ionisiert und damit nicht detektiert. Dies äußert sich in einer geringeren Gesamtzählrate und damit in einem geringeren Kontrast der Ramsey-Interferenzlinien. Auch sind wegen der Restgasstöße die Schwankungen der Zählrate größer, was zusätzlich die erreichbare Genauigkeit beim Anfitzen einer Parabel einschränkt. Bei einer flugzeitbedingten Halbwertsbreite der Interferenzlinien von etwa 9 kHz läßt sich damit die Mittenfrequenz bei Raumtemperaturmessungen auf etwa 50 Hz genau bestimmen, während wegen des Krypumppeffekts, vor allem bei Heliumtemperatur, der Druck in der Vakuumkammer deutlich fällt und die kontrastreicheren Linien den Fehler bei der Mittenfrequenzbestimmung auf 20 bis 30 Hz drücken. Für die weitere Fehlerdiskussion soll die Standardabweichung, die auf dem Fehler bei der Bestimmung der Mittenfrequenz beruht, mit σ_0 bezeichnet werden.

Der zweite Hauptbeitrag zum Gesamtfehler kommt von der Drift des Referenzresonators. Wie schon erwähnt, befindet sich der Zerodurstab, auf den die hochreflektierenden Spiegel montiert sind, in einer Ultrahochvakuumkammer, die auf 10 mK temperaturstabilisiert ist. Längenänderungen der Glaskeramik finden trotzdem statt und verursachen die Frequenzdrift des Referenzresonators. Der eine mögliche Anteil, eine Kontraktion aufgrund von Alterungseffekten im Zerodur, ist inzwischen kleiner als 0.5 Hz/s, machte sich aber nach Aufbau des Systems anfangs mit einer konstanten Drift von etwa 3 Hz/s bemerkbar [48]. Sorgfältige korrelierte Temperaturmessungen an der Stabilisierungselektronik der Temperaturregeleinheit und an verschiedenen Punkten des Labors ergaben, daß der Referenzresonator mit mehreren Stunden Verzögerung Temperaturänderungen im Labor folgt. Die Hauptwärmequelle ist der Pumplaser, der auf dem gleichen Lasertisch wie der Resonator

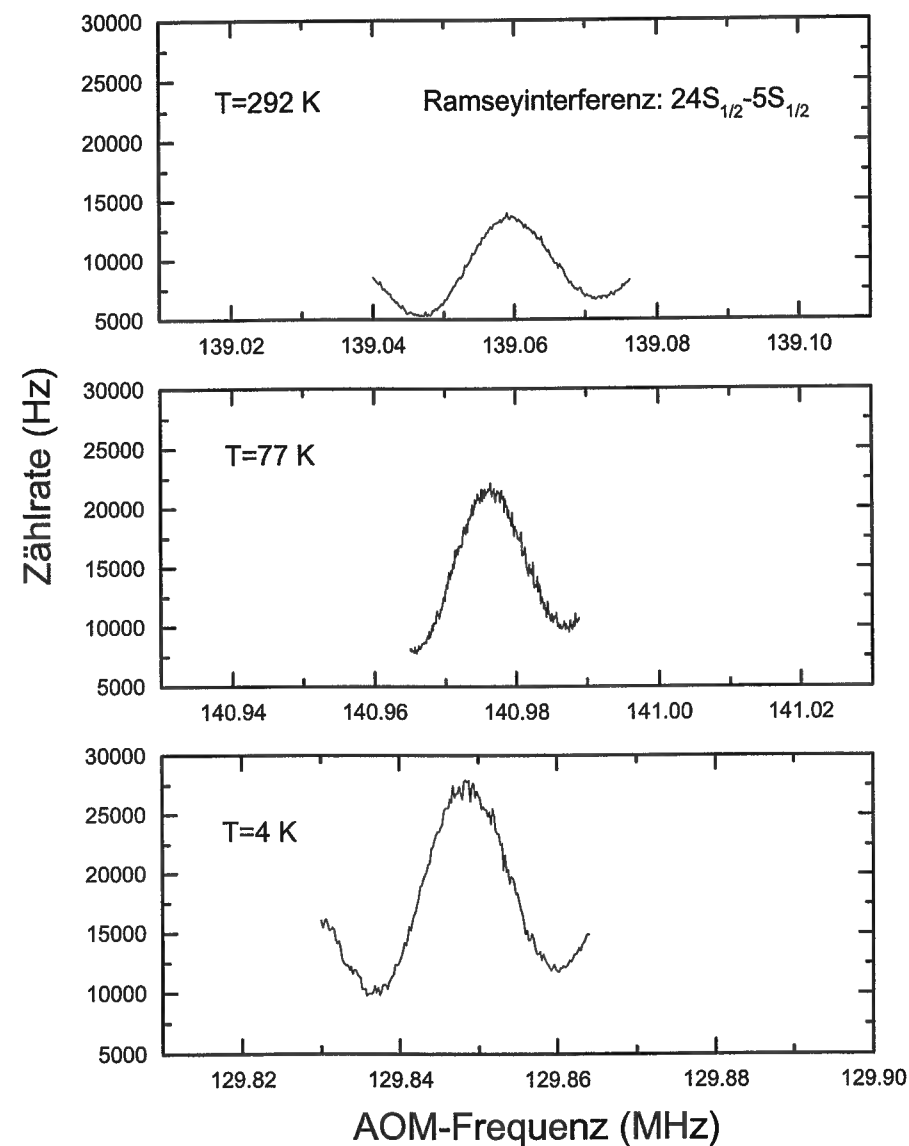


Abbildung 2.12: Vergleich des Kontrasts der Ramsey-Interferenzlinien für verschiedene Temperaturen. Der bei höheren Temperaturen höhere Restgasdruck verringert durch Stöße sowohl die Gesamtzählrate als auch die Kohärenz der Atome zwischen den Laserfeldern. Der schlechtere Kontrast vergrößert den Fehler bei der Mittenfrequenzbestimmung.

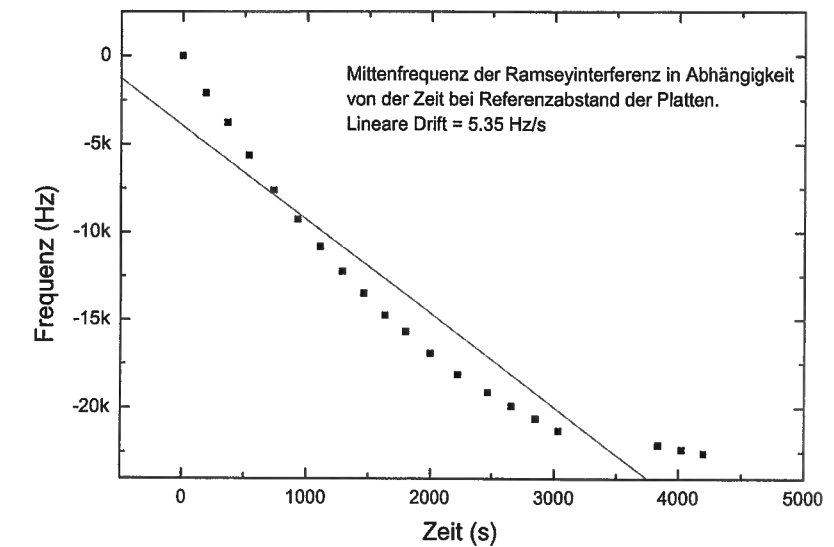


Abbildung 2.13: Drift des Referenzresonators während einer kompletten Messung. Aufgetragen ist die Mittenfrequenz bei Referenzabstand als Funktion der Zeit. Diese thermische Drift läßt sich in einen linearen und einen quadratischen Anteil zerlegen, die man nacheinander von den Frequenzwerten bei Meßabstand abzieht, um so die echten Frequenzverschiebungen zu identifizieren.

steht. Das ist für die Funktionsfähigkeit der Laserstabilisierung unerlässlich, aber natürlich von Nachteil für die Temperaturstabilität des Referenzresonators. Verstärkt wird der Effekt noch von der Schallschutzbox, unter der beide Systeme stehen und die die Wärmeabfuhr behindert. Die folgenden Betrachtungen werden zeigen, daß dies die mögliche Meßzeit auf die wenigen Stunden einschränkt, in denen die Resonatordrift ihren Nulldurchgang hat.

Abb. 2.13 zeigt die Mittenfrequenz der Ramsey-Linien bei Referenzabstand d_{ref} als Funktion der Zeit. Insgesamt ist die durchschnittliche Drift mit etwa 5 Hz/s sehr gering, sie schwankt je nach Meßbedingungen zwischen 0 und 100 Hz/s. Man erkennt deutlich einen linearen und einen quadratischen Anteil, der daher rührt, daß sich im Nulldurchgang die Richtung der Frequenzdrift umkehrt. Beide Anteile werden mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt und nacheinander aus den Daten für die Mittenfrequenzen bei d_{ref} und beim Meßabstand d_m korrigiert. Unvermeidlich macht man bei der Bestimmung der linearen und der quadratischen Drift jeweils einen kleinen Fehler, die mit σ_1 und σ_2 bezeichnet werden sollen. Ist τ die Zeitdauer der Aufnahme einer Ramsey-Linie, also etwa 60s, so setzt sich der Gesamtfehler σ nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz zusammen, wie

$$\sigma = \sqrt{2\sigma_0^2 + (\tau\sigma_1)^2 + (\tau^2\sigma_2)^2}. \quad (2.48)$$

Der alles bestimmende Faktor ist σ_1 . Nimmt man einen dreiprozentigen Fehler bei der Be-

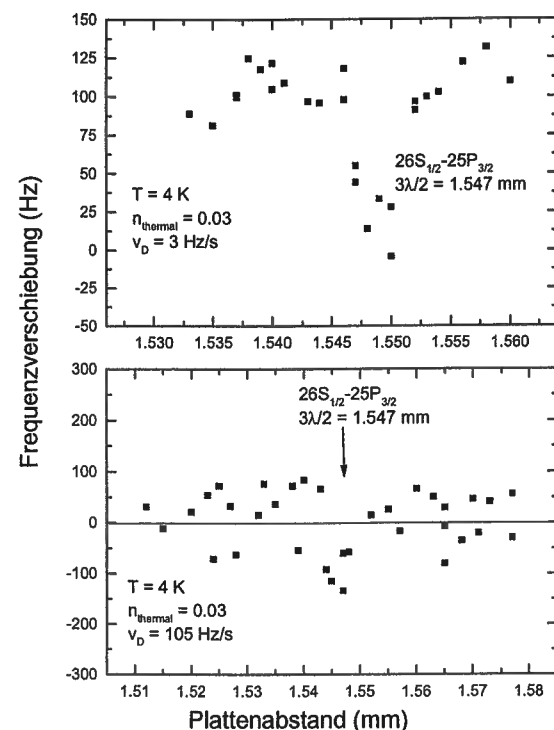


Abbildung 2.14: Einfluß der Größe der linearen Drift auf die erreichbare Meßgenauigkeit. Wie aus der Fehlerdiskussion erwartet, ist die vakuuminduzierte Niveaushiftung bei einer linearen Drift von 100 Hz/s kaum mehr identifizierbar.

stimmung der linearen Driftbewegung an, so wird bei einer Aufnahmezeit von 60s und einer mittleren Drift von 50 Hz/s der damit verbundene Fehler bei der Frequenzbestimmung bereits 90 Hz groß, also vergleichbar mit dem gesuchten Effekt. Für aussagekräftige Messungen ist also eine lineare Drift über die gesamte Meßzeit hinweg von weniger als 10 Hz/s notwendig, was eine hohe Anforderung darstellt. Daß diese Betrachtungen die experimentellen Gegebenheiten richtig widerspiegeln zeigt Abb. 2.14. Gezeigt werden zwei Messungen am gleichen Übergang aber mit unterschiedlich großer Drift des Referenzresonators. Die Streuung der Meßpunkte bei hoher Driftgeschwindigkeit ist so groß, daß die Resonanz kaum mehr identifizierbar ist. Bei kleiner Drift ist der Effekt jedoch gut sichtbar.

Insgesamt kann man also sagen, daß bei kryogenen Temperaturen die Driftbewegung des Referenzresonators den Gesamtfehler dominiert und die experimentelle Auflösung auf etwa 50 Hz limitiert, was aber einen klaren Nachweis der gesuchten Frequenzverschiebungen und der abstandsabhängigen Resonanzeffekte erlaubt. Bei Raumtemperatur steuert der Fehler der Mittenfrequenzbestimmung wegen des schlechteren Kontrasts der Ramsey-Linien noch einen etwa gleich großen Beitrag zum Gesamtfehler bei, so daß sich dieser auf etwa 100 Hz vergrößert, was aber wegen der größeren thermischen Effekte kein Problem darstellt.

2.3.2 Thermische Niveaushiftungen

Zur Untersuchung der thermischen Niveaushiftungen wurde der $24S_{1/2}$ -Zustand gewählt. Der Plattenabstand bei den Messungen wurde so gewählt, daß im Meßbereich die $3/2\lambda$ -Resonanz mit der Übergangswellenlänge zum $23P_{3/2}$ -Zustand liegen sollte. Wie aus Tabelle A.1 ersichtlich, erwartet man also resonante Frequenzverschiebungen bei Plattenabständen von 1.173 mm. An dieser Stelle ist zu bemerken, daß alle Messungen so angelegt waren, daß nur die Resonanzen bei Übergängen in die $(n-1)P_{3/2}$ -Zustände gesucht wurden. Die bei etwa 20 bis 30 μm kleineren Wellenlängen liegenden Übergänge in die $(n-1)P_{1/2}$ -Niveaus sind wegen der anderen Übergangsmatrixelemente und der Clebsch-Gordan-Koeffizienten weniger als halb so stark, so daß die resultierende Niveaushiftung nur halb so groß ist und damit am Rande der experimentellen Auflösung liegt. Die Messungen am $24S_{1/2}$ -Zustand wurden bei Raumtemperatur (292 K), bei Flüssigstickstoff-Temperatur (77 K) und bei der Temperatur von flüssigem Helium (4.2 K) durchgeführt. Damit waren nach Formel 2.21 bei Raumtemperatur 15.4, bei Stickstofftemperatur 3.7 und bei Heliumtemperatur nur noch 0.01 thermische Photonen in der Resonatormode senkrecht zu den parallelen Platten vorhanden. Die Heliummessung ist also bereits eine Messung der vakuuminduzierten Energieniveaushiftung, dient hier aber erst einmal nur dazu, die thermischen Beiträge zu identifizieren.

Abb. 2.15 zeigt die experimentellen Ergebnisse. Klar erkennbar ist der vorhergesagte resonante Effekt, der mit sinkender Temperatur abnimmt. Kleine Abweichungen der Lage der Resonanz von der theoretischen Übergangswellenlänge 1.173 mm, die die Messungen auch zeigen, sind wegen der Unsicherheit in der Bestimmung des Referenzplattenabstandes zu erwarten. Wie bereits erwähnt, ermittelt man den Referenzplattenabstand vor jeder Messung, indem man die Platten ganz zusammenfährt und dann die Fahrstrecke bis zu den beiden Endschildern mißt, die den Referenzabstand definieren. Es gibt dabei zwei mögliche Fehlerquellen. Zum einen ist die Fahrstrecke fast drei Millimeter lang und dabei summiert sich der Gesamtmeßfehler des interferometrischen Abstandsmeßgeräts auf $\pm 3 \mu\text{m}$, zum anderen ist der Auslösepunkt der Mikroschalter nicht immer gleich, was eine zusätzliche Unsicherheit von $\pm 2 \mu\text{m}$ zur Folge hat. Die quadratische Summe der drei Fehlerquellen (zusätzlich, wie erwähnt, noch $\pm 1 \mu\text{m}$ für jede Abstandsmessung im Experiment) ergeben einen Gesamtfehler bei der Bestimmung der Plattenabstände von $\pm 4 \mu\text{m}$, was die Streuung der Plattenabstände, bei denen sich der resonante Effekt zeigt, erklärt. Des weiteren kann man die weiter oben angestellten Betrachtungen bezüglich des Fehlers in der Frequenzbestimmung anhand der Streuung der nichtresonanten Meßwerte verifizieren. Wie vorausgesagt ist die Streuung dieser Werte bei Raumtemperatur erheblich größer und im Bereich von 100 Hz, während bei Heliumtemperatur der bessere Kontrast der Ramsey-Interferenzen eine genauere Ermittlung der Zentralfrequenz erlaubt.

Die Messungen ergeben Gesamtverschiebungen von 260, 150 und 110 Hz bei Raum-, Stickstoff- und Heliumtemperatur. Da bei der tiefsten Temperatur keine thermischen Photonen mehr vorhanden sind, ist dies der reine resonante Vakuumeffekt, der dann natürlich von den Hochtemperaturmessungen abgezogen werden muß. Also wurde bei Raumtemperatur eine resonante thermische Niveaushiftung von 150 Hz und bei 77 K eine von 40 Hz gemessen. Diese Werte sind nun um den Faktor 4 kleiner als in [67], basierend auf Formel 2.22, berechnet. Dort wurde die Integration über das Atomstrahlprofil durchgeführt. Diese

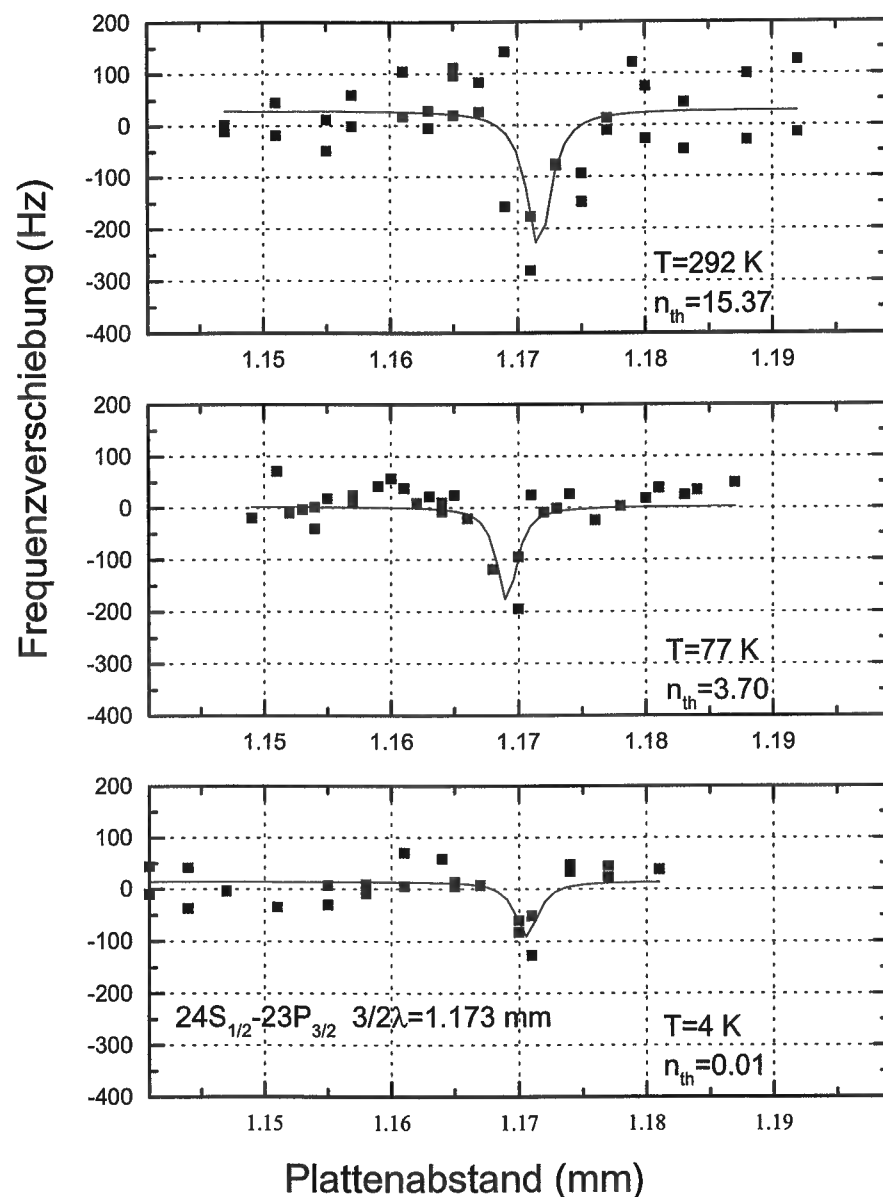


Abbildung 2.15: Messung der thermischen Energieniveaushiftung auf dem Übergang $24S_{1/2} \rightarrow 23P_{3/2}$ für drei verschiedene Temperaturen. Zur besseren Sichtbarkeit sind jeweils Lorentzkurven angefitet worden.

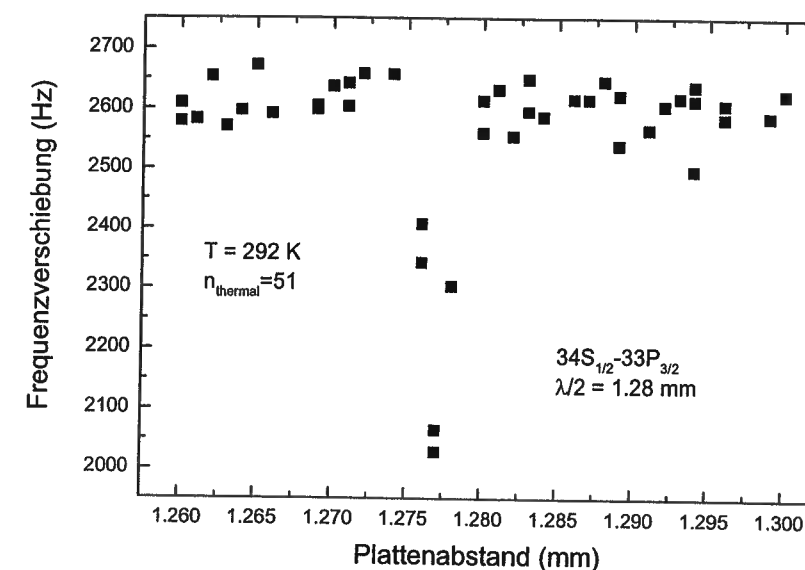


Abbildung 2.16: Messung der thermischen Niveaushiftung auf dem Übergang $34S_{1/2} \rightarrow 33P_{3/2}$.

Diskrepanz beruht auf den idealisierten Annahmen in den theoretischen Rechnungen. Die im Experiment verwendeten Platten sind keine perfekten Schwarzkörperstrahler und auch nicht unendlich ausgedehnt. Trotzdem weisen diese Messungen den linearen Anstieg des Effekts mit der thermischen Photonenzahl nach, nur war die Niveaushiftung mit etwa 10 Hz pro thermischen Photon um den Faktor vier geringer als theoretisch erwartet.

Dieses Bild wird von der letzten in diesem Abschnitt präsentierten Messung weiter gestützt. Abb. 2.16 zeigt eine Raumtemperaturmessung mit dem Übergang $34S_{1/2} - 33P_{3/2}$. Die Übergangswellenlänge ist nach Tabelle A.1 mit 2.561 mm erheblich größer als bei den vorher diskutierten Messungen, also mußte bei Plattenabständen gleich der halben Übergangswellenlänge gemessen werden. Die größere Wellenlänge ergibt nach Formel 2.21 eine deutlich höhere thermische Photonenzahl von 51 auf diesem Übergang schon bei Raumtemperatur. Damit war es möglich, über einen weiteren Bereich hinweg zu überprüfen, ob die resonanten thermischen Verschiebungen linear mit der Photonenzahl skalieren. Mit einem gemessenen Effekt von 550 Hz wird dies klar bestätigt. Anzumerken ist, daß bei dieser Messung kein Beitrag von der quantenelektrodynamischen Niveaushiftung abzuziehen ist, da diese ja gemäß Formel 2.28 mit $1/n^2 L$ skaliert, also bei so großen Hauptquantenzahlen und Übergangswellenlängen nicht mehr nachweisbar ist. Die Verschiebung der Frequenz bei Meß- gegenüber der bei Referenzabstand kommt bei dieser Messung durch eine vorherige leichte Bedampfung der Platten mit Rubidium zustande. Dies unterstreicht die bereits mehrfach betonte Wichtigkeit der Kontrolle jeglicher DC-Stark-Verschiebungen in diesem Experiment. Diese Messung war nur möglich, weil durch die hohe Zahl von thermischen Pho-

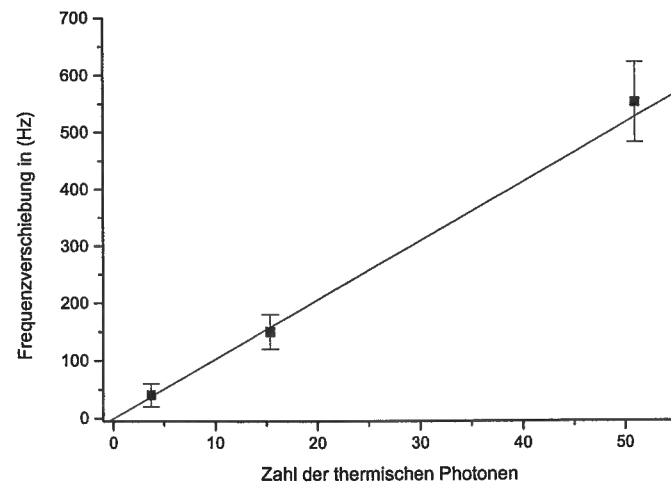


Abbildung 2.17: Messung der Energieniveaushiftung pro thermischem Photon. Aus der Steigung der Anpassungsgerade gewinnt man einen Wert von etwa 10 Hz pro thermischem Photon.

tonen die Resonanzstruktur besonders ausgeprägt war und damit die schwachen abstandsabhängigen Effekte, die von den bedampfungsinduzierten Kontaktpotentialen herrühren, komplett überdeckt. Der Nachweis eines 100-Hz-Effekts ist unter solchen Umständen nicht möglich. Gleichwohl stellt dies die größte jemals in dieser Apparatur gemessene thermische Frequenzverschiebung dar. Abb. 2.17 faßt alle in diesem Abschnitt präsentierten Messungen zusammen. Aus der Ausgleichsgerade gewinnt man eine thermische Energieniveaushiftung von etwa 10 Hz pro Photon. Dies ist ein klarer Nachweis der linearen Skalierung der resonanten thermischen Niveaushiftung mit der Photonenzahl.

2.3.3 Vakuuminduzierte resonante Energieniveaushiftung

Der Nachweis dieses Effekts ist experimentell sehr anspruchsvoll und nur möglich durch die extrem geringe Linienbreite des Farbstofflasersystems von nur 10 Hz. Die bereits besprochenen Probleme mit der Drift des Referenzresonators und mit jeglicher Bedampfung der Plattenstruktur, die Kontaktpotentiale erzeugt, stellen sich bei diesen Messungen in verschärfter Form. Trotzdem war der Nachweis des gesuchten Effekts bei verschiedenen Hauptquantenzahlen und Plattenabständen möglich. Abb. 2.18 zeigt die Messungen bei den Hauptquantenzahlen $n = 22$ und $n = 26$ im Vergleich. Die Messungen wurden jeweils bei einem Plattenabstand von $3/2\lambda$ bei Heliumtemperatur durchgeführt, wobei λ die Übergangswellenlänge zwischen den Zuständen $nS_{1/2} - (n-1)P_{3/2}$ bezeichnet. Die Messung mit dem $26S_{1/2}$ -Zustand ergibt eine Niveaushiftung von etwa 100 Hz, während beim $22S_{1/2}$ -Zustand der Effekt 120 Hz groß ist. Damit stellt sich die Frage, inwieweit nun diese Ergebnisse mit den theoretischen Voraussagen vergleichbar sind.

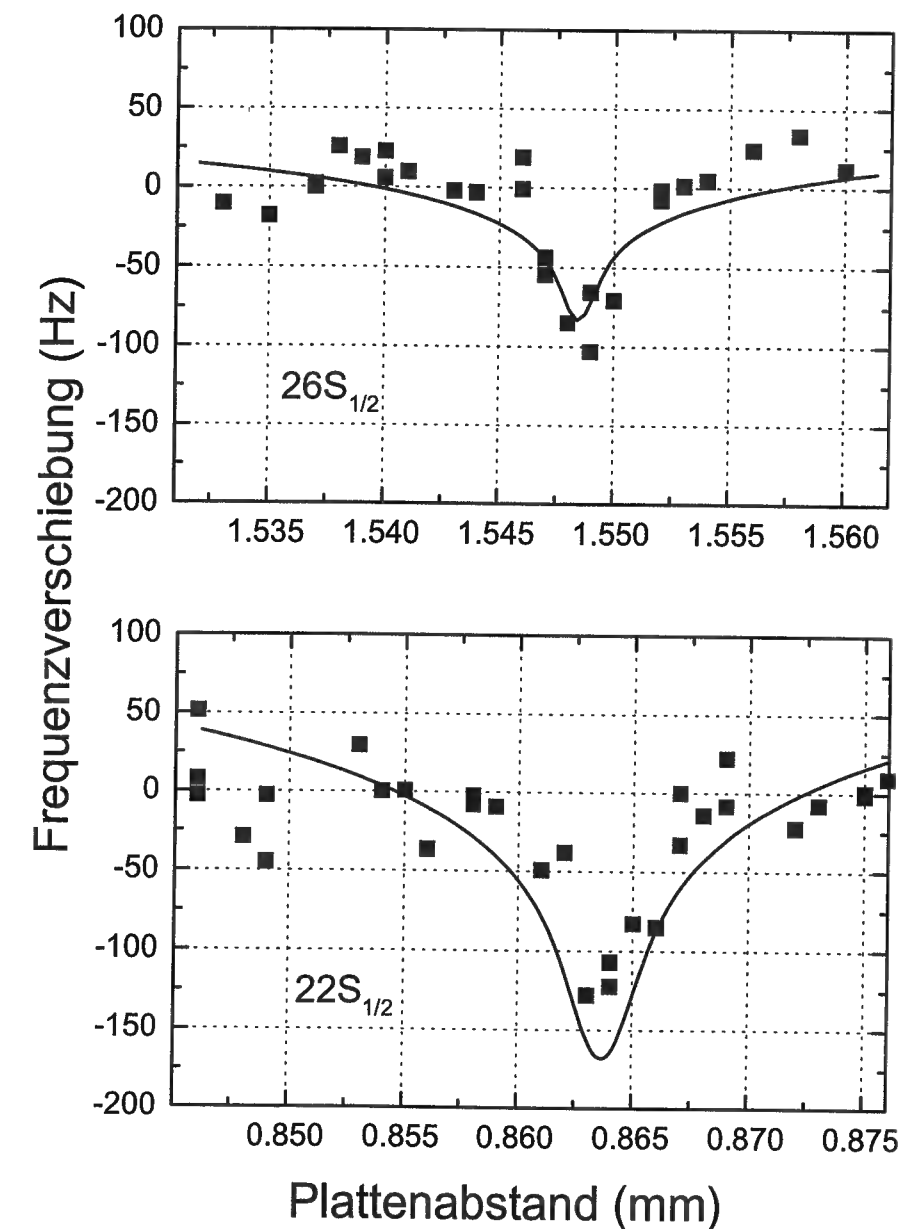


Abbildung 2.18: Messung der vakuuminduzierten resonanten Energieniveaushiftung für zwei verschiedene Übergänge. Eingezeichnet ist zusätzlich das Ergebnis der auf den Formeln 2.28 und 2.51 basierenden theoretischen Modellierung des Effekts.

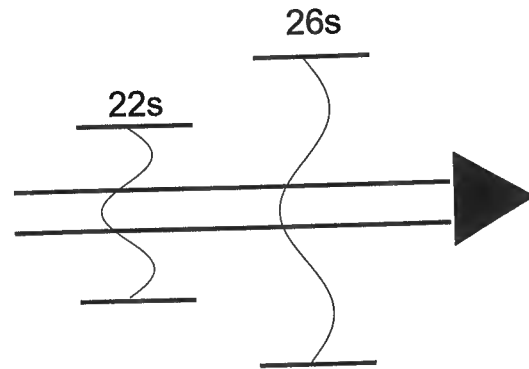


Abbildung 2.19: Maßstäbliche Darstellung der geometrischen Verhältnisse bei der Messung der resonanten vakuuminduzierten Energieniveaushiftung. Beim 22S-Zustand überstreichen große Teile des Atomstrahls Bereiche, in denen die Modenfunktion bereits stark abgefallen ist. Dies muß als geometrischer Korrekturfaktor beim Vergleich der Messungen berücksichtigt werden.

Da im Gegensatz zu den thermischen Effekten keine quantitativen Rechnungen zur vakuuminduzierten, resonanten Energieniveaushiftung für den Fall von Rubidium-Rydbergatomen vorliegen, soll versucht werden, die wichtigsten theoretischen Voraussagen über den Effekt zu überprüfen. Nach Formel 2.27 sind die wesentlichen Abhängigkeiten der Vakuumniveaushiftung Δ_{vac}

$$\Delta_{vac} \approx \frac{1}{L} \sum_{n' < n} E_{n'n}^2 R_{n'n}^2 \ln \left| 2 \cos\left(\frac{E_{n'n} L}{2\hbar c}\right) \right|. \quad (2.49)$$

Der dominante Beitrag kommt vom Übergang in den nächstniedrigeren dipolerlaubten Zustand. Wie in Tabelle A.3 angeführt, skalieren die Übergangsfrequenzen und damit auch die Übergangsenergien zwischen benachbarten Rydbergzuständen, mit der Hauptquantenzahl gemäß $E_{n'n} \approx n^{-3}$, während sich die Radialmatrixelemente, die den Hauptbestandteil der Dipolmatrixelemente darstellen, mit $R_{n'n} \approx n^2$ mit steigender Hauptquantenzahl vergrößern. Die gesamte resonante Vakuumverschiebung skaliert somit wie

$$\Delta_{vac} \approx \frac{1}{n^2 L} \ln \left| 2 \cos\left(\frac{E_{n'n} L}{2\hbar c}\right) \right|. \quad (2.50)$$

Dieser Term zeigt logarithmische Divergenzen, wenn der Plattenabstand L gleich einem ungeradzahligem Vielfachen der Übergangswellenlänge zum nächstniedrigeren Rydbergzustand ist. Diese Resonanzen sind in Abb. 2.18 klar erkennbar, haben aber natürlich keine unendliche Amplitude. Diese Divergenz rührt von der Annahme einer perfekten Reflektivität der parallelen Kupferplatten für Mikrowellenphotonen her, die in der Realität nicht gegeben ist. Als erste Näherung an eine realistischere Behandlung schlägt Barton in [65] vor, jede Reflexion des Mikrowellenphotons an den leitenden Platten mit einem kleinen

Felddämpfungsfaktor $e^{-\beta}$ zu berücksichtigen. Dies würde dann im Grenzfall unendlich vieler Reflexionen das Argument des Logarithmus in

$$\cos\left(\frac{E_{n'n} L}{2\hbar c}\right) \rightarrow \sqrt{\cos^2\left(\frac{E_{n'n} L}{2\hbar c}\right) + \sinh^2\left(\frac{\beta}{2}\right)} \quad (2.51)$$

verändern. Wenn also im Resonanzfall der Cosinus gegen Null geht, wird der Wert des Logarithmus nicht mehr singulär, sondern wird von dem Dämpfungsterm bestimmt, der eine nur schwach von der Wellenlänge der Mikrowellenstrahlung abhängige Materialkonstante der verwendeten Kupferplatten ist. Der Zusammenhang mit der Reflektivität R von Kupfer im betrachteten Wellenlängenbereich ist dann einfach $\beta = -\ln R/2$. Für die beiden verschiedenen Wellenlängen ergeben sich mit Hilfe der Tieftemperatur-Leitfähigkeit von Kupfer bei 4 K [112] und der Fresnel Formeln jeweils frequenzabhängige Reflektivitäten besser als $R = 0.9999$. Kombiniert man nun die Formeln 2.28 und 2.51 mit diesen Parametern so erhält man als theoretische Voraussage für die Größe der vakuuminduzierten resonanten Energieniveaushiftung schließlich (in Hz):

$$\Delta_{vac} \approx \frac{2,47 \times 10^4}{n^2 L} \ln 2 \sqrt{\cos^2\left(\frac{E_{n'n} L}{2\hbar c}\right) + \sinh^2\left(\frac{\beta}{2}\right)}, \quad (2.52)$$

wobei L in mm anzugeben ist. Um die unterschiedliche Unsicherheit beim Plattenabstand zu berücksichtigen, die bei der $22S_{1/2}$ -Messung wegen der größeren Verfahrstrecke der Piezomotoren größer ist, wurde Formel 2.52 noch über eine Gaußverteilung von Plattenabständen gemittelt, deren Standardabweichung für $n = 22$ zu $1\mu\text{m}$ und für $n = 26$ zu $0,5\mu\text{m}$ angenommen wurde. Wie Abb. 2.18 zeigt ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment recht gut, insbesondere wird die Breite der Resonanzstrukturen gut wiedergegeben.

Eine weitere geometrische Korrektur ist nötig, weil die Messungen mit einem Atomstrahl festen Durchmessers gemacht wurden aber die resonanten Plattenabstände mit $0,862\text{ mm}$ für den $22S_{1/2}$ - und $1,546\text{ mm}$ für den $26S_{1/2}$ -Zustand stark unterschiedlich sind. Da für stehende Wellen zwischen leitenden Platten die Größe der Vakuumfeld-induzierten Energieniveaushiftungen mit dem Quadrat der Modenfunktion, d.h. mit $\sin^2$, mit wachsendem Abstand von der Atomstrahlachse abfällt, überstreichen große Teile des Atomstrahls (Durchmesser zwischen den Platten $\approx 200\mu\text{m}$) im Falle $22S_{1/2}$ Bereiche, in denen die Modenfunktion und damit die Niveaushiftungen bereits stark abgefallen sind. Abb. 2.19 zeigt maßstäblich diese Situation. Da die gemessene Verschiebung ein Mittelwert über den Atomstrahldurchmesser ist, muß dieser geometrische Faktor berücksichtigt werden. Dies verkleinert bei der $22S_{1/2}$ -Messung die Größe der theoretisch zu erwartenden Resonanz und erklärt somit die geringen Abweichungen zwischen Theorie und Experiment bei dieser Messung. Angesichts der Näherungen bei der Ableitung von Gleichung 2.52, kann man das experimentelle Ergebnis also als Bestätigung der theoretischen Ergebnisse von Barton auffassen.

Insgesamt konnte mit diesen Messungen zum ersten Mal die resonante Energieniveaushiftung nachgewiesen werden, die durch die Veränderung des Vakuums durch ein Paar paralleler Leiterplatten verursacht wird. Resonanzen zeigen sich, wenn der Plattenabstand gleich ungeradzahligem Vielfachen der Übergangswellenlänge zum nächstniedrigeren dipolerlaubten Rydbergzustand ist. Die theoretischen Vorhersagen über die Größe dieses re-

tardierten Strahlungseffekts von etwa 100 Hz im betrachteten Parameterbereich können experimentell bestätigt werden. Die Messungen wurden sowohl bei 4 K durchgeführt, wo die thermische Photonenzahl vernachlässigbar ist, als auch bei 77 K und 292 K, wo resonante thermische Energieniveaushiftungen gefunden wurden, die linear mit der thermischen Photonenzahl skalieren. Damit ist demonstriert, wie empfindlich Atome auf das Heraus-schneiden nur eines einzigen resonanten Photons aus dem Modenkontinuum des Vakuums reagieren.

Kapitel 3

Ein-Atom-Maser

In diesem zweiten Teil der Arbeit wird ein Experiment beschrieben, bei dem die größtmögliche Modifikation des Vakuums verwirklicht ist. In einem zylindrischen Hohlraumresonator hoher Güte wird das Modenspektrum diskret. Ist keine der Resonatormoden resonant mit einem Übergang eines angeregten Atoms, so ist dessen spontaner Zerfall stark unterdrückt. Im Ein-Atom-Maser Experiment realisiert man gerade den gegenteiligen Grenzfall: man stimmt den Resonator auf den atomaren Übergang zwischen zwei nah benachbarten Zuständen eines hochangeregten Rydbergatoms ab. Zusätzlich hat der Resonator eine extrem lange Speicherzeit für die abgegebenen Mikrowellenphotonen, so daß ein Atom ein emittiertes Photon wieder absorbieren kann. Später eintretende Atome sehen wegen der gespeicherten Photonen ein verändertes Feld im Resonator und erfahren so indirekt etwas über das Schicksal der Atome, die vorher mit den Resonator in Wechselwirkung traten. Die Dynamik der Atome wird unter diesen Umständen nicht mehr vom spontanen Zerfall dominiert, sondern vom oszillatorischen Energieaustausch zwischen dem Atom und dem Resonatorfeld. Man spricht vom Regime der starken Kopplung, während im Experiment zur vakuuminduzierten Niveaushiftung weiterhin der spontane Zerfall der beherrschende Prozeß ist, man sich also im Bereich schwacher Atom-Feld-Kopplung befindet.

Das Instrument zur Erzeugung und zur Untersuchung des Maserfeldes sind hochangeregte Rubidium-Rydbergatome mit einer Hauptquantenzahl von $n = 63$. Diese Objekte existieren gewissermaßen im Grenzbereich zwischen klassischer und Quantenphysik, wo nach dem Korrespondenzprinzip die quantalen Eigenschaften der Atome dem klassischen Grenzfall immer näher kommen sollten. So ist in den Rydbergatomen das äußere Elektron fast komplett innerhalb eines Torus um die entsprechende semiklassische Bohrsche Elektronenbahn lokalisiert. Dies gilt in um so besserer Näherung, je höher der Bahndrehimpuls der Rydbergatome ist. Das Elektron reagiert wegen der nur noch geringen Bindung an den Kern extrem sensitiv auf seine Umgebung und macht Rydbergatome damit zu idealen Sonden zur Untersuchung von Resonatoreffekten. Ein weiterer Vorteil ist, daß die Übergänge zwischen hochliegenden Rydbergzuständen im Mikrowellenbereich um 21 GHz liegen und ein extrem hohes Dipolmatrixelement aufweisen, was die Realisierung der starken Kopplung erst möglich macht. Auch stehen Resonatoren sehr hoher Güte auf der Basis von supraleitendem Niob zur Verfügung. Damit ist die experimentelle Realisierung dieses wohl einfachsten Quantensystems aus einer quantisierten Strahlungsmode und einem Zwei-Niveau-Atom möglich und folglich eine Überprüfung der entsprechenden Vorhersagen der Quantenelektro-

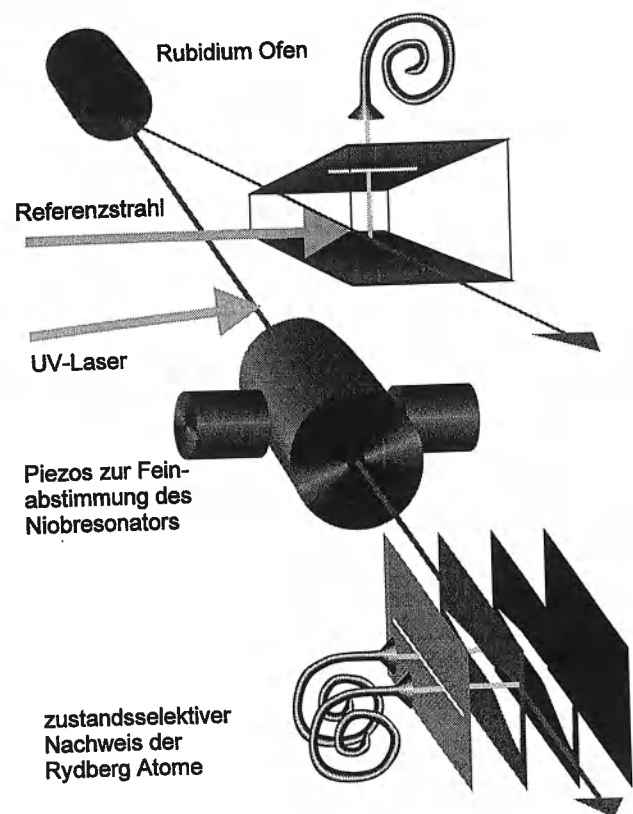


Abbildung 3.1: Hauptkomponenten des Maserexperiments. Die Atome fliegen aus einem Ofen in den Maserresonator, der mit piezoelektrischen Kristallen abgestimmt werden kann. Vor dem Resonator werden sie in das obere Maserniveau angeregt, dahinter zustandsselektiv nachgewiesen. Die Referenzeinheit dient der Geschwindigkeitsstabilisierung.

dynamik. Abb. 3.1 zeigt schematisch den Gesamtaufbau des Mikromaserexperiments. Eine genauere Charakterisierung der einzelnen Komponenten erfolgt dann im Kapitel über den experimentellen Aufbau.

3.1 Theorie

Die theoretische Modellierung des Mikromasers geht aus vom Jaynes-Cummings-Modell (JCM) [71], das die Wechselwirkung zwischen einem isolierten Zwei-Niveau-System und einer einzigen Mode des elektromagnetischen Strahlungsfeldes beschreibt. Man diagonalisiert den Wechselwirkungshamiltonian in der Basis der dressed states [34, 72] und findet, daß die Dynamik des Atoms von Rabioszillationen zwischen unterem und oberem Zustand bestimmt wird. Im Ein-Atom-Maser wechselwirkt immer nur ein Atom mit dem Strahlungsfeld; den weit überwiegenden Anteil der Zeit ist der Resonator leer und das Photonenfeld in ihm zerfällt. Aus dem Wechselspiel dieser Pump- und Dämpfungszyklen ergibt sich im stationären Zustand eine Photonenzahlverteilung im Resonator, die sich mit Hilfe der Ma-

sertheorie berechnen läßt.

Zum Vergleich mit den experimentellen Daten müssen alle diese theoretischen Betrachtungen noch erweitert werden. In den Eintrittslöchern der Niobresonatoren herrschen schwache elektrische Felder, die jedoch wegen der hohen Polarisierbarkeit der verwendeten Rydbergatome merkliche Auswirkungen haben. Durch die Stark-Verschiebung der beteiligten Zustände wird die Atom-Feld-Kopplung ortsabhängig. Berücksichtigt man dies in den theoretischen Modellen, so kann man numerisch die benötigten Emissionswahrscheinlichkeiten für mit dem Maserfeld wechselwirkende Atome berechnen und so die gefundenen Atominterferenzerscheinungen im Mikromaser erklären.

Schließlich hat die Masertätigkeit noch weitergehende Folgen. Jede Wechselwirkung mit einem Atom verändert die Dichtematrix des Maserfelds. Spätere Atome spüren deshalb bei ihrer Wechselwirkung mit dem Feld diese Modifikationen und werden darum über das Resonatorfeld mit den früher durchgeflogenen Atomen verschränkt. Dadurch kann es zu starken Korrelationen zwischen den Atomen kommen. Noch drastischere Auswirkungen ergeben sich, wenn es gelingt, einen Fangzustand des Maserfeldes zu präparieren. Das geschieht dann, wenn man die Parameter so wählt, daß ein Atom unter dem Einfluß des Resonatorfeldes beim Durchflug einen vollen Rabizyklus durchläuft, d.h. ein emittiertes Photon wieder absorbiert und folglich angeregt den Resonator verläßt. Die Photonenzahl im Resonator kann dann nicht mehr anwachsen, man sagt das Maserfeld befindet sich in einem trapping state.

3.1.1 Jaynes-Cummings-Modell und dressed states

Das Jaynes-Cummings-Modell liefert die theoretische Beschreibung für die kohärente Wechselwirkung zwischen einem Zwei-Niveau-System und einer Mode des quantisierten elektromagnetischen Feldes. Sie geht aus vom Jaynes-Cummings-Hamiltonian

$$H_{JC} = 1/2 \hbar \omega_0 \sigma_z + \hbar \omega a^\dagger a + \hbar \Omega(\vec{r})(a\sigma_+ + a^\dagger\sigma_-) \quad (3.1)$$

in der rotating wave approximation, die nichtresonante Wechselwirkungsprozesse vernachlässigt. Die einzelnen Anteile bezeichnen den Hamiltonoperator eines freien Zwei-Niveau-Atoms, wobei $\hbar \omega_0$ die Energiedifferenz zwischen oberem ($|e\rangle$) und unterem ($|g\rangle$) Zustand ist, den Hamiltonian einer elektromagnetischen Feldmode der Kreisfrequenz ω und den Wechselwirkungsoperator in Dipolnäherung. σ_z ist die z-Komponente der Pauli-Spin-Matrizen und die Operatoren $a\sigma_+$ und $a^\dagger\sigma_-$ symbolisieren die beiden möglichen Wechselwirkungsprozesse: Vernichtung eines Photons bei gleichzeitiger Anregung des Atoms und Zerfall des Atoms unter Erzeugung eines Photons

$$\sigma_+ = |e\rangle\langle g| \quad \text{und} \quad \sigma_- = |g\rangle\langle e|. \quad (3.2)$$

In $\Omega(\vec{r})$, die Atom-Feld-Kopplung, gehen der elektrische Feldvektor $\vec{E}$ und das Dipolmoment $\vec{d}$ gemäß

$$\Omega(\vec{r}) = \frac{\vec{d} \cdot \vec{E}(\vec{r})}{\hbar} \quad (3.3)$$

ein, mit

$$\vec{E} = \frac{\mathcal{E}_\Omega u(\vec{r})}{2}. \quad (3.4)$$

$u(\vec{r})$ ist die Modenfunktion der verwendeten Resonatormode und

$$\mathcal{E}_\Omega = \left(\frac{\hbar\Omega}{\epsilon_0 V}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

das elektrische Feld pro Photon der Frequenz Ω im Quantisierungsvolumen V .

Der Jaynes-Cummings-Hamiltonian läßt sich in der Basis der dressed states [34, 72] diagonalisieren, die mit den normalen Produktzuständen des kombinierten Atom-Feld-Systems $|e, n\rangle$ und $|g, n+1\rangle$ wie folgt zusammenhängen:

$$\begin{aligned} |1n\rangle &= \sin \Phi_n |e, n\rangle + \cos \Phi_n |g, n+1\rangle \\ |2n\rangle &= \cos \Phi_n |e, n\rangle - \sin \Phi_n |g, n+1\rangle \end{aligned} \quad (3.6)$$

mit

$$\begin{aligned} \cos \Phi_n &= \frac{R_n - \delta}{\sqrt{(R_n - \delta)^2 + 4(n+1)\Omega^2}} \\ \sin \Phi_n &= \frac{2\Omega\sqrt{n+1}}{\sqrt{(R_n - \delta)^2 + 4(n+1)\Omega^2}} \end{aligned} \quad (3.7)$$

und der verallgemeinerten Rabi-Frequenz bei einer Verstimmung $\delta = \omega_0 - \omega$ von der atomaren Übergangsfrequenz

$$R_n = 2\sqrt{(\delta/2)^2 + (n+1)\Omega^2}. \quad (3.8)$$

Die Energieeigenwerte des Jaynes-Cummings-Hamiltonians in dieser Basis sind dann

$$\begin{aligned} E_{1n} &= \hbar\left((n+\frac{1}{2})\omega + \frac{1}{2}R_n\right) \\ E_{2n} &= \hbar\left((n+\frac{1}{2})\omega - \frac{1}{2}R_n\right). \end{aligned} \quad (3.9)$$

Integriert man dann $\Omega(\vec{r})$ über das Modenvolumen V , so erhält man die effektive Atom-Feld-Kopplungskonstante g . Befinden sich nun genau n Photonen in der Mode, so findet man im Resonanzfall ($\delta = 0$) für die Wahrscheinlichkeit, ein anfangs angeregtes Atom nach einer Wechselwirkungszeit t_{int} im oberen Zustand zu detektieren, den Ausdruck

$$p_{|e\rangle} = \cos^2(g\sqrt{n+1}t_{int}). \quad (3.10)$$

Diese Oszillation mit der Wechselwirkungszeit t_{int} wird im allgemeinen als Rabi-Oszillation bezeichnet. Befindet sich nun als Anfangsphotonenverteilung ein kohärenter Zustand im Resonator, kann es durch das Zusammenspiel der aufgrund der Photonenstatistik vorhandenen verschiedenen Rabi-Frequenzen zu einem Kollaps und zum Wiederaufleben der Besetzungszahloszillationen kommen, ein Phänomen, das, theoretisch lange vorhergesagt [84, 85, 87], vor kurzem auch unter dem Einfluß nur einzelner Photonen experimentell nachgewiesen werden konnte [83, 86].

3.1.2 Standard-Masertheorie

Die Standard-Masertheorie geht im wesentlichen auf die Arbeiten von Filipowicz et al. [74] und Lugiato et al. [75] zurück. Um den stationären Zustand des Maserfeldes berechnen zu können, muß man die Entwicklung der Dichtematrix des kombinierten Atom-Feld-Systems verfolgen. Dazu unterteilt man die Entwicklung des Systems in Pump- und Dämpfungszyklen. Die Entwicklung während des Pumpzyklus, in dem ein Atom mit der Feldmode wechselwirkt, wird vom Jaynes-Cummings-Hamiltonian Formel 3.1 bestimmt. Als Anfangszustand der Gesamtdichtematrix zum Zeitpunkt t_i , $\rho(t_i)$, nimmt man das Tensorprodukt aus dem anfänglichen Feldzustand $\rho_F(t_i)$ und dem atomaren Zustand $\rho_A(t_i)$. Nach einer kohärenten Wechselwirkung der Dauer t_{int} hat sich das Maserfeld wie folgt verändert:

$$\rho_F(t_i + t_{int}) = \text{Tr}_A [U_{JC}(t_{int})\rho(t_i)U_{JC}^\dagger(t_{int})] = F(t_{int})\rho_F(t_i). \quad (3.11)$$

Tr_A steht für eine Spurbildung über alle atomaren Freiheitsgrade und der Zeitentwicklungsoperator U_{JC} ist definiert als

$$U_{JC} = \exp\left(-\frac{i}{\hbar}H_{JC}t_{int}\right). \quad (3.12)$$

Den in Gl. 3.11 definierten Operator F kann man symbolisch als Pumpoperator auffassen.

Der Ein-Atom-Maser ist die meiste Zeit leer. In diesen Abschnitten ohne Pumpereignis zerfällt das im Resonator gespeicherte Feld. Dies kann man als Kopplung des Maserfeldes an ein Reservoir von unendlich vielen harmonischen Oszillatoren modellieren und erhält für die Entwicklung der Felddichtematrix die folgende Mastergleichung [34]

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_F &= \frac{\Gamma}{2}(n_{th} + 1) \left([a, \rho_F a^\dagger] + [a \rho_F, a^\dagger] \right) \\ &+ \frac{\Gamma}{2}n_{th} \left([a^\dagger, \rho_F a] + [a^\dagger \rho_F, a] \right) = \mathcal{L}\rho_F, \end{aligned} \quad (3.13)$$

wobei n_{th} die Zahl der thermischen Photonen in der Feldmode ist und Γ die Dämpfungsrate für die Photonen im Resonator.

Man ist interessiert am Feldzustand zu dem Zeitpunkt, an dem das nächste Atom in den Resonator eintritt. Der sei mit t_{i+1} bezeichnet. Dann gilt $t_{i+1} = t_i + t_{int} + t_d$, mit t_d als Dauer des Dämpfzyklus. Man vernachlässigt nun die Felddämpfung während der kohärenten Atom-Feld-Wechselwirkung. Das ist wohlbegründet, da im Maser die Photonen-speicherzeit um das bis zu Tausendfache länger ist als die Atom-Feld-Wechselwirkungszeit t_{int} . Dann kann man für die Entwicklung der Felddichtematrix die Operatorengleichung

$$\rho_F(t_{i+1}) = \exp(L \cdot t_d) F(t_{int}) \rho_F(t_i) \quad (3.14)$$

angeben. Nun kommen die Atome aus einer thermischen Quelle und somit sind ihre Ankunftszeiten am Resonator Poisson-verteilt mit einer Rate R . Dies erlaubt es, die obige Gleichung über eine Poisson-Verteilung der Zeitabstände zwischen je zwei Atomen zu mitteln und man erhält die Bestimmungsgleichung für die Dichtematrix des Maserfeldes im stationären Zustand

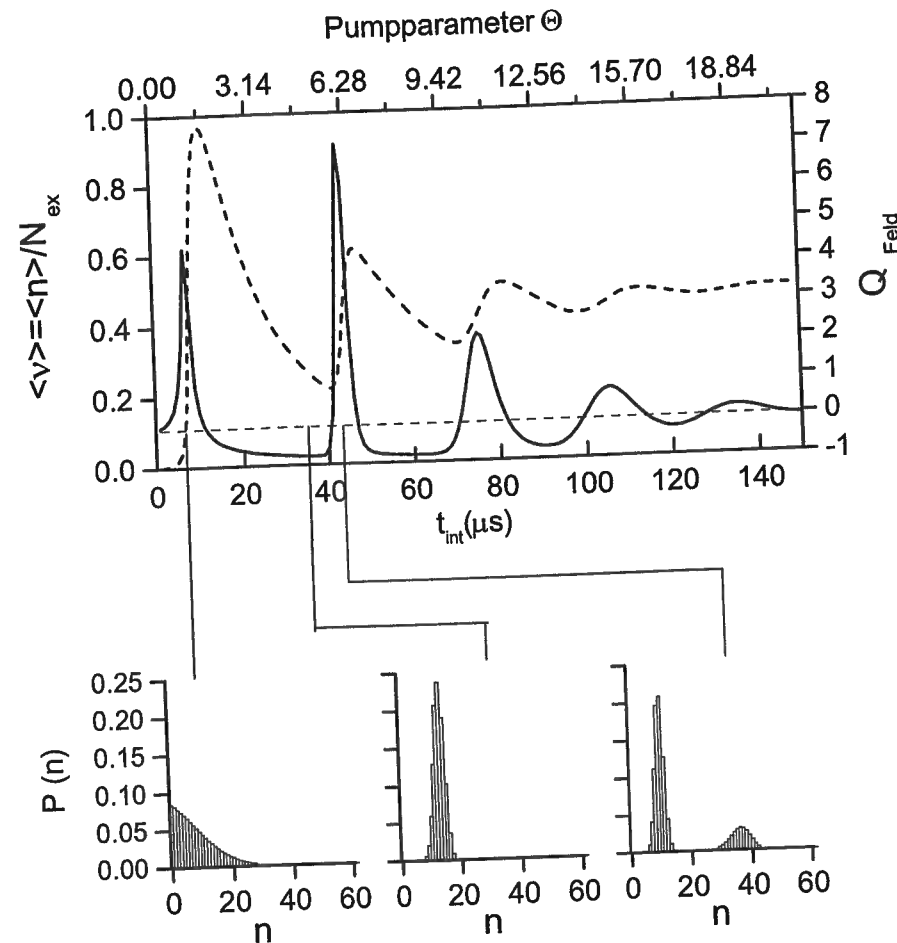


Abbildung 3.2: Maserpumpkurve, d.h. atomare Inversion als Funktion des Pumpparameters Θ bzw. als Funktion der Wechselwirkungszeit t_{int} (gestrichelt). Mit eingezeichnet ist der Fano-Mandel-Q-Parameter des Maserfeldes (durchgezogen). Zusätzlich ist die stationäre Photonenzahlverteilung unterhalb der ersten Schwelle (thermisch), vor der zweiten Schwelle (sub-Poisson) und auf der zweiten Schwelle (super-Poisson) eingezeichnet. Die Parameter der Rechnung waren: Atom-Feld-Kopplungskonstante $g=20$ kHz, Pumprate $N_{ex} = 50$, Geschwindigkeitsselektion 3%, atomare Lebensdauer $400\mu s$ und eine Temperatur von 0.5 K.

$$\rho_F^{stst} = \frac{1}{(1 - \frac{t}{R})} F(t_{int}) \rho_F^{stst}. \quad (3.15)$$

Nun will man noch explizite Ausdrücke für die Photonenzahlverteilung im Maserresonator gewinnen. Dazu berücksichtigt man zuerst, daß im Experiment alle Atome im angeregten Zustand in den Resonator gelangen und sich dieser anfangs im thermischen Zustand befindet. Dadurch werden in der Fockdarstellung nur die Hauptdiagonalelemente besetzt und das bleibt so während der gesamten Entwicklung. Deswegen muß im stationären Zustand für jede Photonenzahlwahrscheinlichkeit p_n ein detailliertes Gleichgewicht herrschen, d.h., erhöht sich die Wahrscheinlichkeit p_n so müssen sich die Wahrscheinlichkeiten p_{n+1}

und p_{n-1} entsprechend verringern. Dies ist so, da der Jaynes-Cummings-Hamiltonian immer nur Zustände mit um Eins verschiedener Photonenzahl miteinander koppelt. Zusammen mit der Normierungsbedingung, daß die p_n für n gegen Unendlich gegen Null gehen müssen, lassen sich Rekursionsrelationen für die Photonenzahlwahrscheinlichkeiten p_n aufstellen, die schließlich die stationäre Photonenzahlverteilung

$$p_n = C \left(\frac{n_{th}}{n_{th} + 1} \right)^n \prod_{k=1}^n \left(1 + \frac{N_{ex} \beta_k}{n_{th} k} \right) \quad (3.16)$$

mit den bedingten Emissionswahrscheinlichkeiten

$$\beta_k = \frac{kg^2}{(\delta/2)^2 + kg^2} \sin^2 \left(\sqrt{(\delta/2)^2 + kg^2} t_{int} \right) \quad (3.17)$$

liefert. C ist hierbei eine Normierungskonstante, die dafür sorgt, daß die Summe der Besetzungswahrscheinlichkeiten p_n gleich eins ist. Dies ist die zentrale Formel der klassischen Masertheorie. Mit ihr lassen sich alle Eigenschaften des Maserfeldes berechnen. N_{ex} bezeichnet die Zahl der Atome, die während einer Feldzerfallszeit durch den Resonator fliegen. Abb. 3.2 zeigt die stationäre Photonenzahlverteilung im Maserfeld als Funktion der Wechselwirkungszeit oder äquivalent als Funktion des Pumpparameters

$$\Theta = \sqrt{N_{ex} g t_{int}}. \quad (3.18)$$

Nach einem steilen Anstieg zu einer ersten Schwelle, der von einer thermischen Verteilung ausgeht, sinkt die Photonenzahl im Resonator trotz höherer Pumprate wieder ab, um später wieder zu weiteren Schwellen anzusteigen. Dieses Verhalten der Maserpumpkurve zeigt direkt die von der Jaynes-Cummings-Wechselwirkung verursachten Rabioszillationen zwischen oberem und unterem Maserzustand. Zusätzlich ist der Fano-Mandelsche-Q-Parameter als statistisches Maß für die Schwankungen des Maserfeldes eingezeichnet. Er ist definiert als:

$$Q(t) = \frac{\langle n^2(t) \rangle - \langle n(t) \rangle^2}{\langle n(t) \rangle} - 1 \quad (3.19)$$

und ist ein Maß für die Abweichung der Varianz einer gegebenen Photonenzahlverteilung von der Varianz einer Poisson-Verteilung. Ist $Q > 0$, so sind die Schwankungen größer als bei einer Poisson-Verteilung. Wie Abb. 3.2 zeigt, tritt dies immer im Bereich der Schwellen in der Pumpkurve auf. Den Grund erkennt man in den darunter abgebildeten Photonenzahlverteilungen. Das Maserfeld springt zwischen zwei schmalen Verteilungen verschieden großer mittlerer Photonenzahl hin und her. Das System kann in diesen Bereichen sogar Bistabilität und Hysterese zeigen, wie in [79] erstmals experimentell nachgewiesen wurde. Eine semiklassische Analyse der Maserdynamik [81, 82] zeigt, daß der Maser an den Schwellen zwischen zwei Minima eines Fokker-Planck-Potentials springt, die jeweils mit Lösungen der Fokker-Planck-Gleichung mit hoher bzw. niedriger Photonenzahl im Maserresonator korrespondieren.

Die breiten Bereiche mit sub-Poissonscher Photonenzahlstatistik sind dagegen ein direktes Zeichen der quantalen Natur des Mikromasers. In der klassischen Elektrodynamik gibt es keine Felder mit sub-Poissonscher Statistik. Hier ist ein stabilisierender Rückkopplungsmechanismus am Werk, der auf der Diskretheit der Rabifrequenzen des quantisierten Feldes

beruht. In diesen Bereichen ergänzen sich die Photonenstatistik p_n und die bedingten Emissionswahrscheinlichkeiten β_n gerade so, daß die Emission eines Photons in die Feldmode die Wahrscheinlichkeit für das nächste ankommende Atom verringert, ebenfalls ein Photon in den Resonator abzugeben. Dadurch wird die Photonenzahl im Resonator stabilisiert und folglich die Varianz der Photonenzahlverteilung verringert. Eine weitere Folge dieses Mechanismus ist, daß Grundzustandsatome dazu tendieren, mit einem größeren gegenseitigen zeitlichen Abstand aufzutreten. Dieses antibunching der Grundzustandsatome mißt man mit der Zwei-Atom-Korrelationsfunktion oder g_2 -Funktion, die definiert ist als:

$$g_2(t) = \frac{\langle n(t_0)n(t_0+t) \rangle}{\langle n(t) \rangle^2}. \quad (3.20)$$

Sie ist die zweite wichtige statistische Größe zur Charakterisierung des Maserfeldes und wird wie die Q -Funktion bei den später zu beschreibenden Messungen eine wichtige Rolle spielen. Erste experimentelle Nachweise von sub-Poissonschen Schwankungen des Maserfeldes finden sich in [76, 77], Messungen zum antibunching der Grundzustandsatome in [82].

3.1.3 Theorie der Atomstatistik

Die bisherigen Aussagen bezogen sich immer nur auf die Eigenschaften des Maserfeldes. Dieses ist aber der Messung nicht direkt zugänglich, da es keine Einzelphotonen-Detektoren für Mikrowellen gibt und man außerdem nicht mit einer Sonde in den geschlossenen Zylinderresonator eindringen kann, ohne das Maserfeld massiv zu verändern. Informationen über das Feld kann man deshalb nur aus der einzigen zugänglichen Meßgröße, der Statistik der den Resonator verlassenden Atome, gewinnen. Ein möglicher Zugang zu diesem Problem ist, einen analytischen Zusammenhang zwischen den Eigenschaften des Feldes und denen der Atome zu suchen. Unter stark vereinfachenden Annahmen, insbesondere der, daß das Maserfeld in allen Parameterregionen innerhalb von nur zwei Feldzerfallszeiten seinen stationären Zustand erreicht, wurde in [76, 77] der folgende Zusammenhang zwischen Atom- und Feldstatistik im stationären Zustand hergeleitet:

$$Q_A(\infty) = \eta Q_F(2 + Q_F), \quad (3.21)$$

mit der Nachweiswahrscheinlichkeit η . Diese Formel gibt, insbesondere für kleine Werte des Pumpparameters Θ , die Hauptmerkmale der stationären Atomstatistik wieder. Es stellte sich aber bald heraus, daß die zugrundeliegenden Annahmen in vielen Parameterbereichen problematisch waren und zum zweiten die Gleichung 3.21 keine Aussage zum Zeitverhalten des Fano-Mandel-Parameters macht, an dem man besonders interessiert ist. Deshalb wurde von Briegel et al. [99] ein komplett neuer theoretischer Zugang entwickelt, der seine Betrachtung bei der eigentlichen meßbaren Größe, nämlich bei den Signalimpulsen der Detektoren, ansetzt. Er versucht die bedingte Wahrscheinlichkeit für einen Nachweis im Detektor x zu finden, wenn vorher ein Atom im Detektor y nachgewiesen wurde oder auch, wegen der endlichen Nachweiswahrscheinlichkeit η , der Beobachtung entkam.

Das Modell unterteilt das Geschehen im Mikromaser in drei Schritte. Zuerst wird ein Atom im Ausgangszustand präpariert. Bei den hier vorgestellten Messungen ist das immer ein reiner Rydbergzustand, es sind aber auch Superpositionszustände möglich. Anschließend findet die Wechselwirkung mit dem im Resonator gespeicherten Feld statt. Zuletzt

stellt man mit einer Detektionseinheit fest, in welchem von zwei orthogonalen Zuständen $|A\rangle$ oder $|B\rangle$ sich das Atom befindet. Hier sind das wiederum reine Rydbergzustände, aber auch Superpositionszustände sind möglich, wenn man vor und nach dem Resonator Mikrowellenzonen anbringt. Auch sind verschiedene Nachweiswahrscheinlichkeiten für die beiden Zustände erlaubt, im vorliegenden Experiment sind sie jedoch einheitlich $\eta = 40\%$. Vor der Wechselwirkung ist das Photonenfeld im Resonator in einem Ausgangszustand $\rho_F^{(0)}(a^\dagger, a)$, danach, aber vor der Detektion, im verschränkten Atom-Feld-Zustand

$$|A\rangle\rho^{AA}\langle A| + |A\rangle\rho^{AB}\langle B| + |B\rangle\rho^{BA}\langle A| + |B\rangle\rho^{BB}\langle B|. \quad (3.22)$$

Danach wird durch die Detektion ein bestimmter Feldzustand aus dieser Superposition herausprojiziert und die Verschränkung zwischen Atom und Feld dadurch aufgehoben. Dieser Vorschrift folgend kann man dann die Meßoperatoren für das gewählte Detektionsschema mit den Relationen

$$\begin{aligned} \rho^{AA} &= \mathcal{A}\rho_F^{(0)} \\ \rho^{BB} &= \mathcal{B}\rho_F^{(0)} \end{aligned} \quad (3.23)$$

definieren. Nun hat man drei Möglichkeiten zu unterscheiden. Man detektiert das Atom im Zustand $|A\rangle$ und das Photonenfeld im Resonator wird auf den Zustand

$$\rho_F^{(0)} \rightarrow \frac{\mathcal{A}\rho_F^{(0)}}{\text{Tr}_F\{\mathcal{A}\rho_F^{(0)}\}} \quad (3.24)$$

projiziert, wobei die Spur über die Photonenzustände im Nenner die Normierung des Zustands sicherstellt. Dieses Ereignis tritt mit der Wahrscheinlichkeit

$$\eta \text{Tr}_F\{\mathcal{A}\rho_F^{(0)}\} \quad (3.25)$$

ein. Analog bei Nachweis eines Klicks im Detektor B

$$\rho_F^{(0)} \rightarrow \frac{\mathcal{B}\rho_F^{(0)}}{\text{Tr}_F\{\mathcal{B}\rho_F^{(0)}\}}, \quad (3.26)$$

was mit der Wahrscheinlichkeit

$$\eta \text{Tr}_F\{\mathcal{B}\rho_F^{(0)}\} \quad (3.27)$$

passiert. Die dritte Möglichkeit ist, daß man zwar beobachtet, aber wegen der nicht hundertprozentigen Nachweiswahrscheinlichkeit das Atom nicht detektiert und folglich auch nicht weiß, in welchem Zustand es den Resonator verlassen hat. Diese Möglichkeit bringt eine Nichtlinearität in die Gleichungen, denn diesmal erfolgt die Projektion des Resonatorfeldes auf den Endzustand

$$\rho_F^{(0)} \rightarrow \frac{(1-\eta)\mathcal{A}\rho_F^{(0)} + (1-\eta)\mathcal{B}\rho_F^{(0)}}{1 - \eta \text{Tr}_F\{\mathcal{A}\rho_F^{(0)}\} - \eta \text{Tr}_F\{\mathcal{B}\rho_F^{(0)}\}}. \quad (3.28)$$

Die Wahrscheinlichkeit für dieses Ereignis ist dann natürlich

$$1 - \eta \text{Tr}_F\{\mathcal{A}\rho_F^{(0)}\} - \eta \text{Tr}_F\{\mathcal{B}\rho_F^{(0)}\}. \quad (3.29)$$

Zwischen den Detektionseignissen wird die freie Entwicklung der Felddichtematrix mit der nichtlinearen Mastergleichung

$$\dot{\rho}_F(t) = (1 - \eta)R(\mathcal{A} + \mathcal{B} - 1)\rho_F(t) + \mathcal{L}\rho_F(t) \quad (3.30)$$

modelliert, mit der atomaren Pumprate R und dem bereits in Gl. 3.13 definierten Liouville Operator $\mathcal{L}$. Diese Mastergleichung und die vorher beschriebenen verschiedenen Projektionsvorschriften für die Felddichtematrix sind die physikalische Grundlage dieser theoretischen Betrachtungen. Den weiteren Gang der Rechnungen darzulegen würde im Rahmen dieser Arbeit zu weit führen und deshalb sollen hier nur die Endergebnisse für die atomare Q - und g_2 -Funktion angegeben werden. Sie lauten:

$$Q_A(t) = 2\eta R \int_0^t dt' (1 - \frac{t'}{t}) \times \text{Tr}_F\{\mathcal{A} \exp[(R(\mathcal{A} + \mathcal{B} - 1) + \mathcal{L})t'] \mathcal{M}_A \rho_F^{(SS)}\} \quad (3.31)$$

und

$$g_2(t) = \frac{\text{Tr}_F\{\mathcal{A} \exp[(R(\mathcal{A} + \mathcal{B} - 1) + \mathcal{L})t] \mathcal{A} \rho_F^{(SS)}\}}{[\text{Tr}_F\{\mathcal{A} \rho_F^{(SS)}\}]^2} \quad (3.32)$$

mit

$$\mathcal{M}_A \rho \equiv \frac{\mathcal{A} \rho_F^{SS}}{\text{Tr}_F\{\mathcal{A} \rho_F^{SS}\}} - \rho_F^{SS}. \quad (3.33)$$

Diese beiden Formeln wurden angegeben, da sie direkt mit experimentellen Ergebnissen verglichen werden können, was im Abschnitt 3.3.1 geschehen soll. Bleibt noch die Frage, wie das Feld im stationären Zustand aussieht. Dafür kann man die bereits abgeleitete Antwort der Standard-Maserttheorie verwenden, die besagt, daß die Besetzungswahrscheinlichkeit für eine bestimmte Photonenzahl mit einer quantisierten Rabi-Frequenz oszilliert, oder übersetzt auf die hier verwendete Notation

$$\text{Tr}_F\{\mathcal{A} \rho_F^{SS}\} = \sum_{n=0}^{\infty} \sin^2(\sqrt{n+1} g t_{int}) \cdot p_n \quad (3.34)$$

mit p_n als der Besetzungswahrscheinlichkeit für den n -Photonen-Fockzustand. Noch allgemeiner gilt:

$$\text{Tr}_F\{\mathcal{A} \rho_F^{SS}\} = \sum_{n=0}^{\infty} \beta(n) \cdot p_n \quad (3.35)$$

wobei die $\beta(n)$ photonenzahlabhängige Emissionswahrscheinlichkeiten für wechselwirkende

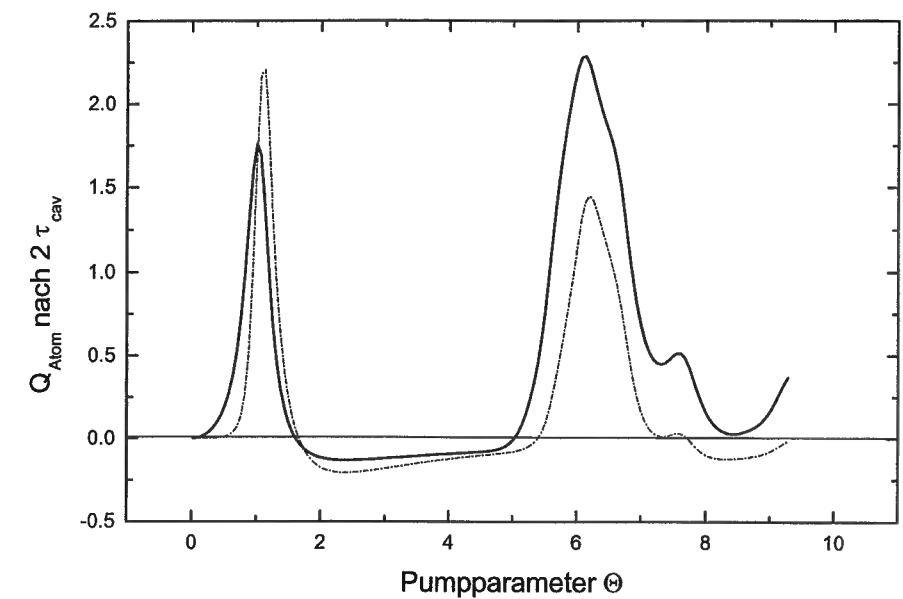


Abbildung 3.3: Vorhersagen der Formeln 3.21 (gepunktet) und 3.31 (durchgezogen) über die Atomstatistik im stationären Zustand im Vergleich. Insbesondere im Bereich der Schwellen ergeben sich deutliche Abweichungen.

Atome sind. Diese Verallgemeinerung ist notwendig, um die experimentell gefundenen Atominterferenzeffekte, die im nächsten Abschnitt erklärt werden sollen, in die Theorie mit einbeziehen. Die $\beta(n)$ werden dann numerisch gewonnen. Abb. 3.3 zeigt einen Vergleich der Formeln 3.21 und 3.31 für eine Beobachtungszeit von zwei Resonatorzerfallszeiten. Während sie in vielen Bereichen recht gut übereinstimmen, zeigen sich um die zweite Maserschwelle herum starke Abweichungen. Nur der Vergleich mit dem Experiment kann entscheiden, ob der einfache statistische Zugang von Formel 3.21 ausreicht oder die aufwendigere Theorie zur Beschreibung der Vorgänge im Mikromaser notwendig ist.

3.1.4 Atominterferenz im Mikromaser

Auf die Spur dieses für die Maserdynamik so wichtigen Effekts kam man durch das genaue Studium von Maserresonanzlinien bei sehr tiefen Temperaturen und bei geringen Schwankungen von Wechselwirkungszeit und atomarer Zählrate [80, 81, 82]. Unter diesen Bedingungen treten auf der niederfrequenten Flanke sägezahnartige Strukturen auf, bei gleichzeitiger starker Verbreiterung der Resonanzlinie. Eine Erklärung dieser Strukturen durch den Zeeman- bzw. den AC-Stark-Effekt war nicht möglich, da die durch diese Mechanismen verursachten Veränderungen erheblich kleiner als die experimentell gefundenen Modifikationen der Maserresonanzlinien sind.

Die Interferenzeffekte sollten folglich auf dem DC-Stark-Effekt beruhen. Ein Einfluß von statischen elektrischen Streufeldern war wegen einiger Besonderheiten der verwendeten zylindrischen Hohlraumresonatoren zu erwarten. Einzelheiten dazu werden im Abschnitt über

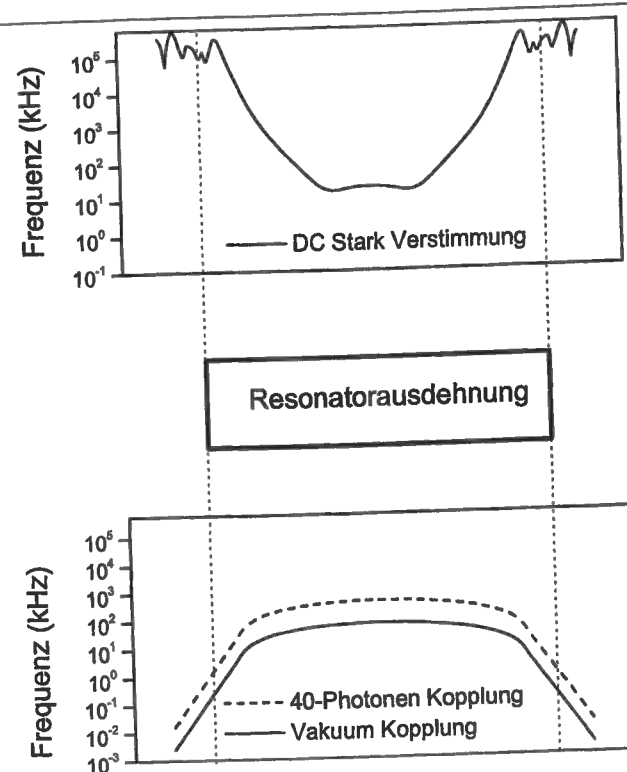


Abbildung 3.4: Verteilung der elektrischen Streufelder im Niobresonator. Ihre Stärke wird als Energieverschiebung des oberen Maserzustands angegeben.

die Niobresonatoren beschrieben. Wichtig für die theoretische Modellierung ist nur, daß diese Felder im Bereich des Ein- und Austrittsloches relativ stark sind, um dann zur Mitte hin exponentiell abzufallen. Abb. 3.4 zeigt die physikalischen Verhältnisse. Relevant ist nun der Einfluß der elektrischen Streufelder auf die kombinierten Atom-Feld-Zustände, die bereits in Formel 3.6 definiert wurden. Wegen der großen Polarisierbarkeit von Rydbergzuständen ist die Verschiebung der dressed states im Bereich der Eintrittslöcher erheblich größer als die Atom-Feld-Kopplung. Die Dynamik des Gesamtsystems wird hier also von den Streufeldefekten dominiert, im Gegensatz zu den Verhältnissen im Innern des Resonators, wo selbst die Vakuumkopplung stärker ist als sämtliche Starkverschiebungen.

Vor dem Resonator sind die beiden dressed states $|1n\rangle$ und $|2n\rangle$ energetisch getrennt. Sie reagieren unterschiedlich auf die Streufelder am Eintrittsloch und so kann es bei einer geeigneten Kombination aus der Größe der Streufelder, Größe der Atom-Feld-Kopplung g und der Geschwindigkeit der Atome dazu kommen, daß die beiden dressed states energetisch entarten und Übergänge zwischen ihnen möglich werden. Damit präpariert man eine kohärente Superposition zwischen oberem und unterem Maserzustand. Im Inneren des Resonators sind die dressed states wieder energetisch getrennt und wechselwirken mit dem Maserfeld. Da beide unterschiedlich mit der Feldmode interagieren, erleiden die beiden Komponenten der am Eintrittsloch präparierten Superposition eine unterschiedliche Phasenverschiebung. Am Austrittsloch sind dann wieder Übergänge zwischen den dressed states unter dem Einfluß der Streufelder möglich. Je nach dem Phasenunterschied sind dann konstruktive und destruktive Interferenz möglich.

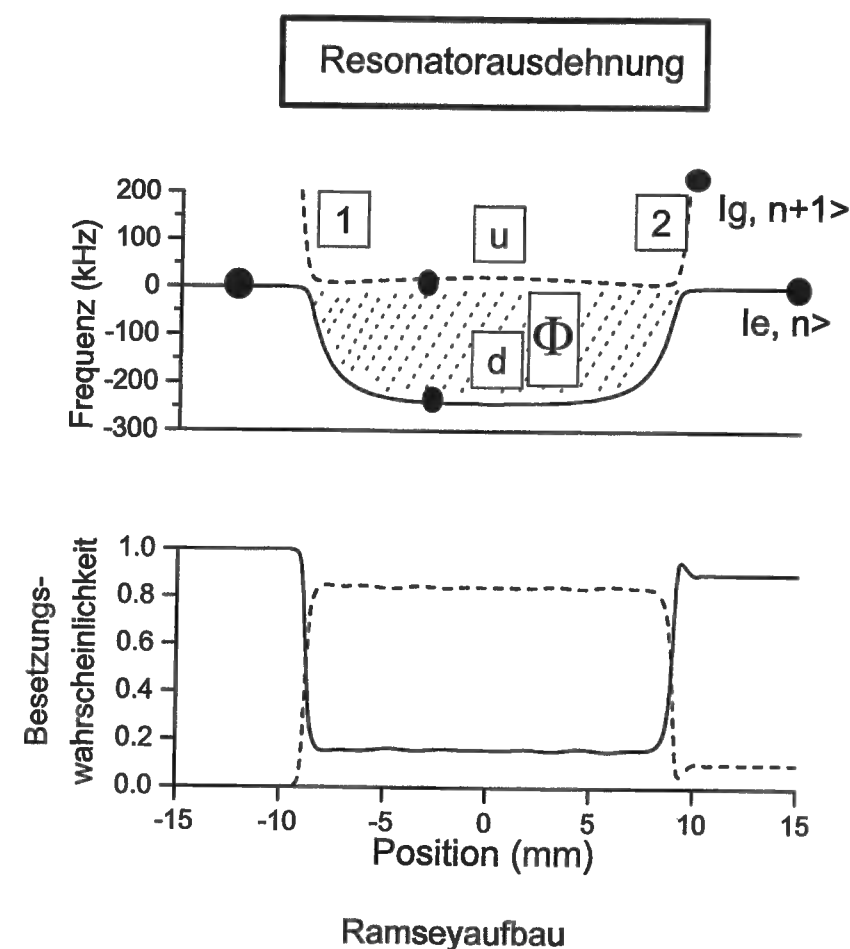


Abbildung 3.5: Verhalten der gekoppelten Atom-Feld-Zustände unter dem Einfluß der Streufelder und des Maserfeldes. Die beiden dressed states, die durch die Jaynes-Cummings-Wechselwirkung gekoppelt sind, reagieren unterschiedlich auf die Streufelder, wodurch im Ein- und Austrittsbereich, unter geeigneten Umständen, eine diabatische Mischung der beiden Zustände erfolgen kann. Innerhalb des Resonators sind sie energetisch wieder getrennt und erhalten durch die Wechselwirkung mit dem Maserfeld eine unterschiedliche Phase, die Grundlage der beobachteten Atominterferenzerscheinungen ist. Man kann diesen Mechanismus als Ramsey-Interferenz unter dem Einfluß des nichtklassischen Maserfeldes deuten.

Dieser Mechanismus ist noch einmal in Abb. 3.5 veranschaulicht. Man erkennt sofort die starke Ähnlichkeit zur im Abschnitt 2.1.4 beschriebenen optischen Ramsey-Methode. Die interferierenden Komponenten sind in diesem Falle nicht atomare Zustände sondern gekoppelte Atom-Feld-Zustände. Die getrennten oszillierenden Felder sind ersetzt durch einen Mischmechanismus, der, abhängig von der Größe der Streufelder, der atomaren Geschwindigkeit und der Atom-Feld-Kopplung, Übergänge zwischen verschiedenen dressed states möglich macht. Das Geschehen zwischen den Präparationszonen der Superposition wird bestimmt von der quantalen Jaynes-Cummings-Dynamik. Insgesamt kann man das ganze Phänomen als Ramsey-Interferenz zwischen dressed states unter dem Einfluß des nichtklassischen Maserfeldes beschreiben.

All diese Gedanken muß man für die theoretische Modellierung natürlich quantitativer formulieren. Dies geschieht mit Hilfe von Misch- und Entwicklungsmatrizen, die den Effekt der streufeldinduzierten Mischprozesse in den Resonatorlöchern und der kohärenten Entwicklung im Innern des Niobzylinders auf die beiden dressed states $|1n\rangle$ und $|2n\rangle$ beschreiben. Diese Ableitungen werden in [82] ausgeführt und man erhält schließlich einen Satz von Bestimmungsgleichungen für die Emissionswahrscheinlichkeiten β_k , die bereits in Gleichung 3.17 eingeführt wurden. Da diese β_k ohnehin nur numerisch ermittelt werden können, kann man bei ihrer Berechnung gleich eine Mittelung über die verschiedenen experimentellen Schwankungen miteinbeziehen. Diese β_k setzt man dann statt der sinusförmigen Rabioszillationen in die Formel 3.16 für die stationäre Photonenzahlverteilung ein und kann dann sämtliche interessierenden Größen berechnen. Wie erwartet werden nun die Inversion und alle statistischen Eigenschaften der Atome stark abhängig von der Verstimmung δ des Resonators von der atomaren Übergangsfrequenz. Die Maserresonanzkurven zeigen scharfe Interferenzzacken. Kapitel 3.3.1 vergleicht experimentelle und theoretische Befunde. Insbesondere konnte durch Kombination der numerisch ermittelten β_k mit Formel 3.31 und durch Messung des Zeitverhaltens der atomaren Q-Funktion in Abhängigkeit von der Verstimmung der bisher genaueste experimentelle Test der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Theorie des Ein-Atom-Masers durchgeführt werden.

3.1.5 Atom-Atom-Korrelationen

Gemessene Korrelationen zwischen aufeinander folgenden Atomen sind die Folge einer Verschränkung zwischen diesen. Wie im Abschnitt 3.1.3 erläutert wurde, entsteht durch die kohärente Atom-Feld-Wechselwirkung primär eine starke Verschränkung zwischen den Atomen und dem Feld im Resonator. Bedingt durch die extrem hohe Feldspeicherzeit des Resonators spüren jedoch später hindurchfliegende Atome die Veränderung des Photonenfeldes, die durch die Wechselwirkung mit früher hindurchgefliegenen Atomen verursacht wurde. Dadurch entsteht auch eine Verschränkung zwischen aufeinander folgenden Atomen, die man als Atom-Atom-Korrelation im Mikromaser nachweisen kann. Nun stellt sich natürlich sofort die Frage, wie man diese Korrelationen quantifizieren kann und welches die geeignete Meßgröße ist.

Einem Vorschlag von Englert folgend [101] betrachte man dazu einfach eine Tabelle, welche die verschiedenen möglichen Ergebnisse einer Messung darstellt. Man interessiert sich nur für die Zählstatistik der Atome, z. B. für die Wahrscheinlichkeit P_{eg} nach einem angeregten ein Grundzustandsatom zu detektieren. Die vier möglichen Ereignisse müssen

3.1.5 Atom-Atom-Korrelationen

natürlich der Bedingung

$$P_{ee} + P_{eg} + P_{ge} + P_{gg} = 1 \quad (3.36)$$

genügen. Mißt man nun den Zustand der Atome nach Verlassen des Resonators, so kann man diese Wahrscheinlichkeiten ermitteln und man erhält die Tabelle:

Detektion	$ e_2\rangle$	$ g_2\rangle$	
$ e_1\rangle$	P_{ee}	P_{eg}	$P_{ e_1\rangle} = P_{ee} + P_{eg}$
$ g_1\rangle$	P_{ge}	P_{gg}	$P_{ g_1\rangle} = P_{ge} + P_{gg}$
	$P_{ e_2\rangle} = P_{ee} + P_{ge}$	$P_{ g_2\rangle} = P_{eg} + P_{gg}$	$\Sigma = 1$

Sind die Meßergebnisse völlig unkorreliert, so ist die Wahrscheinlichkeit für etwa das Ereignis P_{eg} gleich dem Produkt aus der Wahrscheinlichkeit $P_{|e_1\rangle}$ als erstes ein angeregtes Atom und der Wahrscheinlichkeit $P_{|g_2\rangle}$ dann ein Grundzustandsatom nachzuweisen, oder in Formeln:

$$P_{eg} = P_{|e_1\rangle} \cdot P_{|g_2\rangle} = (P_{ee} + P_{eg}) \cdot (P_{eg} + P_{gg}), \quad (3.37)$$

Die kombinierte Wahrscheinlichkeit faktorisiert also in die zwei Einzelwahrscheinlichkeiten, die Ereignisse sind statistisch unabhängig. Die Meßmatrix für statistisch unabhängige Atome sieht also folgendermaßen aus:

Detektion	$ e_2\rangle$	$ g_2\rangle$	
$ e_1\rangle$	$(P_{ee} + P_{eg}) \cdot (P_{ee} + P_{ge})$	$(P_{ee} + P_{eg}) \cdot (P_{eg} + P_{gg})$	$P_{ e_1\rangle}$
$ g_1\rangle$	$(P_{ge} + P_{gg}) \cdot (P_{ee} + P_{ge})$	$(P_{ge} + P_{gg}) \cdot (P_{eg} + P_{gg})$	$P_{ g_1\rangle}$
	$P_{ e_2\rangle}$	$P_{ g_2\rangle}$	$\Sigma = 1$

Als quantitatives Maß für die Atom-Atom-Korrelationen nimmt man dann einfach die Differenz der experimentellen und der unkorrelierten Meßmatrix. Da nun sowohl die Summe der einzelnen Zeilen als auch der Spalten der Differenzmatrix jeweils Null ist, sind alle vier Einträge vom Betrag her gleich groß und man erhält als Korrelationsmaß etwa aus dem ersten Eintrag der Differenzmatrix:

$$K_{AA} = 4 \cdot |P_{ee} - (P_{ee} + P_{eg}) \cdot (P_{eg} + P_{gg})|. \quad (3.38)$$

Erweitert man P_{ee} gemäß Gl. 3.36 mit Eins und multipliziert man aus, so ergibt sich der einfache Zusammenhang

$$K_{AA} = 4 \cdot |P_{ee} \cdot P_{gg} - P_{eg} \cdot P_{ge}|. \quad (3.39)$$

Dies ist gerade die Determinante der experimentellen Meßmatrix. Nun wirkt der hier gewählte Zugang auf den ersten Blick etwas umständlich, er hat aber den unschätzbaren Vorteil, daß er sich auch auf Mehrniveausysteme und auf eine größere Anzahl an beteiligten Atomen verallgemeinern läßt. Dann sind die Ausdrücke für das Maß an Korrelationen zwischen

den Atomen natürlich nicht mehr so einfach wie beim Ein-Atom-Maser mit seinen Zwei-Niveau-Atomen. Der zweite große Pluspunkt ist, daß man anhand dieser Betrachtungen sein Meßsystem optimieren kann. Beim Mikromaser mißt man, ob das Atom im oberen oder unteren Maserzustand ist. In einem phasensensitiven Maseraufbau [106] kann man aber die Meßbasis ganz anders wählen, etwa dadurch, daß man die Atome nach dem Resonator durch ein Mikrowellenfeld fliegen läßt, dessen Stärke gerade so eingestellt ist, daß die Atome eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ erfahren. Detektiert man anschließend Grundzustands- und angeregte Atome, so ist die Meßbasis statt $|e\rangle, |g\rangle$ nun $1/\sqrt{2}(|e\rangle + |g\rangle), 1/\sqrt{2}(|e\rangle - |g\rangle)$. Nun kann man leicht sehen, daß die Determinante der experimentellen Meßmatrix maximal wird, wenn die Matrix symmetrisch ist und die Haupt- und Nebendiagonalelemente sich möglichst stark in ihrer Größe unterscheiden. Der gemessene Grad an Atom-Atom-Korrelationen hängt also empfindlich von der gewählten Meßbasis ab und kann anhand der obigen Betrachtungen optimiert werden. Da aber im vorliegenden Experiment keine weiteren Mikrowellenzonen verwendet werden, soll dieser Gedanke nicht weiter verfolgt werden. In Referenz [101] wurden, basierend auf der in Abschnitt 3.1.3 dargestellten Theorie, die maximal meßbaren Atom-Atom-Korrelationen im Ein-Atom-Maser als Funktion des Rabiwinkels $\Phi = g \cdot t_{int}$ berechnet. Über weite Parameterbereiche hinweg ist ein phasensensitiver Meßaufbau zur Detektion der Atom-Atom-Korrelationen von Vorteil, aber es sollten, besonders im Bereich der ersten Maserschwelle, auch mit dem in diesem Experiment verwendeten Meßschema starke Korrelationen zu beobachten sein.

3.1.6 Fangzustände des Maserfeldes

Am direktesten sieht man die diskrete, quantale Natur des Maserfeldes beim Auftreten von Fangzuständen oder trapping states. Sie werden beobachtet, wenn ein angeregtes Atom unter dem Einfluß des Maserfeldes gemäß Formel 3.10 einen kompletten Rabizyklus durchläuft, also das in den Resonator emittierte Mikrowellenphoton vor Verlassen desselben reabsorbiert. Das Atom fliegt dann im angeregten Zustand in die Detektionseinheit und die Photonenzahl im Resonator hat sich durch die Wechselwirkung nicht verändert. Mathematisch ausgedrückt lautet die Bedingung für diese Erscheinung

$$\sqrt{n_p + 1} g t_{int} = k\pi \quad (3.40)$$

mit der Photonenzahl im Resonator n_p und einer beliebigen ganzen Zahl k . Ist diese trapping-Bedingung für viele aufeinanderfolgende Atome genau erfüllt, so kann keines von ihnen in den Resonator emittieren und somit ist die Photonenzahl bei einem bestimmten Wert gefangen, der nicht überschritten werden kann, egal wieviele Atome man durch den Resonator pumpt. Deswegen der Name Fangzustand. Wie kann man nun solche hochgradig nichtklassischen Zustände präparieren und nachweisen? Die erste Möglichkeit ist, sich die Tatsache zunutze zu machen, daß nur noch angeregte Atome den Resonator verlassen. Verändert man also die Geschwindigkeit der Atome und damit die Wechselwirkungszeit t_{int} , so sollten sich die trapping states als scharfe Einbrüche in der Pumpkurve bemerkbar machen. Diese sind in Abb. 3.2 offensichtlich nicht sichtbar, was daran liegt, daß diese für relativ hohe Temperaturen berechnet wurde. Damit ist auch schon das wesentliche Problem bei dem experimentellen Nachweis von Fangzuständen angesprochen: ihre extreme Empfindlichkeit auf jegliche Art von Umwelteinflüssen, wie endliche Temperatur und end-

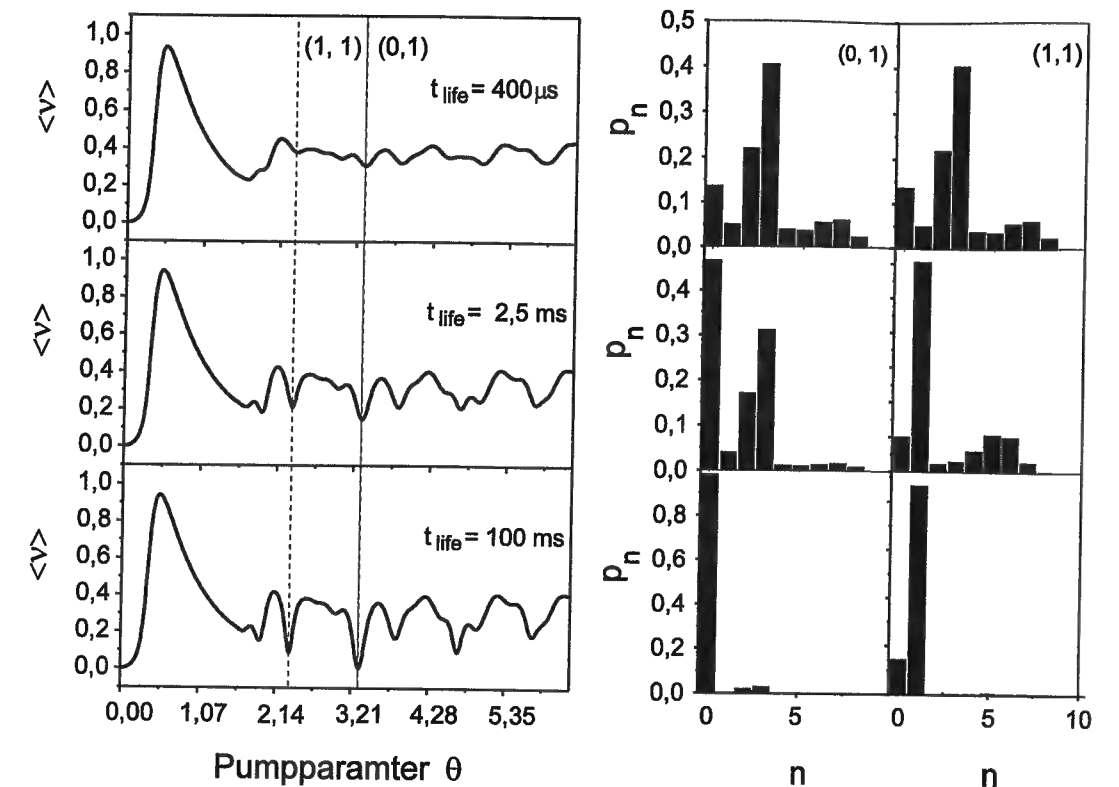


Abbildung 3.6: Monte Carlo Simulation des Tieftemperaturverhaltens des Mikromasers für verschiedene Parameterkombinationen. Man erkennt den starken Einfluß der atomaren Lebensdauer auf die Sichtbarkeit der Fangzustände. Will man sie mit Niedrigdrehimpulszuständen nachweisen, muß man alle sonstigen Schwankungen und die Temperatur genau kontrollieren.

liche Lebensdauer der verwendeten atomaren Zustände oder auch Schwankungen in der Wechselwirkungszeit oder der Zählrate der Atome. Die Fangzustände stellen also ein ausgesprochenes Tieftemperaturphänomen in der Mikromaserphysik dar [96]. Abb. 3.6 zeigt eine Monte-Carlo-Simulation der Maserpumpkurve bei einer Temperatur von 0.1 K samt der zugehörigen Photonenzahlverteilungen. Man erkennt, daß bei den atomaren Lebensdauern der verwendeten P- und D-Zustände die Fangzustände nur als schwache Einbrüche in der Pumpkurve auszumachen sind. Erst wenn man zu zirkularen Rydbergzuständen übergeht, wird der Effekt deutlicher. Über die Eigenschaften dieser Zustände soll im Ausblick und im Anhang mehr gesagt werden.

Ein weiteres wichtiges Problem bei der direkten Präparation von Fangzuständen soll hier auch noch angesprochen werden: die Zwei-Atom-Ereignisse. Ist der zeitliche Abstand zweier Atome kürzer als die Wechselwirkungszeit mit dem Resonator, befinden sich zwei Atome gleichzeitig in Wechselwirkung mit ihm. Damit ist für das zweite Atom automatisch die trapping-Bedingung verletzt, denn es spürt den Einfluß des Photons des ersten Atoms. Es läßt sich zeigen, daß unter diesen Umständen die Emissionswahrscheinlichkeit für das zweite Atom sehr hoch ist, sich also nach Durchgang des zweiten Atoms ein Photon zuviel im Resonator befindet. Damit ist die trapping-Bedingung für alle nachfolgenden Atome

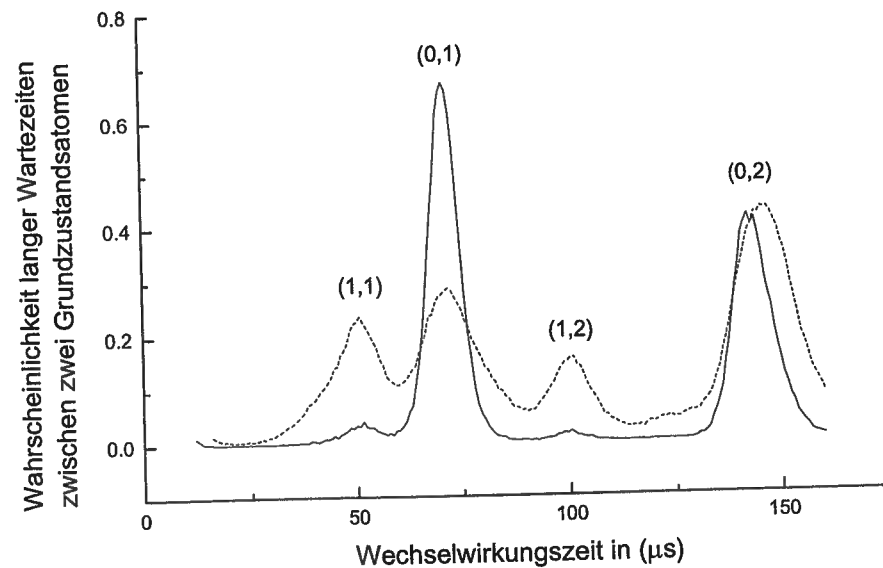


Abbildung 3.7: Die beiden simulierten Meßschemata im Vergleich. Sucht man nach dem Zeitabstand des ersten detektierten Grundzustandsatoms vom Einschaltzeitpunkt des anregenden Lasers, so ist man hauptsächlich auf Vakuumfangzustände empfindlich (durchgezogene Linie). Verwendet man als Startereignis den Nachweis eines Grundzustandsatoms, so befindet sich mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Photon im Resonator und die Einphotonen-Fangzustände werden stärker sichtbar (gestrichelte Linie).

verletzt, bis die Felddämpfung das überzählige Photon durch Dissipation vernichtet hat. Für Poissonsche Pumpstrahlen hat man aber immer einen bestimmten, wenn auch geringen Prozentsatz an Zwei-Atom-Ereignissen. In [100] wird gezeigt, daß die Zeit, die das System braucht um das zusätzliche Photon herauszudämpfen, größer ist als der zeitliche Abstand zweier Zwei-Atom-Ereignisse. Eine direkte Präparation von Fangzuständen im stationären Maserzustand ist deshalb mit einem Poisson-gepumpten Maser auf Basis von P- und D-Zuständen schwierig.

Wegen der schwierigen stationären Präparation liegt es nahe, auch den Einfluß der Fangzustände auf das dynamische Geschehen beim Aufbau des Maserfeldes zu untersuchen. Man geht aus von einem leeren Resonator im thermischen Zustand und verfolgt dann den Aufbau des Maserfeldes als Funktion der Wechselwirkungszeit der Atome mit der Resonatormode. Der zugrunde liegende Gedanke soll anhand des Vakuum-trapping-states (0,1) erläutert werden. In dieser Notation bedeutet die erste Zahl die Anzahl der Resonatorphotonen n_p , die zweite bezeichnet die Zahl der vom Atom durchgeführten Rabizyklen k . (0,1) heißt also, daß ein Atom unter dem Einfluß des Vakuumfeldes einen vollen Rabizyklus durchläuft. Verändert man nun die Wechselwirkungszeit der Atome kontinuierlich, so ist bei gegebener Atom-Feld-Kopplung g für ein bestimmtes t_{int} die trapping-Bedingung

$$\sqrt{1} g t_{int} = 1 \cdot \pi \quad (3.41)$$

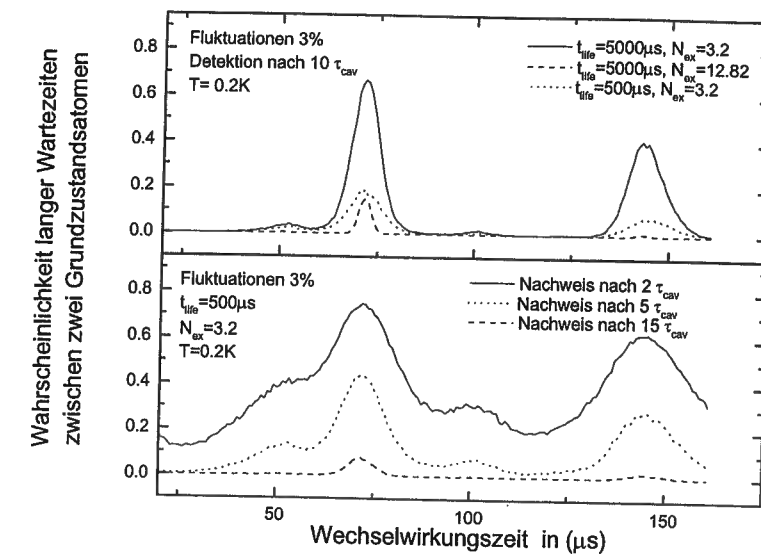


Abbildung 3.8: Simulation des Meßschemas, das das erste Grundzustandsatom nach Einschalten des Anregungslasers zu detektieren sucht. Die Kopplungskonstante in diesen Rechnungen war $g=44$ kHz, weshalb die Positionen der Fangzustände nicht mit den Werten in Tab. A.5 übereinstimmen. Im oberen Teil der Abbildung erkennt man die Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit, erst nach zehn Zerfallszeiten ein Grundzustandsatom zu detektieren, von der Pumprate N_{ex} . Je kleiner diese ist, umso deutlicher erkennbar werden die Fangzustände. Die Rechnungen zeigen auch den Unterschied, den verschieden lange atomare Lebensdauern mit sich bringen. Eine Erhöhung der Lebensdauer um den Faktor 10, etwa durch Verwendung von zirkularen Zuständen, erhöht die Sichtbarkeit der Fangzustände deutlich. Der untere Teil der Abbildung zeigt die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit vom Detektionsfenster. Zählt man bereits Wartezeiten von drei Resonatorzerfallszeiten als lang, ergeben sich breite Strukturen geringen Kontrasts. Wählt man das Detektionsfenster länger, werden die Strukturen zwar schmaler, verschwinden aber bald wegen der zu geringen Lebensdauer der atomaren Zustände. Man muß also ein optimales Detektionsfenster finden.

erfüllt. Wegen Schwankungen der Wechselwirkungszeit und wegen des atomaren Zerfalls ist das aber nicht immer der Fall. In den Zeiten, in denen Bedingung 3.41 erfüllt ist, können angeregte Atome tatsächlich nicht in die Resonatormode emittieren, man muß folglich lange auf die Detektion eines Atoms im Grundzustand warten. Führt man nun dieses Experiment ausgehend von einem leeren Resonator viele Male aus, kann man eine Statistik der Wartezeiten zwischen Grundzustandsatomen erhalten. Trapping states zeichnen sich dann durch eine signifikante Erhöhung der Anzahl von Ereignissen mit langen Wartezeiten zwischen zwei Grundzustandsatomen aus. Diese Veränderung der Wartezeitstatistik ist sehr viel robuster gegen experimentelle Schwankungen. Es ist möglich, eine analytische Theorie für die Wartezeitverteilung beim Ein-Atom-Maser Experiment zu entwickeln [102, 103], die entsprechenden analytischen Ausdrücke würden aber an dieser Stelle wenig zur Klärung der

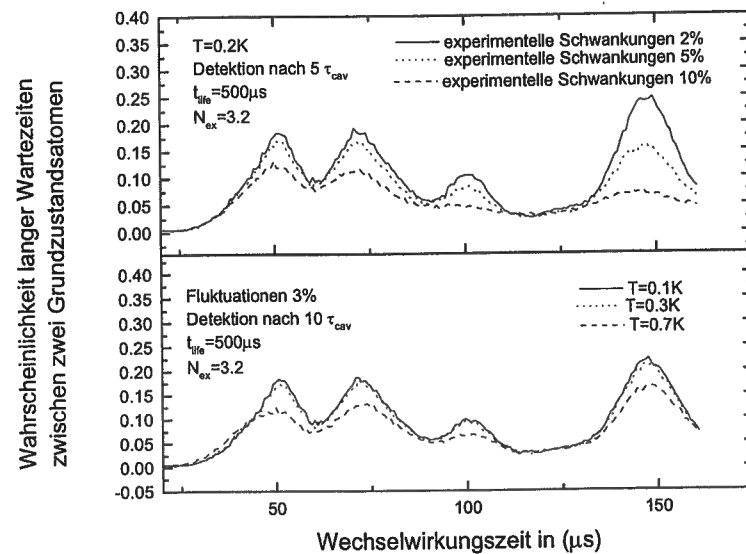


Abbildung 3.9: Simulation des zweiten Meßschemas, daß nach dem Zeitabstand bis zum nächsten Grundzustandsatom nach Detektion eines ersten sucht. Deutlich erkennbar ist die bessere Sichtbarkeit der Einphotonen-Fangzustände. Oben ist die Abhängigkeit vom Ausmaß jeglicher Schwankungen in Wechselwirkungszeit und Pumprate angegeben, unten die Empfindlichkeit der Fangzustände gegen Erhöhung der Temperatur. Bei 0.3 K, der Temperatur, bei der die Experimente durchgeführt werden, ist der Nachweis noch nicht beeinträchtigt.

Frage nach der Nachweisbarkeit der Fangzustände mit Niedrigdrehimpuls-Rydbergatomen beitragen. Erfolgversprechender ist eine Monte-Carlo-Simulation des Tieftemperaturverhaltens des Mikromasers, das die Einbeziehung aller experimentellen Schwankungen erlaubt und in Referenz [78] für bestimmte Parameterbereiche durchgeführt wurde.

Um die Erfolgsaussichten abschätzen zu können, wurden im Rahmen dieser Arbeit Monte-Carlo-Simulationen zweier verschiedener dynamischer Meßschemata zum Nachweis von trapping states durchgeführt. Zwei experimentelle Situationen wurden simuliert: Einmal startet man die Anregung und mißt die Zeit bis zum ersten Grundzustandsatom, im anderen Fall startet die Detektion eines Atoms im unteren Zustand die Uhr, die vom nächsten Grundzustandsatom gestoppt wird. Nach dem Stopereignis wartet man in beiden Schemata bei abgeblocktem UV-Laser drei Resonatorzerfallszeiten lang, damit sich das Maserfeld vor Beginn der nächsten Messung mit hoher Wahrscheinlichkeit im Vakuumzustand befindet. Abb. 3.7 zeigt einen Vergleich der Simulationsergebnisse für einen bestimmten Parametersatz. Beide Schemata zeigen eine deutliche Erhöhung der Wahrscheinlichkeit für lange Wartezeiten bei den Wechselwirkungszeiten, für die die trapping-Bedingung erfüllt ist. Da das erste Schema das erste Grundzustandsatom sucht, das einen leeren Resonator verläßt, ist es hauptsächlich empfindlich auf Vakuum-Fangzustände. Im zweiten Schema mißt man dagegen die Wartezeit unmittelbar nach einer Emission in das Maserfeld. Dadurch befindet sich mit hoher Wahrscheinlichkeit ein Photon in der Feldmode und die Einphotonen-

Fangzustände werden stärker sichtbar.

Das Programm basiert auf der idealen Masertheorie. Zuerst wird über eine Zufallszahl die Ankunftszeit des Atoms am Resonator mit einer zufälligen Geschwindigkeit innerhalb der gewählten Geschwindigkeitsbreite festgelegt. Dann wechselwirkt das Atom gemäß der Jaynes-Cummings-Dynamik mit dem Maserfeld, wobei es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch in andere Zustände zerfallen kann und damit der Detektion entkommt. Schließlich muß das Atom noch nachgewiesen werden. Ob dies geschieht entscheidet wieder eine Zufallszahl. Die letzte Zufallszahl bestimmt dann, wie lange das Feld bis zur nächsten Wechselwirkung gedämpft wird. Dies ist in aller Kürze der Grundzyklus des Programms, das man dann dem gewünschten Meßschema anpassen muß.

Die Simulationen erlaubten es nun, den Einfluß der verschiedenen experimentellen Parameter auf die Nachweisbarkeit von Fangzuständen zu untersuchen. Insbesondere interessierten die atomare Lebensdauer, die Temperatur und die Auswirkungen von Intensitäts- und Geschwindigkeitsschwankungen. Die Abb. 3.8 und 3.9 fassen die Ergebnisse zusammen. Man erkennt, daß sich Fangzustände auch mit Niedrigdrehimpulszuständen nachweisen lassen sollten, besonders deutlich, wenn man zur Auswertung Ereignisse mit Wartezeiten von mehreren Resonatorzerfallszeiten heranzieht. Bei der experimentell bequem erreichbaren Temperatur von 0.3K verwischen thermische Effekte die trapping states nur unwesentlich. Der Einfluß von experimentellen Schwankungen ist beherrschbar. Die experimentelle Geschwindigkeitselektion von 3-5 % sollte den Nachweis der Fangzustände möglich machen. Schließlich erkennt man noch, daß eine Erhöhung der atomaren Lebensdauer um den Faktor Zehn die Sichtbarkeit der trapping states stark verbessert. Für weitergehende Experimente ist daher der Übergang zu zirkularen Zuständen sicher lohnend.

Eine direkte Implementierung der beiden vorgestellten Meßschemata war im Experiment nicht möglich. Der Grund dafür ist der enorme Gütefaktor des Niobresonators von über 10^{10} . Eine Feldzerfallszeit ist dann bis zu 200 ms lang. Man müßte nach jeder Detektion mehrere Zerfallszeiten abwarten, bis der Resonator sicher im thermischen Zustand ist, folglich könnte man höchstens ein Atom pro Sekunde detektieren. Will man für jede Wechselwirkungszeit eine angemessene Statistik und verändert man t_{int} in den notwendigen kleinen Schritten, so würde eine Messung Wochen dauern. So lange kann man aber das System nicht unter konstanten Bedingungen betreiben. Die schließlich gewählte Methode der Datenaufnahme wird im Meßkapitel beschrieben. Diese Simulationen stellten dabei einen wertvollen Leitfaden bei der Suche nach der am besten geeigneten Auswertungsmethode dar.

3.2 Experimenteller Aufbau

Die experimentelle Realisierung des theoretisch idealen Systems aus einer Mode des Strahlungsfeldes und einem Zwei-Niveau-Atom ist in der Praxis ziemlich anspruchsvoll. Das Zwei-Niveau-System gewinnt man durch UV-Anregung in einen Rydberg P-Zustand hoher Hauptquantenzahl. Der dazu verwendete Farbstofflaser mit interner Frequenzverdopplung wird im nächsten Kapitel beschrieben. Im Unterschied zum Experiment zur vakuuminduzierten Niveauverschiebung stellt beim Maser das Lasersystem nicht die aufwendigste Komponente dar. Hier liegen die Schwierigkeiten mehr bei den erforderlichen extrem niedrigen Temperaturen. Der Grund hierfür ist die in Formel 2.21 beschriebene Anzahl von thermischen Photonen pro Mode. Die verwendeten Maserübergänge liegen im Bereich von 21 GHz, was bedeutet, daß man auf weniger als 1 K abkühlen muß, damit weniger als ein thermisches Photon in der Masermode ist. Das ist notwendig, da die thermischen Photonen alle quantalen Eigenschaften des Masers, an denen man ja primär interessiert ist, auswaschen würden. Insbesondere die Empfindlichkeit der Fangzustände gegen jede Art von Wärmestrahlung macht den Einsatz eines ^3He - ^4He -Entmischungskryostats unumgänglich. Schließlich muß noch die einzelne Strahlungsmoden gut von allen anderen separiert werden, bei gleichzeitig möglichst langer Speicherzeit der Maserphotonen. Auch eine genaue Durchstimmbarkeit über die atomare Resonanzfrequenz hinweg muß gegeben sein. All diese Anforderungen erfüllt man mit einem zylinderförmigen, supraleitenden Niobresonator hoher Güte, der am Ende dieses Abschnitts beschrieben werden soll.

3.2.1 Lasersystem und zustandsselektiver Nachweis der Rydbergatome

Das Lasersystem besteht aus zwei verschiedenen Lasern, einem Farbstofflaser mit interner Frequenzverdopplung zur Anregung der Rydbergatome und einem Diodenlaser bei 780 nm, den man für die Magnetfeldkompensation benötigt und der bei Bedarf, durch optisches Pumpen (siehe Abb. 2.5) der Grundzustandsatome, die Zählrate um etwa 50% erhöhen kann. Der Ofenaufbau ist identisch zum Experiment zur vakuuminduzierten Niveauverschiebung und man arbeitet wieder mit dem Isotop ^{85}Rb . Den Gesamtaufbau des Farbstofflasersystems sieht man in Abb. 3.10. Ein Argon-Ionen Laser pumpt mit etwa 10 Watt Leistung einen Rhodamin 6G Farbstofflaser der Firma Coherent. Im Resonator dieses Laser sitzt ein BBO Kristall, der durch Frequenzverdopplung aus dem orangen Laserlicht bis zu 4 mW UV-Licht bei etwa 297 nm erzeugt. Dieses Licht wird durch eine Prismenanordnung ausgekoppelt und über mehrere Spiegel zum Experiment geleitet. Vorher wird ein Teil davon für die Geschwindigkeitsstabilisierung abgespalten, die im nächsten Abschnitt genauer erläutert wird.

Um die Rate der Atome pro Dämpfungszyklus N_{ex} konstant zu halten, ist eine Stabilisierung der Laserintensität notwendig. Dazu ist, nach Durchgang des Lichts durch den Kryostaten, eine Photodiode montiert, welche die Intensität des ankommenden Lichts mißt. Im Strahlengang vor dem Kryostat befindet sich ein EOM mit anschließendem Polarisator. Ändert sich die Spannung am EOM, so wird die Polarisationssebene des Laserlichts geringfügig gedreht und je nach Stellung des Polarisators steigt oder sinkt die transmittierte Leistung. Wie Abb. 3.11 zeigt nutzt man dies als Regelmechanismus für die Intensitätsstabilisierung. Das Signal der Photodiode wird mit einer Referenzspannung verglichen, die

3.2.1 Lasersystem und zustandsselektiver Nachweis der Rydbergatome

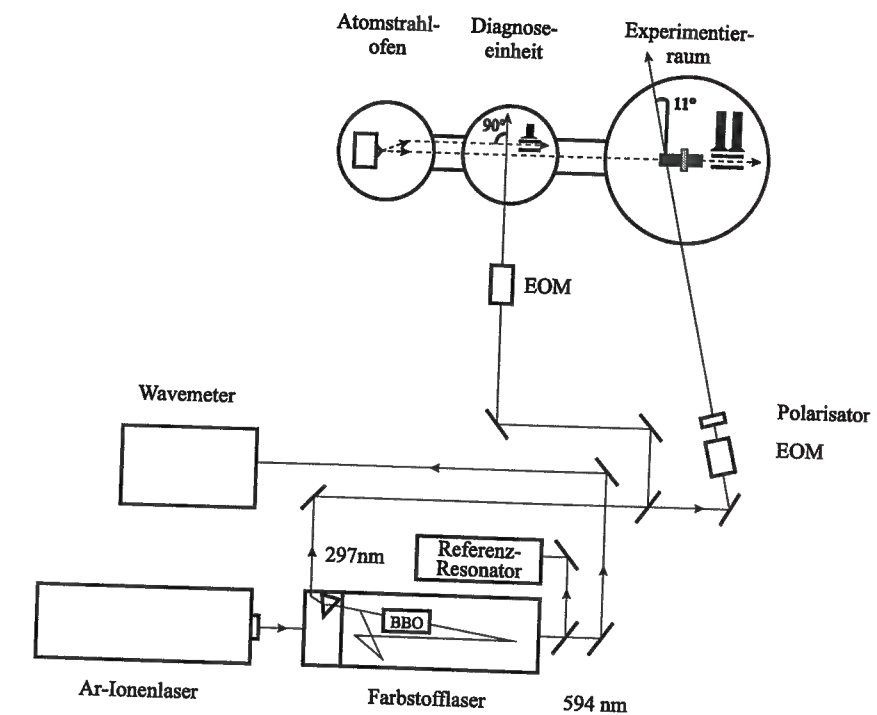


Abbildung 3.10: Lasersystem bestehend aus einem Pumplaser und einem Farbstofflaser mit intracavity Frequenzverdopplung. Das UV-Licht wird schräg in den Kryostat und vertikal zum Atomstrahl in die Geschwindigkeitsstabilisierungseinheit eingekoppelt.

Differenzspannung verstärkt und auf die Elektroden des EOM gegeben. Bei ausreichender Verstärkung erlaubt dies eine Stabilisierung der UV-Leistung auf wenige Prozent genau und regelt vor allem schnelle Schwankungen heraus. Durch Veränderung der Referenzspannung kann man bequem die gewünschte Intensität einstellen.

Der Diodenlaser wird mit einem Lock-in Verstärker auf die erforderlichen Übergänge zwischen den Hyperfeinkomponenten des Grundzustands und den Unterzuständen des $5P_{3/2}$ -Zustands stabilisiert. Die atomaren Referenzlinien gewinnt man durch Polarisationspektroskopie an einer Rubidiumzelle. Durch optisches Pumpen kann man so die Besetzung des $F = 3$ Grundzustands, von dem die UV-Anregung in die Rydbergzustände ausgeht und somit die Gesamtzählrate erhöhen. Die noch wichtigere Anwendung dieses Lasers erfolgt bei der Kompensation jeglicher Magnetfelder im Experimentiervolumen. Die Kompensation geschieht mit einer dreidimensionalen Helmholtzspulenordnung. Sie ist notwendig, damit nicht die Zeemanaufspaltung der Maserzustände größer als die Atom-Feld-Kopplungskonstante g wird, weil sonst die Effekte der kohärenten Atom-Feld-Wechselwirkung, an denen man primär interessiert ist, überdeckt würden. Wegen der enormen Polarisierbarkeit der Rydbergzustände und der geringen Linienbreite des Systems erfordert dies eine Kompensation der Restmagnetfelder auf etwa 2 mG über das Experimentiervolumen hinweg. Dies ist mit einer optischen Methode möglich, die die Atome selbst als Magnetfeldsensoren benutzt und auf dem Hanle-Effekt des Grundzustands beruht. Durch Einstrahlung von zirkular polarisiertem Infrarotlicht des Diodenlasers präpariert man vor dem Niobresonator einen

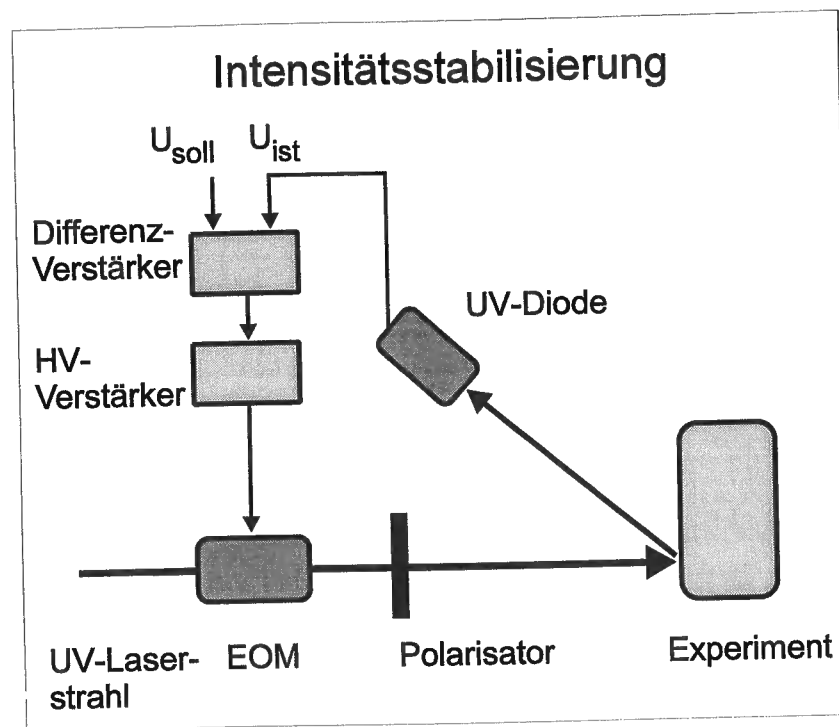


Abbildung 3.11: Experimenteller Aufbau zur Stabilisierung der Pumprate N_{ex} . Eine schnelle UV-Photodiode mißt die durch den Kryostat transmittierte Intensität, das Signal wird mit der Sollintensität verglichen und verstärkt. Diese Spannung wird an die Elektrode eines EOM gelegt und ändert so die Polarisationsrichtung des Laserlichtes und damit die durch den Polarisator transmittierte Intensität.

atomaren Dipol, der dann im Magnetfeld präzediert. Nach der Cavity regt man mit entgegengesetzt zirkular polarisiertem UV-Licht in Rydbergzustände an und sucht dann nach Minima der Anregungsrate in Abhängigkeit vom Strom durch die Kompensationsspulen. Die Einzelheiten des Verfahrens sind in [82] dargestellt und sollen hier nicht näher erläutert werden.

Der Nachweis der Atome erfolgt wie im Experiment zur vakuuminduzierten Niveaushiftung durch Feldionisation der Rydbergzustände und Nachweis der Ionisationselektronen in einem Channeltron. Nun müssen aber im Maserexperiment der obere und der untere Maserzustand unterschieden werden. Das kann nur durch Ausnutzen der geringfügig verschiedenen Ionisationsspannungen der beiden Zustände erfolgen. Dadurch wird in diesem Fall die Feldionisationseinheit viel aufwendiger, wie auch Abb. 3.12 zeigt. Zwei Channeltrons sitzen unterhalb einer aus vier Platten bestehenden Ionisationseinheit. Die beiden äußeren Platten liegen auf entgegengesetzt gleichen Spannungen, die beiden mittleren sind geerdet. Durch die spezielle Form der Schlitze erreicht man entlang der Richtung des Atomstrahls einen allmählichen Anstieg der durchgreifenden Spannung. Die Geometrie ist so berechnet, daß bei geeigneter Spannung an den äußeren Platten überhalb des ersten Channeltrons die Atome im oberen Maserzustand ionisieren, über dem zweiten die Atome des unteren

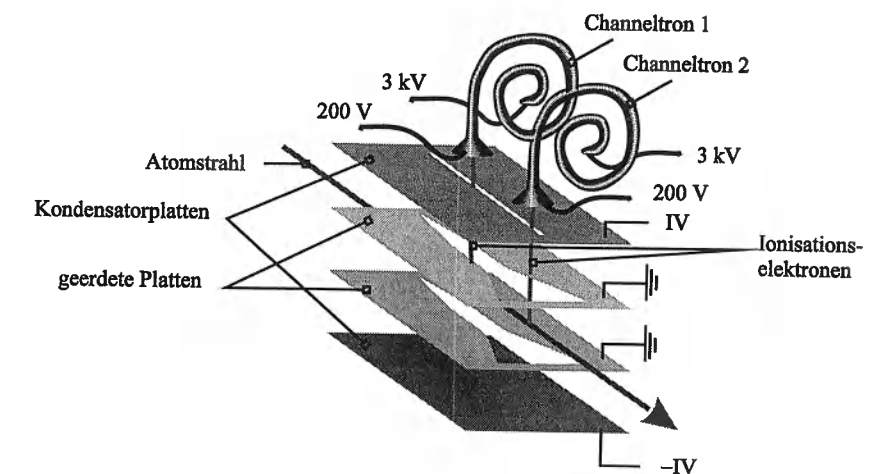


Abbildung 3.12: Aufbau der Feldionisationseinheit. Die beiden geerdeten Platten sorgen für einen adiabatischen Anstieg der Feldstärke und erlauben so die Zustandsselektivität mit nur einer von außen angelegten Spannung. Die Ionisationselektronen werden in zwei Channeltrondetektoren nachgewiesen. Das Bild ist der besseren Sichtbarkeit wegen gespiegelt, eigentlich sitzen die Channeltrons unterhalb der Platten.

Maserzustands. So erreicht man die erforderliche Zustandsselektivität bei gleichzeitig sehr hoher Quantenausbeute von 40 % für den Nachweis aller durchfliegenden Rydbergatome. Einzelheiten zu den erforderlichen Messungen zum Nachweis der Zustandstrennung und zur Charakterisierung der Einheit entnehme man wiederum [82]. Bei optimaler Einstellung der Ionisationsspannung beträgt der Prozentsatz falscher Zählereignisse weniger als 5 %.

3.2.2 Geschwindigkeitsselektion und -stabilisierung

Um die Messungen richtig deuten zu können, ist es von großer Wichtigkeit, alle experimentellen Parameter genau zu kennen und während einer Messung konstant zu halten. Wie im Theorieteil erläutert, wird die Maserdynamik vom Pumpparameter Θ bestimmt, der sich aus der Atom-Feld-Kopplungskonstante g , der Zahl der Atome pro Dämpfungszyklus N_{ex} und der Wechselwirkungszeit t_{int} zusammensetzt. Man muß diese Zeit genau kennen und während einer Messung auch konstant halten, sonst werden alle quantalen Eigenschaften des Masers bei der Mittelung über die verschiedenen atomaren Geschwindigkeiten ausgewaschen. Die Geschwindigkeitsselektivität beruht auf der Anregung nur von Atomen einer bestimmten Geschwindigkeitsklasse durch nicht-vertikale Einstrahlung des UV-Lasers. Verstimmt man dessen Frequenz gegen die atomare Anregungsfrequenz, so kann mittels des Dopplereffekts die fehlende Anregungsenergie kompensiert werden und man regt nur Atome mit exakt passender Geschwindigkeit an. Die Stabilisierung auf eine bestimmte atomare Geschwindigkeit bedeutet also effektiv die Stabilisierung des UV-Lasers auf eine bestimmte rotverschobene Frequenz. In einer separaten Vakuumkammer zwischen Ofen und Kryostat befindet sich dazu eine Geschwindigkeitstabilisierungseinheit bestehend aus einer Laseranregungszone, einer Feldionisationseinheit und einem Channeltron zum Nachweis der Ioni-

sationselektronen. Die Atome treten aus dem Ofen in einem keulenförmigen Strahl großer Divergenz aus und diese Einheit nutzt einen Teil der Atome, die schräg nach oben fliegen und damit nicht durch die Kollimationsblenden in den Kryostat gelangen können.

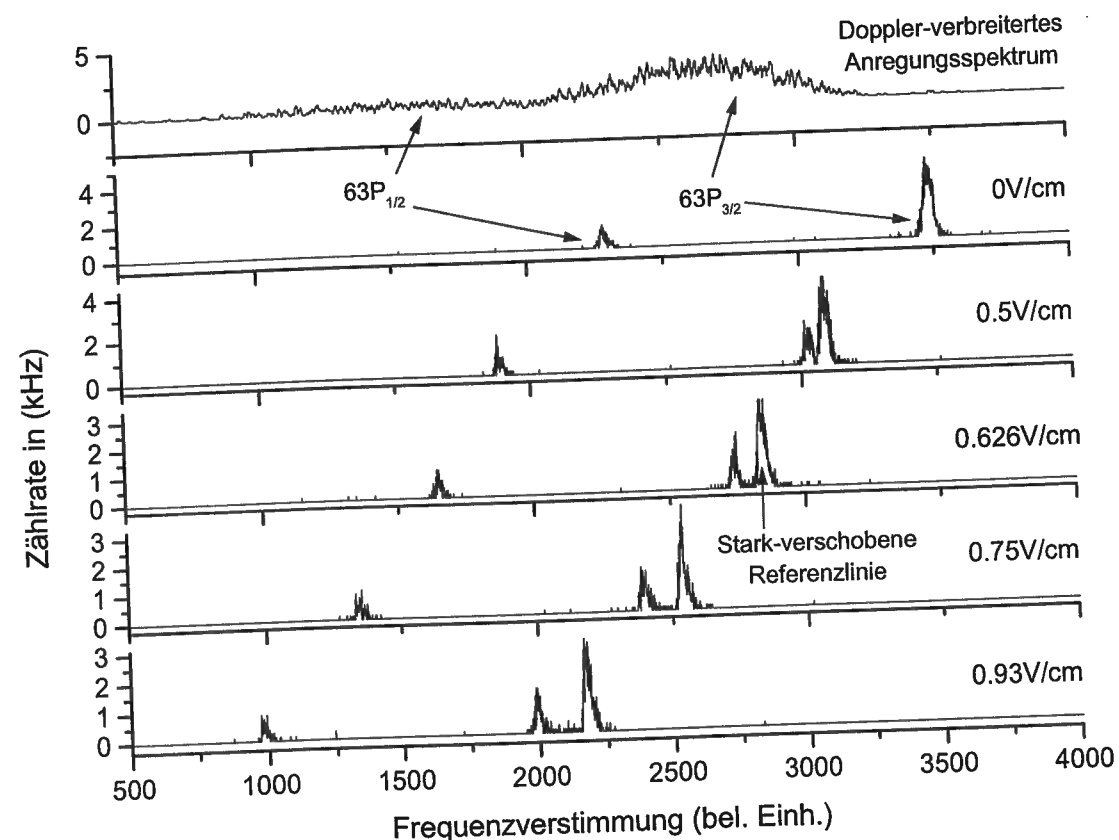


Abbildung 3.13: Anregungsspektren unter einem Winkel von 11° gegen die vertikale Einstrahlung im Kryostat (oben) und in der Referenzeinheit bei verschiedenen Plattenspannungen. Man kann die Position des Referenzspektrums kontinuierlich über die Geschwindigkeitsverteilung verstimmen und somit die Wechselwirkungszeit der Atome mit dem Resonator beliebig wählen.

Da die Atome in einem thermischen Atomstrahl mit breiter Geschwindigkeitsverteilung aus dem Ofen emittiert werden, ist es notwendig eine bestimmte Geschwindigkeit zu selektieren. Dies geschieht dadurch, daß die Atome im Kryostat unter einem Winkel Φ von etwa 10° bis 13° gegen die Vertikale zu ihrer Flugrichtung angeregt werden. Durch den Dopplereffekt kann dann eine Rotverstimmung der Laserfrequenz gegenüber der Anregungsfrequenz ν bei vertikaler Lasereinstrahlung kompensiert werden. Bei einer gegebenen Rotverstimmung $\Delta\nu$ werden nur Atome der Geschwindigkeit v angeregt, für die gilt:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \sin \Phi \frac{v}{c}. \quad (3.42)$$

Hierbei bezeichnet c die Lichtgeschwindigkeit. Die Breite der Geschwindigkeitsverteilung

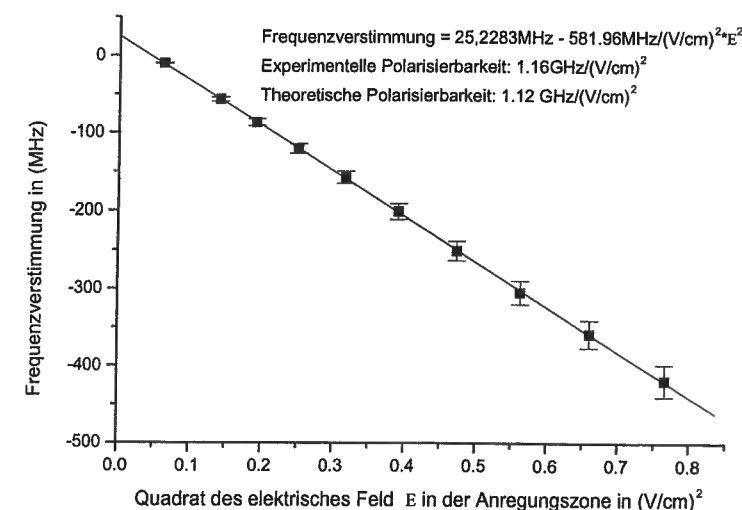


Abbildung 3.14: Eichung der Stabilisierungseinheit durch einen quadratischen Fit nach Gl. 3.48. Die sich aus dem Fit ergebende Polarisierbarkeit eines $63P_{3/2}$ -Zustands stimmt mit dem Literaturwert überein.

ist dann nur von der Laserlinienbreite, die etwa 2 MHz beträgt, abhängig und erlaubt eine Selektion der atomaren Geschwindigkeit mit einer Standardabweichung von nur etwa 3 %. Der Aufbau der Selektions- und Stabilisierungseinheit ist in Abb. 3.10 dargestellt.

Nun muß aber die Geschwindigkeit und damit die Wechselwirkungszeit t_{int} auch konstant gehalten werden. Dazu muß man nach Gleichung 3.42 die Rotverstimmung des Lasers, und damit die Laserfrequenz selbst, stabil halten. Dazu dient das Referenzchanneltron. Atome werden dort von einem vom Hauptstrahl abgespaltenen Teil des UV-Lichts unter 90° , also nicht dopplerverschoben, angeregt und es ergeben sich schmale atomare Linien, auf die man die Laserfrequenz stabilisieren kann. Bei Winkeln größer als 10° sind die schnellsten Atome nach Gl. 3.42 bereits um eine größere Frequenz rotverschoben, als die Feinstrukturaufspaltung zwischen dem $P_{3/2}$ - und dem $P_{1/2}$ -Zustand beträgt (395.3 MHz für $n = 63$). Man kann also die $P_{1/2}$ -Linie als Stabilisierungsreferenz im Referenzchanneltron verwenden und selektiert damit, je nach Winkel Φ Geschwindigkeiten um 500 m/s. Will man nun aber den Pumpparameter Θ verändern, kann man dies nur über Änderung von N_{ex} erreichen, da die Atom-Feld-Kopplungskonstante g fest ist. Eine kontinuierliche Veränderung von t_{int} durch Verändern des Winkels Φ ist nicht möglich, da man diesen nicht in den benötigten kleinen Schritten kontrolliert verstellen kann. Insbesondere kann man also auch nicht nach trapping states suchen, da die trapping Bedingung nur durch Variation der Wechselwirkungszeit erfüllt werden kann. Deswegen wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Selektions- und Stabilisierungseinheit aufgebaut, die auf der Verschiebung der atomaren Anregungslinien mit Hilfe des Stark-Effekts beruht. Sie erlaubt erstmals die kontinuierliche Durchstimmung der Atom-Feld-Wechselwirkungszeit t_{int} im Ein-Atom-Maser.

Dies macht eine genauere Betrachtung des Stark-Effekts notwendig. Als Ausgangspunkt der Berechnung dient der Wechselwirkungshamiltonian 2.8 in Dipolnäherung und man sucht in nicht entarteter Störungstheorie zweiter Ordnung nach dem Einfluß auf die ungestörten Energiezustände des Atoms [36]. Die sich ergebende Energieverschiebung eines atomaren

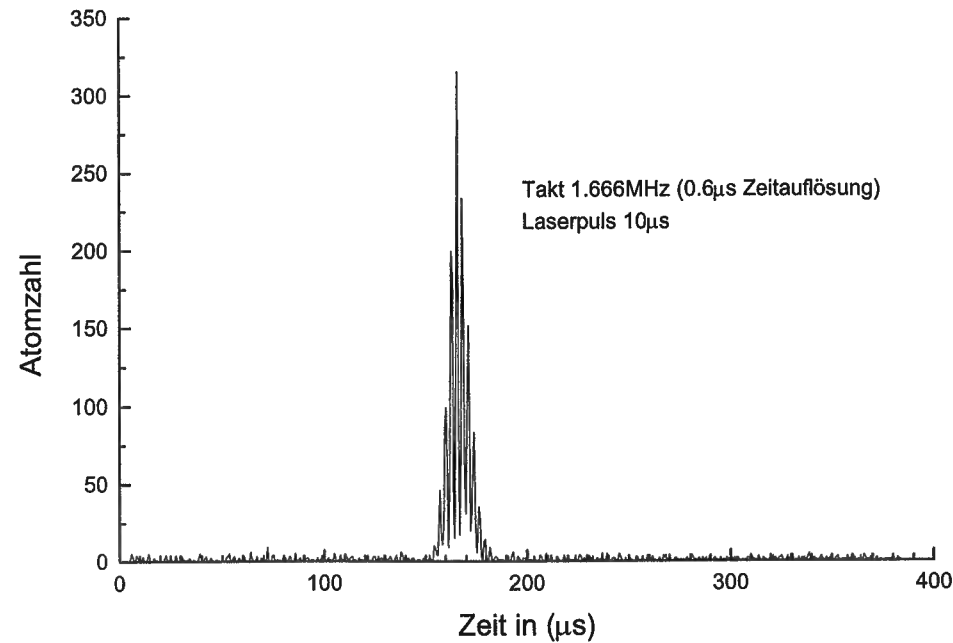


Abbildung 3.15: Beispiel eines Flugzeit-Spektrums zur Kalibrierung der Geschwindigkeitsselektionseinheit.

Zustands $|a\rangle$ nimmt dann die Form

$$\Delta_a = \frac{\mathcal{E}^2}{\hbar} \sum_{n,l,m \neq a} \frac{|\langle n, l, m | \mathbf{r} | a \rangle|^2}{E_a - E_{n,l,m}} \quad (3.43)$$

an. Dabei bedeutet der Summationsindex, daß über alle Zustände und Kombinationen von Quantenzahlen zu summieren ist, die sich vom Zustand $|a\rangle$ unterscheiden. Zweckmäßigerweise führt man nun die Polarisierbarkeit des Zustands $|a\rangle$ als

$$\alpha_a = -\frac{2}{\hbar} \sum_{n,l,m \neq a} \frac{|\langle n, l, m | \mathbf{r} | a \rangle|^2}{E_a - E_{n,l,m}} \quad (3.44)$$

ein, und kann dann die Stark-Verschiebung schreiben als

$$\Delta_a = -\frac{1}{2} \alpha_a \mathcal{E}^2. \quad (3.45)$$

Die Polarisierbarkeit kann nun mit einiger Drehimpulsalgebra umgeformt werden und läßt sich dann in einen skalaren und einen tensoriellen Anteil zerlegen. Für das Maserexperiment ist das Verhalten von Rydberg nP -Zuständen im schwachen, homogenen elektrischen Feld

3.2.2 Geschwindigkeitsselektion und -stabilisierung

bei Anregung mit einem schmalbandigen Laser von Interesse. Die Polarisierbarkeit hängt dann nur von den Quantenzahlen J, M_J des Gesamtdrehimpulses gemäß [51]

$$\alpha(J, M_J) = \alpha_{\text{skalar}}(J) + \alpha_{\text{tensor}}(J) \frac{3M_J^2 - J(J+1)}{J(2J-1)} \quad (3.46)$$

ab. Da mit dem UV Laser vom $S_{1/2}$ -Grundzustand des Rubidiums nur P -Zustände angeregt werden können muß man nur deren Verhalten im elektrischen Feld betrachten. Für den Zustand mit den Quantenzahlen $n^2P_{1/2}$ gilt:

$$\alpha\left(\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}\right) = \alpha_{\text{skalar}}\left(\frac{1}{2}\right) + \alpha_{\text{tensor}}\left(\frac{1}{2}\right). \quad (3.47)$$

Der $P_{1/2}$ -Zustand verschiebt sich also proportional zur Polarisierbarkeit α . Der Zustand mit den Quantenzahlen $n^2P_{3/2}$ spaltet dagegen noch zusätzlich auf, denn:

$$\begin{aligned} \alpha\left(\frac{3}{2}, \pm\frac{3}{2}\right) &= \alpha_{\text{skalar}}\left(\frac{3}{2}\right) + \alpha_{\text{tensor}}\left(\frac{3}{2}\right) \\ \alpha\left(\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}\right) &= \alpha_{\text{skalar}}\left(\frac{3}{2}\right) - \alpha_{\text{tensor}}\left(\frac{3}{2}\right). \end{aligned} \quad (3.48)$$

Dieses Verhalten sieht man direkt in den in Abb. 3.13 gezeigten Laserspektren. Die Spannung zwischen zwei Elektroden vor dem Referenzchanneltron wird mit einer hochstabilen Spannungsquelle verändert. Zum Vergleich ist auch eine Aufnahme der dopplerverbreiterten Anregungslinie im Kryostat mit aufgetragen. Man erkennt, daß bereits ein sehr geringes elektrisches Feld von weniger als 1V/cm die $P_{3/2}$ -Linie über die gesamte Geschwindigkeitsverteilung hinweg verschiebt. Dies ist die Folge der enorm hohen Polarisierbarkeit von Rydbergzuständen, die auch für die große Atom-Feld-Kopplungskonstante g verantwortlich ist. Will man nun eine bestimmte Geschwindigkeit der Atome, und damit eine bestimmte Atom-Feld-Wechselwirkungszeit, einstellen, sucht man sich die nach Gl. 3.42 notwendige Rotverstimmung und stellt die entsprechende Spannung an den Elektroden ein. Diese gewinnt man durch einen Fit an das Eichspektrum Abb. 3.13, der in Abb. 3.14 zu sehen ist. Aus diesem Fit kann man zur Kontrolle auch die Polarisierbarkeit der Rydbergzustände ermitteln und erhält hervorragende Übereinstimmung mit dem Literaturwert [52, 51].

Wichtig ist nun noch eine genaue Geschwindigkeitseichung der Methode. Insbesondere ist Formel 3.42 sehr sensitiv auf den Anregungswinkel Φ , der a priori nicht in beliebiger Genauigkeit zur Verfügung steht, da die Anregung im Kryostat aus Platzgründen über eine Periskopstruktur, bestehend aus vier Spiegeln, erfolgt. Deshalb wurden zur Eichung mehrere Flugzeitspektren aufgenommen. Dazu stabilisiert man zuerst ohne angelegte Spannungen auf die $P_{1/2}$ -Linie und regt im Kryostat schräg mit kurzen Laserpulsen (ca. $3\mu\text{s}$) Atome an. Jeder Puls startet einen Zähler, der die Zeit mißt, die das Atom für die Flugstrecke von der Anregung bis zum Nachweis im ersten Channeltron braucht ($90 \pm 5\text{mm}$). Da man die Feinstrukturaufspaltung genau kennt, gewinnt man damit und mit 3.42 den genauen Anregungswinkel Φ . Nun kann man durch Aufnahme von Flugzeitspektren bei verschiedenen Stark-Spannungen die Genauigkeit der Fitkurve aus Abb. 3.14 verifizieren und stellt komplette Übereinstimmung fest. Ein Beispiel eines Flugzeitspektrums zeigt Abb. 3.15. Die Methode erlaubt es, die Wechselwirkungszeit t_{int} in Schritten von einer Mikrosekunde zu variieren.

3.2.3 Kryosystem

Die benötigten sehr tiefen Temperaturen unter 0.5 K lassen sich nur mit einem ^3He - ^4He -Entmischungskryostat erreichen. Sein Funktionsmechanismus beruht darauf, daß sich die Quantenflüssigkeiten ^3He und ^4He bis zum absoluten Nullpunkt ineinander mischen und sich durch selektives Abdestillieren einer ^3He -reicheren Phase die Temperatur der Flüssigkeitsmischung erniedrigen läßt. Einen Schnitt durch die aufwendige Kryostatkonstruktion zeigt Abb. 3.16. Sie besteht aus zwei ineinandergeschachtelten Vakuumkammern, wobei die Innere gleichzeitig als Heliumschild dient. Diese Konstruktion ist notwendig, da beim Einkühlen die innere Kammer mit Helium-Austauschgas gefüllt wird. Dieses Gas sorgt für den Wärmeübertrag auf die thermisch vom Rest isolierte Entmischungseinheit im Zentrum des Kryostats und wird bei Erreichen einer Temperatur von etwa 10 K wieder abgepumpt. Das ^3He - ^4He -Gemisch wird in der Vorkühlkammer, einem kleinen mit flüssigem ^4He gefüllten und abgepumpten Topf, vorgekühlt, strömt über Wärmetauscher in die Entmischungskammer und anschließend wird in der Destillationseinheit die ^3He -reichere Phase abgetrennt. Das Gemisch wird von einer Diffusionspumpe umgewälzt. Des weiteren braucht man eine Rootspumpe zum Abpumpen der Vorkühlkammer und zwei Turbopumpen zum Evakuieren der Vakuumkammern. Zusammen mit fünf Vorpumpen und der Turbopumpe des Atomstrahlrofens ist also ein recht aufwendiges Pumpsystem zum Betrieb des Experiments notwendig. Zu Anfang dieser Arbeit waren außerdem Reparaturen am Entmischungskreislauf nötig, die schließlich beim Hersteller in England durchgeführt werden mußten. Es stellte sich heraus, daß die bereits angesprochenen Wärmetauscher ein winziges Kaltleck hatten, durch das bei entsprechend tiefer Temperatur Helium aus dem Entmischerkreis in die innere Vakuumkammer entweichen konnte. Das erhöht dort lokal den Druck und macht Atomstrahllexperimente unmöglich. Seit der Reparatur läuft das System verlässlich und erreicht im Routinebetrieb 0.3 K. Will man noch tiefere Temperaturen erreichen, so muß man nur auf dem Helium- und dem Stickstoffschild alle Öffnungen verschließen, so daß thermische Einstrahlung von Flächen mit höherer Temperatur auf den Kaltfinger des Kryostats verhindert wird und man kann dann bis unter 100 mK abkühlen.

3.2.4 Niobresonator

Herzstück des Experiments ist ein zylindrischer Hohlraumresonator aus Niob zur Speicherung der Mikrowellenphotonen. Länge und Durchmesser sind jeweils etwa 25 mm. Niob verwendet man, da es bei etwa 9 K supraleitend wird und sich dadurch die Mikrowellenverluste drastisch verringern. Dies macht es möglich, extrem hohe Güten bis zu 3×10^{10} und damit Photonenlebensdauern bis zu 200 ms zu erreichen. Bezeichnet τ_E die Energiezerfallzeit, innerhalb derer die im Resonator gespeicherte Energie auf das $1/e$ -fache ihres Anfangswertes zerfallen ist, so definiert man die Güte Q zu:

$$Q = \pi \tau_E f, \quad (3.49)$$

wobei f die Übergangsfrequenz von etwa 21,5 GHz ist. Zur Messung der Güte strahlt man mit einem Synthesizer resonant Mikrowellen ein, die dann im Resonator gespeichert werden. Dann springt man um etwa 1 kHz aus der Resonanz und mißt das Schwebungssignal zwischen den, aus dem Resonator austretenden, resonanten Mikrowellen und den, am Ein-

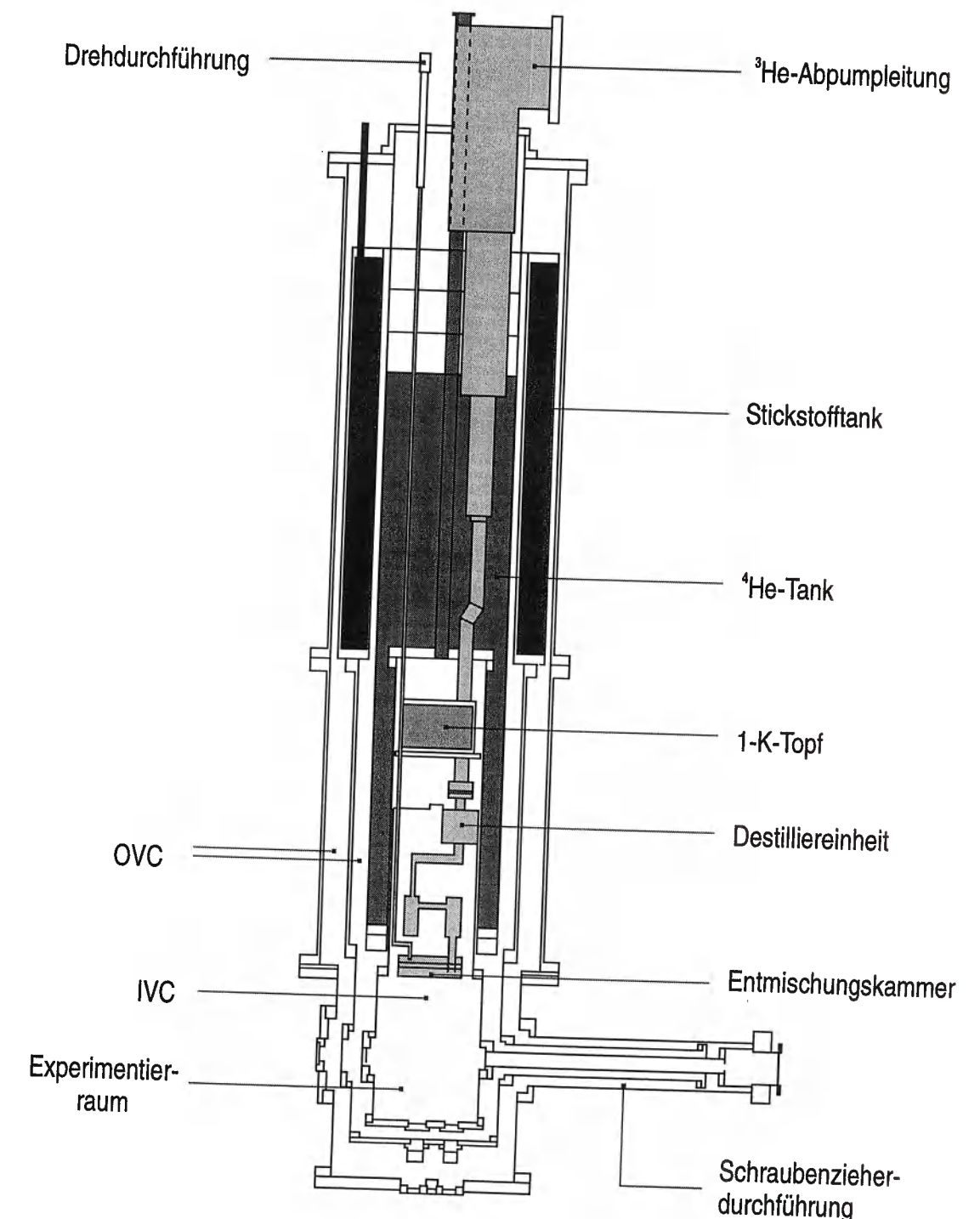


Abbildung 3.16: Gesamtaufbau des ^3He - ^4He -Entmischungskryostats. Man erkennt die beiden ineinander geschachtelten Vakuumkammern, die für seinen Betrieb notwendig sind. Der Resonator ist an seinem Kaltfinger montiert, die Nachweiseinheit befindet sich im Heliumschild.

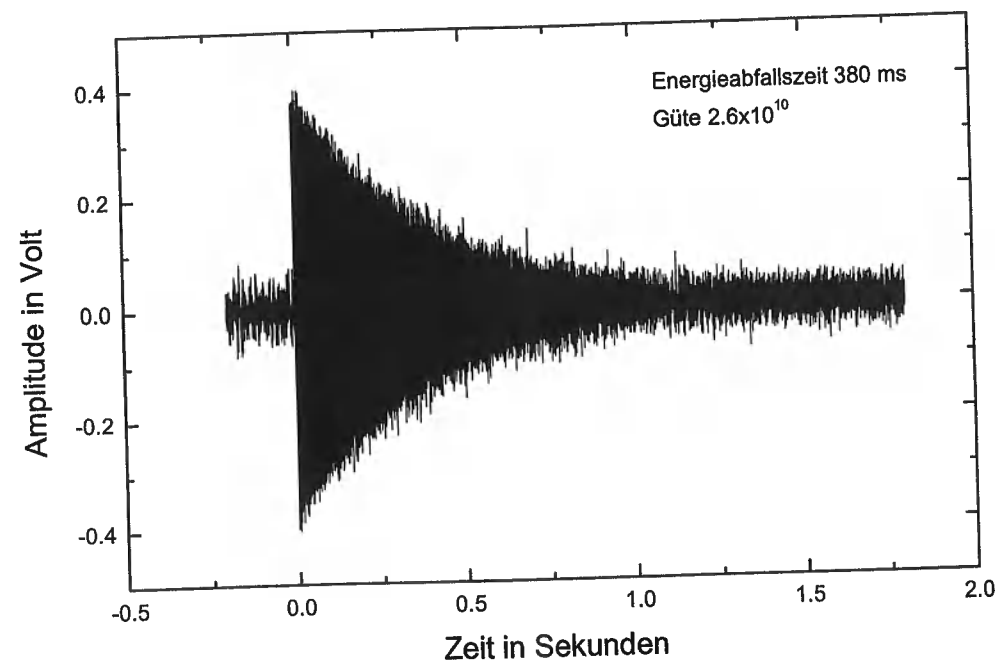


Abbildung 3.17: Messung der Güte eines Niobresonators aus dem Zerfall des Schwebungssignals zwischen den eingekoppelten und den am Resonator reflektierten Mikrowellen.

koppelloch reflektierten, verstimmten Anteilen mit einer Mikrowellendiode. Aus dem Zerfall des Schwebungssignals gewinnt man τ_E und damit gemäß 3.49 die Güte Q . Abb. 3.17 zeigt ein Beispiel einer solchen Messung. Die Feldzerfallszeit und damit die Photonenlebensdauer ist dann definiert als die Hälfte von τ_E .

Die Anfertigung eines solchen Resonators umfaßt mehrere Schritte. Zunächst fertigt man den Hohlraum und einen Deckel aus hochreinem Niob mit der geringstmöglichen Oberflächenrauigkeit auf einer CNC-Maschine. Nach einer Elektropolitur werden die beiden Teile im Vakuum mit einem Elektronenstrahl verschweißt. Anschließend ätzt man mit einer speziellen Säuremischung Oberflächenverunreinigungen ab und heizt den Resonator im Hochvakuum bei 1800° Celsius aus, um ihn dann in einen Kryostat einzubauen und die Resonanzfrequenz zu suchen. Liegt sie nicht in dem geeigneten Intervall von etwa 50 MHz unterhalb der atomaren Übergangsfrequenz, das man durch reversibles Quetschen des Resonators überbrücken kann, so muß die Ätz- und Ausheizprozedur wiederholt werden.

Bei den hohen Temperaturen im Ausheizofen setzt Kristallisation des Niobmaterials ein. Es entstehen makroskopische Kristalldomänen verschiedener Orientierung in Millimetergröße. Da Einkristalle entlang unterschiedlicher Achsen unterschiedliche Austrittsarbeiten [111, 112] haben, treten an den Grenzflächen Kontaktpotentiale auf, die dann der Ursprung elektrischer Streufelder sind [113]. Im Ein- und Austrittsloch des Resonators, das jeweils einen Durchmesser von weniger als 3 mm besitzt, liegen nur wenige dieser zufällig orientierten Domänen nebeneinander, so daß sich die Wirkung der Streufelder auf die Atome nicht wegmittelt. Im Innern des Resonators dagegen sind die Wände weit entfernt und die Wirkung der Kontaktpotentiale ist im Mittel verschwindend klein, so daß die Atom-Feld Kopplung die Dynamik des Systems bestimmt. Insgesamt verursachen also die elektrischen

Streufelder durch den Stark-Effekt eine ortsabhängige Verschiebung der atomaren Energieniveaus, die die Ursache der in Abschnitt 3.1.4 diskutierten Atominterferenzerscheinungen im Mikromaser ist. Eine unabhängige laserspektroskopische Bestimmung der Größe der Felder wurde am Experiment zur vakuuminduzierten Niveauverschiebung durchgeführt [114] und erbrachte gute Übereinstimmung mit den Feldwerten, die sich aus den Simulationsrechnungen ergeben.

Für die Realisierung des Maserübergangs verwendet man nicht die Grundmode des Hohlraumresonators, sondern die TEM_{121} -Mode [109]. Diese hat auf der Atomstrahlachse eine hohe elektrische Feldstärke einheitlicher Richtung. Die Modenform entspricht einer halben Periode eines sin. Ihre Polarisationsrichtung erlaubt die einfache Einkopplung von Mikrowellen über einen Hohlleiter, was für die Bestimmung der Resonanzfrequenz wichtig ist. Ihr größter Vorteil für den Maser ist aber, daß die magnetischen Feldlinien in der Mitte der Seitenflächen konzentriert sind [107], [108]. Dort wird der Resonator zur Verstimmung seiner Resonanzfrequenz gepreßt, was wegen der Konzentration des Magnetfeldes der Mode besonders effektiv möglich ist. Zur Grobabstimmung (über bis zu 50 MHz hinweg) nutzt man einen Schraubenziehermechanismus, die Feinabstimmung über die atomare Resonanz hinweg geschieht mit zwei Piezos. Je nach Vorspannung des Resonators hat man einen Abstimmbereich bis zu 1.5 MHz, wobei man durch Veränderung der Piezospaltung die Resonanzfrequenz in Schritten von einem Kilohertz verändern kann. Diese Piezoeinheit ist zusammen mit dem Resonator und einer Anregungseinheit aus Niob an den Kaltfinger des Kryostats montiert und wird auf bis zu 0.1 K abgekühlt. Die anderen Komponenten des Experiments befinden sich auf Heliumtemperatur.

3.3 Experimentelle Ergebnisse

Wie bereits im Theorieabschnitt erläutert, gibt es keine Möglichkeit, die Eigenschaften des Maserfeldes direkt zu beobachten. Zum einen gibt es keine Einzelphotonendetektoren für Mikrowellen, zum anderen hat man keinen direkten Zugang zum Resonatorfeld und würde es durch jede Art von Mikrowellenantenne auch so stark stören, daß seine quantalen Eigenschaften verloren gehen würden. Die Informationen über das Maserfeld muß man also von den Atomen bekommen. Die primäre Information, die man aus dem Experiment erhält, sind Klicks der Channeltrondetektoren für den oberen und unteren Maserzustand. Schnelle Diskriminatoren sorgen dafür, daß jedes Elektron nur einmal gezählt wird und leiten den Nachweispuls an Pulsgeneratoren, die daraus einen computertauglichen TTL-Puls formen. Eine schnelle Zählkarte registriert dann Zahl und zeitlichen Abstand der jeweiligen Pulse.

Während jeder Messung ist es sehr wichtig, daß die Betriebsparameter des Ein-Atom-Masers konstant gehalten werden. Deswegen müssen alle Meßfiles verworfen werden, in denen auch nur ein kurzzeitiger Sprung der Laserfrequenz oder in der Intensitäts- bzw. Geschwindigkeitsstabilisierung aufgetreten ist. Solche Ereignisse könnten sonst falsche statistische Eigenschaften der Atome vorgaukeln. Die Häufigkeit solcher Störungen limitiert die Maximalzahl von detektierten Atomen pro Messung. Unter günstigen Umständen läuft das System über mehrere Stunden stabil und erlaubt die kontinuierliche Veränderung eines Parameters der Maserdynamik über einen weiten Bereich hinweg. Die Länge der einzelnen Meßfiles wählt man in der Regel so, daß ihre Aufnahme zwischen fünf und 30 Minuten dauert. Man muß also immer einen Kompromiß finden zwischen möglichst hoher Zahl von registrierten Atomen pro Messung, was den statistischen Fehler verkleinert, und einer möglichst kleinen Schrittweite bei der Veränderung der Systemparameter. Die aufgenommenen Datensätze werden dann anschließend mit Auswertungsprogrammen auf ihre statistischen Eigenschaften untersucht.

3.3.1 Atom-Feld-Verschränkung und Atominterferenz

Dieser erste Teil der vorgenommenen Messungen beschäftigte sich mit der Untersuchung der Auswirkungen der Atom-Feld-Verschränkung im Mikromaser. Wie im Theorieteil erläutert, sollten die statistischen Eigenschaften der Atome nach der Wechselwirkung mit dem Feld diese Verschränkung widerspiegeln. Verschränkte Zustände, also in diesem Fall Superpositionen von Atom- und Photonenzuständen, die sich nicht in ein Produkt von Einteilchenzuständen zerlegen lassen, sind der Gegenstand von experimentellen und theoretischen Untersuchungen in vielen verschiedenen Gebieten der modernen Physik. Erwähnt seien nur Vorschläge zur Quantenkryptographie, zur Teleportation von Quantenzuständen oder zur Realisierung eines Quantencomputers, die alle auf verschränkten Mehrteilchenzuständen basieren [39, 38, 40, 20].

Im Maserexperiment sucht man nach den Auswirkungen der quantalen Verschränkung auf die Atomstatistik. Besonders interessant ist das Verhalten der Atome, die tatsächlich in den Resonator emittiert haben, diesen also im unteren Maserzustand verlassen. Für diese Atome sagt die Masertheorie Parameterbereiche mit sub-Poisson-Statistik voraus, die Fluktuationen in der Atomzahl sollten also geringer als im Poissonschen Atomstrahl sein, der den Maser pumpt. In Abschnitt 3.1.2 ist der dafür verantwortliche quantale Rückkopp-

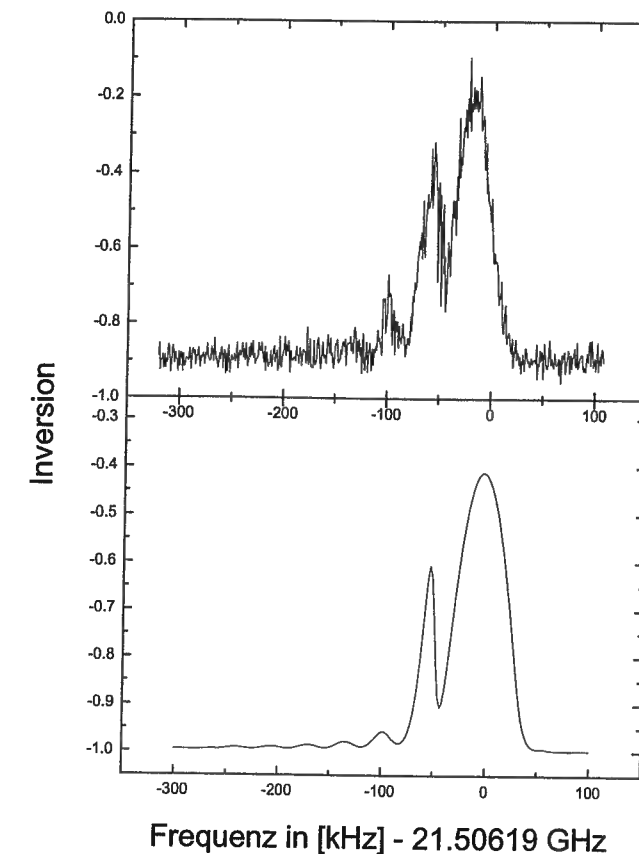


Abbildung 3.18: Messung der Maserresonanzkurve im Vergleich zur theoretischen Modellierung. Die Parameter der Rechnung sind ein Steufeld von 0.2V/cm Stärke, Atom-Feld-Kopplung $g = 20$ kHz, Pumprate $N_{ex} = 37$ und 4% Schwankungen der Wechselwirkungszeit sowie der Resonatorverstimmung.

lungsmechanismus bereits erläutert worden mit dem Hinweis, daß auch eine Verringerung der relativen Anzahl von Atomen mit sehr kurzem gegenseitigen Zeitabstand zu erwarten ist, die g_2 -Funktion also antibunching zeigen sollte. Notwendig ist also die Messung der Fano-Mandel-Q-Funktion 3.19 und der atomaren g_2 -Funktion 3.20 für Grundzustandsatome. Beide Informationen lassen sich aber aus der gleichen Messung gewinnen, wenn man, wie oben angesprochen, die Ankunftszeiten der Atome abspeichert.

Atominterferenzerscheinungen modifizieren wie in Abschnitt 3.1.4 besprochen die Maserdynamik. Dadurch ändern sich die statistischen Eigenschaften der Grundzustandsatome in Abhängigkeit von der Verstimmung δ zwischen dem Resonator und der atomaren Übergangsfrequenz. Um also ein möglichst detailliertes Bild der quantalen Wechselwirkung im Maser zu gewinnen, ist die Messung der Fano-Mandel-Q-Funktion der Grundzustandsatome bei verschiedenen Verstimmungen δ nötig. Bisherige Messungen [81, 82] untersuchten im-

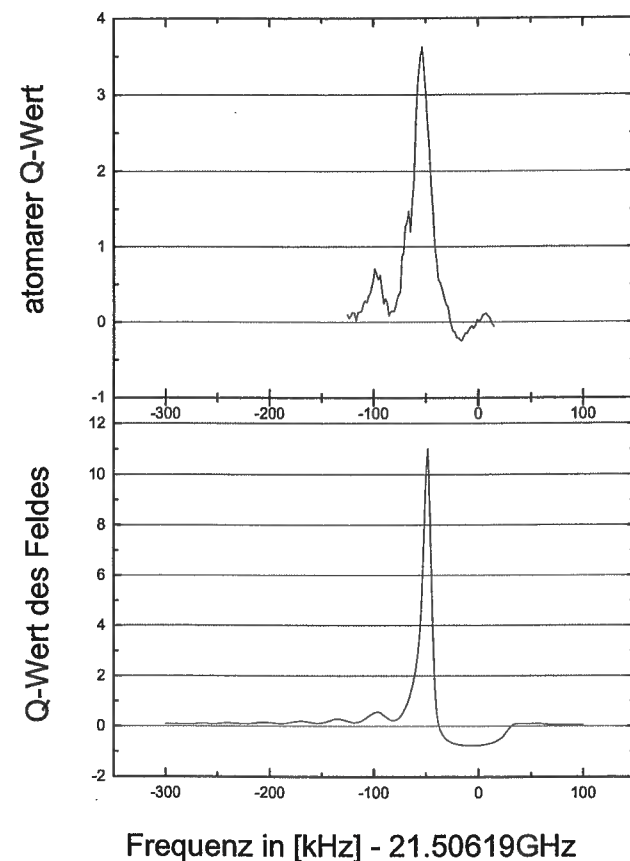


Abbildung 3.19: Messung des stationären atomaren Q-Werts im Vergleich mit dem theoretischen Q-Wert des Maserfeldes. Die Parameter der Rechnung sind wie in Abb. 3.18.

mer den starken Maserübergang $63P_{3/2} - 61D_{5/2}$ mit einer Atom-Feld-Kopplungskonstante g von etwa 39 kHz. Um auf diesem Übergang jedoch die Interferenzen zu sehen, muß man mit einem sehr hohen N_{ex} von etwa 100 arbeiten. Das bedeutet aber, daß sich sehr viele Photonen im Maserfeld befinden und außerdem die Maserresonanzlinien sehr breit werden. Die theoretische Modellierung ließ schnelle Veränderungen des atomaren Q-Parameters bei Variation der Atom-Feld-Verstimmung δ erwarten. Messungen der atomaren Statistik über die Breite der Maserresonanzlinie hinweg wurden noch nicht durchgeführt.

Um nun mit geringerem N_{ex} arbeiten zu können, wurde für diese Messungen der schwache Maserübergang $63P_{3/2} - 61D_{3/2}$ gewählt. Eine Maserresonanzlinie mit der zugehörigen Theoriekurve zeigt Abb. 3.18. Zur Aufnahme dieser Resonanzlinie stellt der Computer eine bestimmte Piezospaltung und damit eine bestimmte Verstimmung δ ein und zählt die Zahl von Atomen im oberen (N_e) und unteren (N_g) Maserzustand über einen Zeitraum von etwa 0.5 Sekunden. Daraus berechnet sich die atomare Inversion gemäß:

3.3.1 Atom-Feld-Verschränkung und Atominterferenz

$$I_{atom} = \frac{N_g - N_e}{N_g + N_e}. \quad (3.50)$$

Dieser Wert wird gespeichert und durch Erhöhung der Piezospaltung die nächste Atom-Feld-Verstimmung δ eingestellt. Zur Verbesserung der Statistik verstimmt man den Resonator mehrfach über die atomare Resonanz hinweg und bildet das arithmetische Mittel aus den verschiedenen Inversionswerten bei einem bestimmten δ . Man erkennt eine sehr schmale Resonanzstruktur von etwa 40 kHz Halbwertsbreite mit zwei scharfen Zacken auf der niederfrequenten Seite. Die gesamte Struktur ist an ihrer Basis nur etwa 120 kHz breit. Damit ist auch schon ein großer Vorteil gegenüber Messungen mit dem starken Maserübergang angesprochen, bei dem die Linien mehrere hundert Kilohertz breit werden. Man kann die Struktur in erheblich feineren Verstimmungsschritten untersuchen.

Die Parameter der Messung sind Wechselwirkungszeit $t_{int} = 38 \mu s$, Pumprate $N_{ex} = 37$, Temperatur $T = 0.3 K$ und Atom-Feld-Kopplung $g = 20 kHz$. Die theoretische Maserresonanzkurve ist mit den gleichen Parametern berechnet unter der zusätzlichen Annahme von Streufeldern der Stärke $0.2 V/cm$ im Ein- und Austrittsloch des Resonators. Dieser Wert stimmt mit dem in [114] spektroskopisch bestimmten Wert genau überein, wenn man beachtet, daß die Größe der Resonatorlöcher etwa 3 mm beträgt, während in [114] die Streufelder an einer ausgeheizten Niobprobe mit einem zwei Millimeter großen Loch bestimmt wurden. Da sie in diesem Fall näher am Atomstrahl sind ist das elektrische Streufeld natürlich entsprechend größer. Die Übereinstimmung von Theorie und Experiment ist hervorragend. Sie bestätigt die Richtigkeit des in 3.1.4 diskutierten Mechanismus. Die kleine Unterschied in der Frequenz, bei der maximale Inversion auftritt, zwischen Theorie und Experiment rührt von einer langsamen Drift der Piezos während der etwa zweiwöchigen Meßperioden her. Die genaue Abstimmungsfrequenz des Resonators wird nach Einkühlen des Kryostats gemessen. In der folgenden Meßzeit verändert sich die mechanische Vorspannung der Piezotranslatoren geringfügig, so daß die maximale atomare Inversion bei etwas unterschiedlichen Piezospaltungen auftritt.

Aus der gleichen Rechnung kann man den stationären Q-Wert des Maserfeldes, in Abhängigkeit von der Verstimmung δ von der atomaren Übergangsfrequenz, gewinnen. Er zeigt auf atomarer Resonanz einen breiten sub-Poisson-Bereich, gefolgt von einem starken super-Poissonschen Zacken bei geringer Verstimmung zu kleineren Frequenzen. Dies ist in Abb. 3.19 dargestellt im Vergleich zu einer Messung des stationären Q-Werts. Dazu wurde das interessierende Intervall von Verstimmungen in 80 Meßpunkte unterteilt. An jedem Punkt wurde dann 0.4 Sekunden lang die Zählrate im oberen und unteren Maserzustand bestimmt. Dies wurde für jede Verstimmung 60 mal wiederholt. Für jede Zählperiode bestimmt man n und n^2 und durch Mittelung über die je 60 Messungen $\langle n \rangle$ und $\langle n^2 \rangle$. Daraus errechnet sich Q gemäß Formel 3.19. Die Messung weist die erwartete sub-Poissonsche Atomstatistik auf Resonanz nach und ist damit ein direktes Anzeichen für die gesuchte Atom-Feld-Verschränkung. Auch der Bereich stark erhöhter Schwankungen auf dem ersten Interferenzzacken ist klar sichtbar. Die Abhängigkeit von der Verstimmung δ ist wie von der Theorie vorhergesagt. An dieser Stelle muß man jedoch einige Punkte betonen. Die theoretische Kurve zeigt den Q-Wert des Maserfeldes, die Messung dagegen den Q-Wert der Grundzustandsatome. Der Zusammenhang zwischen beiden Größen ist nicht trivial und die Anwendung der einfachen Näherungsformel 3.21 ergibt keine quantitative Übereinstimmung.

mung. Die Feldzerfallszeit des verwendeten Resonators betrug etwa 40 ms und das Feld sollte bei einer Messung über zehn Zerfallszeiten hinweg schon seine stationären Eigenschaften zeigen. Das ist aber genau der kritische Punkt bei Formel 3.21. In ihrer Ableitung wird angenommen, daß das Maserfeld bereits nach zwei Feldzerfallszeiten seinen stationären Zustand erreicht. Das muß aber nicht unter allen Umständen der Fall sein. Im Gegenteil, in [79] wurde die Bistabilität des Maserfeldes an den Schwellen der Pumpkurve experimentell nachgewiesen bei Sprungzeiten zwischen den Feldzuständen im Sekundenbereich. Das Maserfeld erreicht unter diesen Umständen nie einen stationären Zustand. Zum zweiten ist der Fehler dieser Messung relativ groß, da nur über 60 Meßzyklen pro Verstimmung δ gemittelt wird. Das entspricht in diesem Fall der Detektion von 2000 bis 5000 Grundzustandsatomen pro Verstimmung, so daß der Fehler des Q-Werts größer als 15% ist. Das dritte Problem ist, daß man mit dieser Art von Datenaufnahme prinzipiell keine Information über das Zeitverhalten der Q-Funktion erhält. Dies ist aber der schärfste Test der in Abschnitt 3.1.3 dargestellten Theorie der Atomstatistik im Mikromaser, speziell von Formel 3.31. Also haben die bereits oben angesprochenen zeitaufgelösten Messungen einen erheblich höheren Informationsgehalt. Abb. 3.20 zeigt das Zeitverhalten des Fano-Mandel-Q-Parameters für sechs verschiedene Atom-Feld-Verstimmungen. In der Messung startet ein Grundzustandsatom eine Uhr, die die Zahl der Zeitperioden bis zum nächsten Grundzustandsatom mißt. Das nächste Atom stoppt die Uhr, veranlaßt die Speicherung der Anzahl der vergangenen Taktperioden und startet die Uhr neu. So nimmt man für jede Verstimmung δ etwa 40000 Atome mit ihren gegenseitigen Zeitabständen auf, um einen geringen statistischen Fehler jeder Messung zu gewährleisten. Die über eine Zeitperiode t_0 gemittelte Q-Funktion erhält man, indem man zunächst die Dauer der gesamten Messung bestimmt und dann das Meßfile in Abschnitte der Länge t_0 zerlegt. Für jeden Abschnitt bestimmt man n und n^2 und mittelt dann über alle Abschnitte. Daraus erhält man dann gemäß Formel 3.19 den Q-Wert zum Zeitpunkt t_0 . Dann unterteilt man das Meßfile in halb so viele Intervalle der Länge $2t_0$, bestimmt wieder den Q-Wert und so weiter bis zu einer maximalen Zeit im Bereich von zehn bis zwanzig Feldzerfallszeiten. Je länger die Zeiten, desto weniger Intervalle stehen zur Mittelung zur Verfügung, also steigt der Fehler bei 40000 Atomen von etwa 2% für sehr kurze Zeiten bis auf über 5% für 20 Resonatorzerfallszeiten.

Das Verhalten in Abhängigkeit von der Verstimmung ist analog zu den bereits besprochenen stationären Messungen. Auf atomarer Resonanz nähert sich die Atomstatistik innerhalb einer Resonatorzerfallszeit ihrem stationären negativen Q-Wert an. Bei einer Verstimmung von etwa 60 kHz dagegen erkennt man stark super-Poissonsche Schwankungen der Atomstatistik, die von den Atominterferenzerscheinungen verursacht werden. Auch nach 16 Feldzerfallszeiten ist der stationäre Q-Wert nicht erreicht. Bemerkenswert ist auch die starke super-Poisson-Statistik im Bereich des zweiten Interferenzzackens. Dazwischen liegen Bereiche mit Poisson-Statistik der Grundzustandsatome. Die Parameter der Messung waren eine atomare Zählrate von etwa 600 Atomen pro Sekunde, bei einer Feldzerfallszeit von 25 ms, $t_{int} = 38 \mu s$, $g = 20 kHz$ und die totale Nachweiswahrscheinlichkeit, die auch den atomaren Zerfall in andere Niveaus beinhaltet, betrug $\eta = 40\%$. Dieser Wert ist für alle vorgestellten Messungen gleich, bei einer Unsicherheit von etwa 5 %.

Diese Befunde können von der in Abschnitt 3.1.3 beschriebenen Theorie der Atomstatistik reproduziert werden. Abb. 3.21 zeigt die Ergebnisse von Simulationsrechnungen die auf Formel 3.31 beruhen. Dieser Ausdruck wurde mit Emissionswahrscheinlichkeiten nach

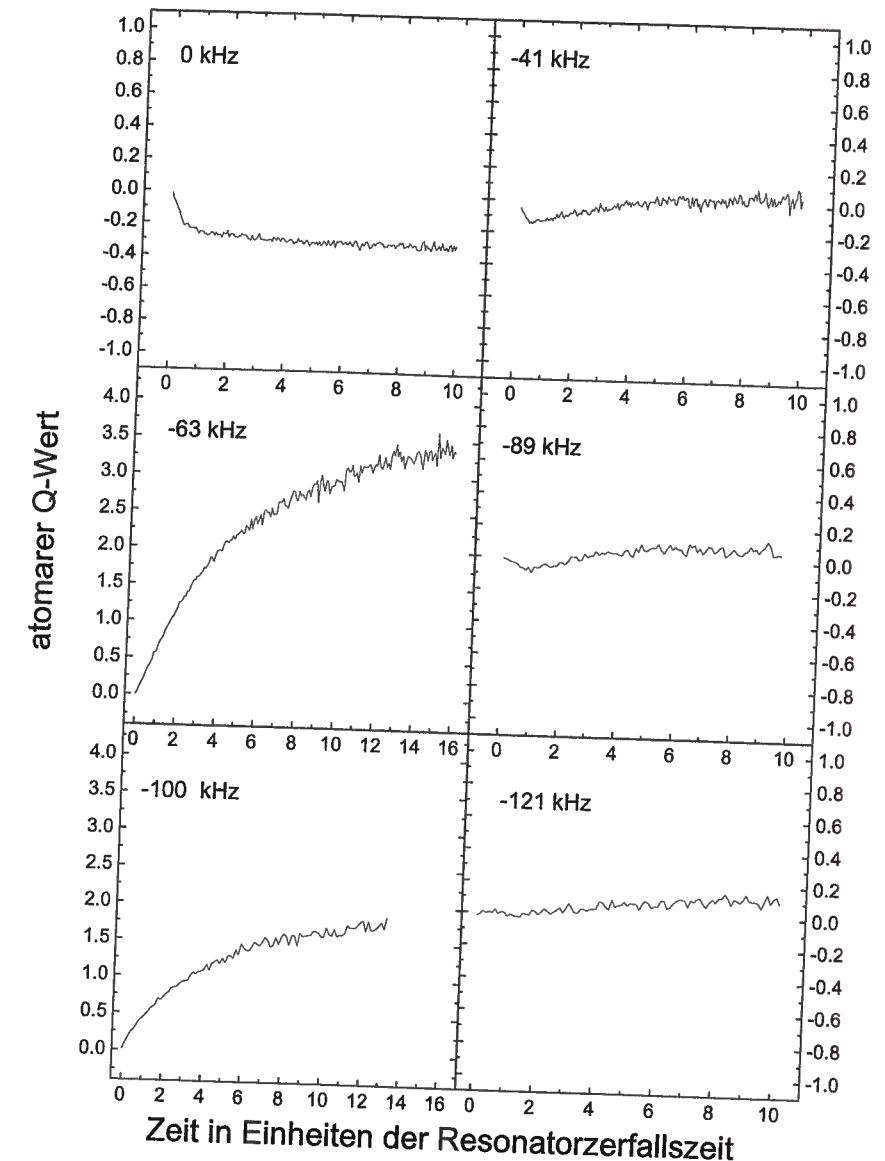


Abbildung 3.20: Messung des Zeitverhaltens der atomaren Q-Funktion für verschiedene Atom-Feld-Verstimmungen.

Formel 3.17 ausgewertet, die numerisch mit dem Programm zur Berechnung der Atominterferenzeffekte gewonnen wurden. Dadurch wird die Atom-Feld-Verstimmungsabhängigkeit von Formel 3.31 so modifiziert, daß die Atominterferenzeffekte berücksichtigt sind. Die Übereinstimmung von Theorie und Experiment ist sehr gut. Insbesondere sagt die Theorie die sehr verschiedenen Zeitkonstanten für die Annäherung des atomaren Q-Werts an den

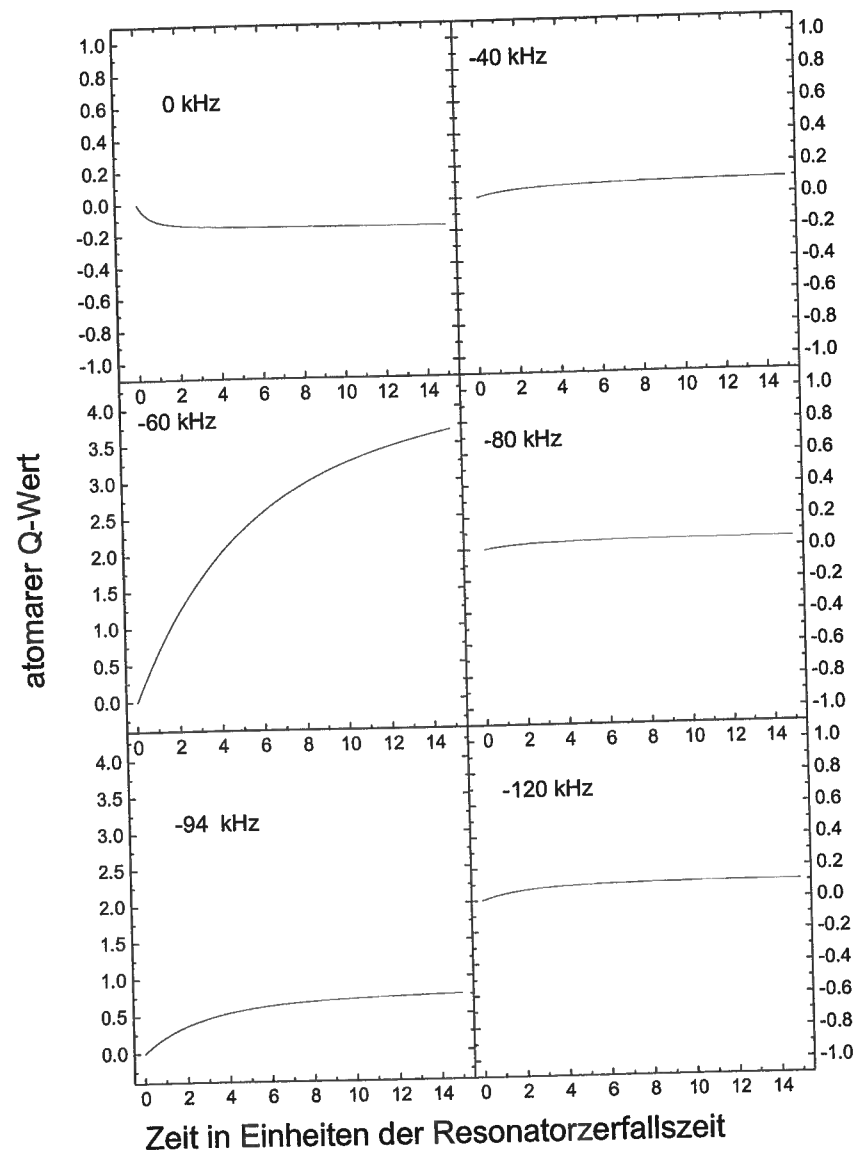


Abbildung 3.21: Theoretisches Zeitverhalten der atomaren Q -Funktion nach Gl. 3.31 für verschiedene Atom-Feld-Verstimmungen.

stationären Zustand auf Resonanz und auf dem ersten Interferenzzacken richtig voraus. Lediglich bei sehr großen Verstimmungen erhält man theoretisch einen kleineren Q -Wert als im Experiment. Die Bereiche mit Poissonscher Statistik liegen bei den gleichen Verstimmungen wie im Experiment. Die Parameter der Rechnungen waren wie im Experiment, bei einer Streufeldstärke von wieder 0.2 V/cm. Die Rechnungen mitteln über jeweils eine

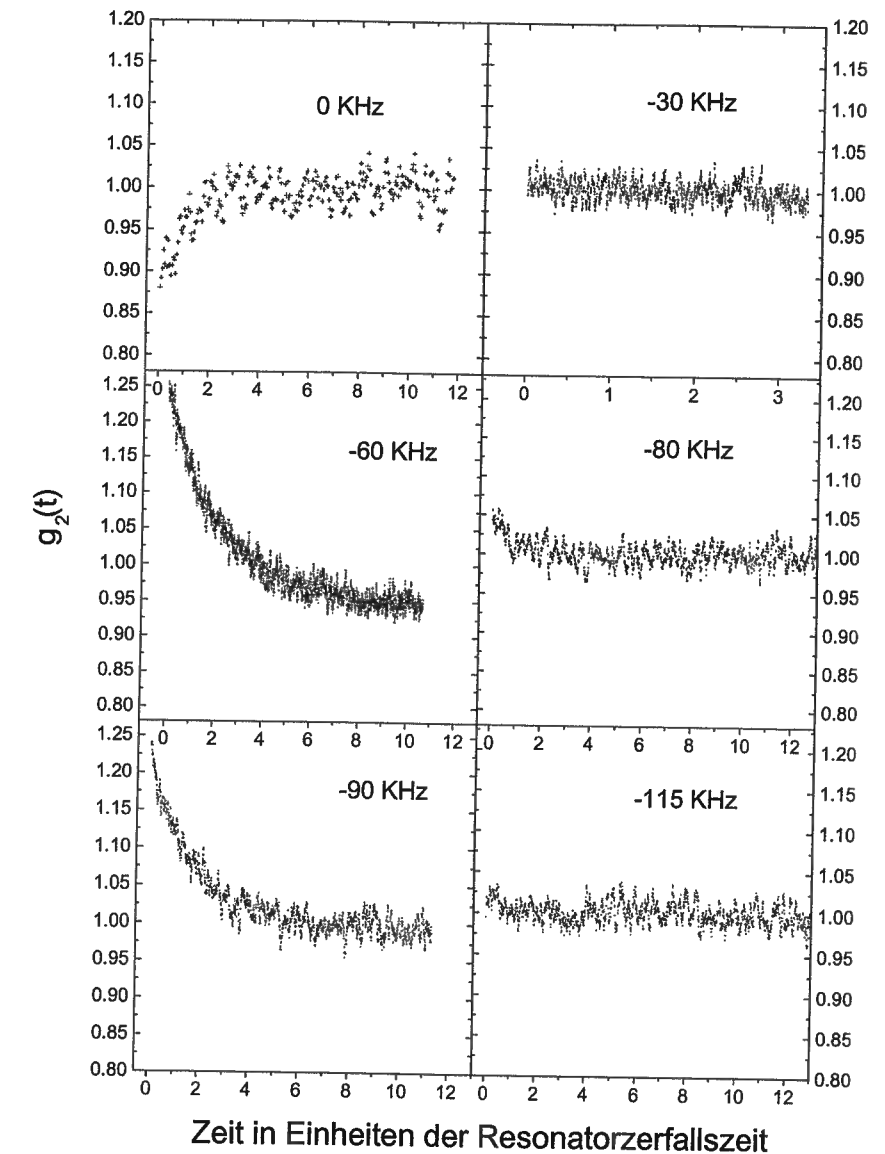


Abbildung 3.22: Messung des Zeitverhaltens der atomaren g_2 -Funktion für verschiedene Atom-Feld-Verstimmungen.

dreiprozentige Schwankung von Wechselwirkungszeit, Zählrate und Verstimmung, die die angenommenen experimentellen Unsicherheiten widerspiegeln. Der Vergleich mit dem theoretischen Modell, das explizit die Atom-Feld-Verschränkung im Ein-Atom-Maser behandelt, zeigt noch deutlicher die vorhandenen starken Korrelationen zwischen Maserfeld und den Grundzustandsatomen, die durch die kohärente Atom-Feld-Wechselwirkung im Maserreso-

nator aufgebaut werden.

Ein letzter interessanter Aspekt ist in diesem Zusammenhang das Verhalten der atomaren g_2 Funktion für Grundzustandsatome. In Referenz [105] wurde ein enger Zusammenhang zwischen g_2 - und Q -Funktion beim Mikromaser abgeleitet. Bei sub-Poisson-Statistik sollten die Grundzustandsatome antibunching zeigen, umgekehrt bei super-Poisson-Statistik bunching. Die g_2 -Funktion gewinnt man aus den Meßdaten, indem man ausgehend vom ersten Atom die zeitlichen Abstände zu den jeweils nächsten Atomen bestimmt und bis zu einer Maximalzeit von einigen Resonatorzerfallszeiten in einem Histogramm speichert. Dabei ist es für die g_2 -Funktion egal, ob zwischen zwei bestimmten Atomen weitere registriert worden sind. So fährt man ausgehend von nächsten Atom bis zum Ende des Meßfiles fort. Man normiert schließlich die g_2 -Funktion auf eins, indem man sie durch mittlere Zahl von Ereignissen pro zeitlichen Abstand zweier Atome teilt. Ergibt sich eine flache Linie, so sind die Atome unkorreliert. Ist die relative Anzahl von Zählereignissen mit sehr kurzen Zeitabstand erhöht, tendieren die Atome also dazu, den Resonator in Bündeln von Grundzustandsatomen zu verlassen, so spricht man von bunching. Antibunching, also die Unterdrückung von kurzen Zeitabständen ist wieder wie sub-Poisson-Statistik ein direktes Zeichen quantaler Verschränkung. Anschaulich gesprochen verlassen die Grundzustandsatome den Resonator in regelmäßigeren Zeitabständen als die Poisson-verteilten Pumpatome. Dazu müssen sich die Grundzustandsatome gewissermaßen abgesprochen haben und diese quantale Kommunikation geschieht über das Maserfeld. Diese Überlegungen machen vielleicht die Tatsache verständlicher, daß antibunching in der klassischen Elektrodynamik nicht vorkommen kann.

Die Messungen der g_2 -Funktion als Funktion der atomaren Verstimmung sind in Abb. 3.22 zusammengefaßt. Sie zeigen die erwartete Korrespondenz zwischen sub- bzw. super-Poisson-Statistik und antibunching bzw. bunching. Damit bestätigen sie die in [105] angestellten theoretischen Betrachtungen. Zusätzlich zeigen sie, daß sich die quantalen Eigenschaften des Maserfeldes in den verschiedenen statistischen Kenngrößen der Grundzustandsatome widerspiegeln. Damit ist die starke Verschränkung zwischen Atom und Feld im Ein-Atom-Maser demonstriert, was dann natürlich sofort die Frage aufkommen läßt, ob diese Verschränkung sich über das im Masersonator gespeicherte Feld auf eine Verschränkung zwischen aufeinander folgende Atome überträgt.

3.3.2 Atom-Atom-Korrelationen

Ein quantitatives Maß für Atom-Atom-Korrelationen im Mikromaser wurde im Abschnitt 3.1.5 diskutiert. Es beruht einzig auf der Zählstatistik der Atome. Wichtig ist es hier zu bemerken, daß im Unterschied zu den bisher dargestellten Messungen alle Atome mit ihrem gegenseitigen zeitlichen Abstand registriert werden müssen, nicht nur die Grundzustandsatome. Man erhält also mit solchen Messungen die maximal mögliche Information über den Mikromaser, alle statistischen Eigenschaften von Grundzustands- und angeregten Atomen lassen sich aus einem einzigen Meßfile extrahieren. Das experimentelle Vorgehen ist analog zu den zeitaufgelösten Q -Wert-Messungen. Ein Atom startet eine Uhr, die die Zahl der Zeitperioden bis zur Ankunft des nächsten zählt. Dieses Atom stoppt den Taktgeber veranlaßt die Speicherung der verstrichenen Zeit und startet die Uhr neu. Der einzige Unterschied ist, daß zusätzlich gespeichert wird, ob der Detektor für Atome im unteren oder im oberen Maserzustand angesprochen hat. Dadurch verdoppelt sich natürlich die Datenfülle. Man

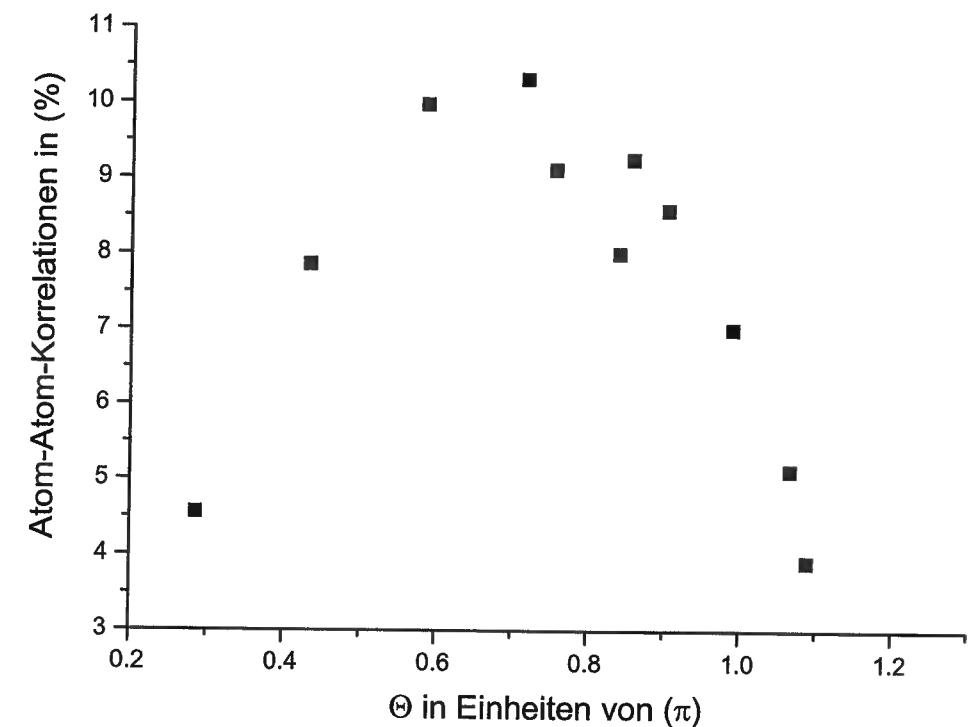


Abbildung 3.23: Messung der Atom-Atom-Korrelationen nach Formel 3.39 im Bereich der ersten Maserschwelle. Verwendet wurde der schwache Maserübergang $63P_{3/2} \rightarrow 61D_{3/2}$, der Pumpparameter Θ wurde durch Veränderung der Pumprate N_{ex} variiert.

erkennt sofort, daß dieses Vorgehen für die vorher beschriebenen Messungen der Q - und g_2 -Funktion von Nachteil wäre, da man eine große Zahl von angeregten Atomen registriert, die in diesem Zusammenhang keine Information beitragen. Bei gleicher Länge der Meßfiles wäre dann der Fehler in der Statistik der Grundzustandsatome beträchtlich größer.

Die Auswertung ist dann denkbar einfach. Man ermittelt die vier Wahrscheinlichkeiten $P_{ee}, P_{ge}, P_{eg}, P_{gg}$ und daraus, gemäß Formel 3.39, ein quantitatives Maß für die Korrelationen zwischen aufeinander folgenden Atomen. Erweitert man die in Abschnitt 3.1.3 dargestellte Theorie der Atomstatistik, so kann man damit auch diese Korrelationen berechnen. Wiederum werden besonders starke Effekte im Bereich der Maserschwellen erwartet. Die Theorie sagt des weiteren voraus, daß mit phasensensitiven Messungen über weite Bereiche des Pumpparameters Θ größere Korrelationen zwischen den Atomen nachzuweisen sein sollten, einfach dadurch, daß man sich die geeignetste Meßbasis aussuchen kann. Dies würde im Experiment durch Veränderung der Stärke der eingestrahlten Mikrowellen in den vor und nach dem Resonator angebrachten Ramsey-Zonen realisiert werden. Erste Messungen mit einem solchen Aufbau wurden bereits an anderer Stelle durchgeführt [23, 106]. Im vorliegenden Experiment detektiert man jedoch nur die Populationen im oberen und unteren Maserzustand oder, in einer mehr theoretischen Ausdrucksweise, die Hauptdiagonalelemente der Dichtematrix. Man mißt also nicht direkt die Nebendiagonalelemente der Dichtematrix,

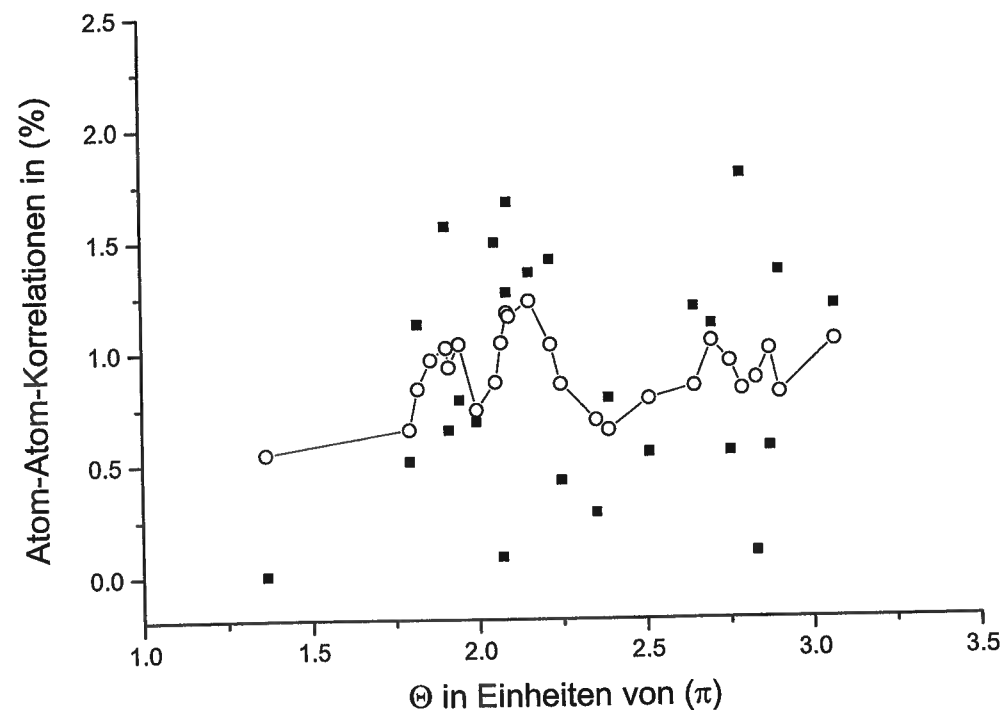


Abbildung 3.24: Messung der Atom-Atom-Korrelationen nach Formel 3.39 im Bereich der zweiten Maserschwelle. Verwendet wurde der starke Maserübergang $63P_{3/2} \rightarrow 61D_{5/2}$, der Pumpparameter Θ wurde durch Veränderung der Wechselwirkungszeit t_{int} variiert. Die durchgezogene Kurve mit offenen Kreisen zeigt die Mittelung über je fünf benachbarte Meßpunkte.

in denen die Kohärenzen des Photonenfeldes stecken. Diese lassen sich aber mit einem modifizierten Aufbau nachweisen, der auf der zusätzlichen Anwendung von Mikrowellenpulsen, die die Maser-Photonenverteilung im Phasenraum verschieben, basiert. Dieses Experiment wird in der Garchinger Gruppe aufgebaut und soll unter anderem die Rekonstruktion von Quantenzuständen erlauben [88].

Experimente wurden auf den beiden verschiedenen Maserübergängen durchgeführt. Man will das Verhalten der Atom-Atom-Korrelationen in Abhängigkeit vom Pumpparameter Θ untersuchen. In der ersten Meßserie mit dem schwachen Maserübergang $63P_{3/2} - 61D_{3/2}$ wurde der Bereich der ersten Maserschwelle betrachtet, der theoretisch die höchsten Korrelationen bis zu 25% zeigen sollte. Dazu wurde die Geschwindigkeit der Atome wieder so gewählt, daß sich eine Atom-Feld-Wechselwirkungszeit von $t_{int} = 38 \mu s$ ergab. Die Kopplungskonstante g des schwachen Übergangs beträgt 20 kHz und da diese beiden Größen nun fixiert sind, muß man zur Veränderung des Pumpparameters Θ die Pumprate N_{ex} modifizieren. Dies geschieht durch Erhöhung der eingestrahnten UV-Laserintensität sowie bei den höchsten Zählraten durch zusätzliches Umpumpen des Grundzustands mit Hilfe eines Diodenlasers. Da nur die Quadratwurzel von N_{ex} in den Pumpparameter eingeht, ist auf

diese Weise eine Variation in sehr feinen Schritten möglich. Die Feldzerfallszeit betrug bei dieser Messung nur 15 ms, was hier sehr vorteilhaft ist, da man dann mit relativ hohen atomaren Zählraten den Maser gerade über die erste Schwelle treibt. Damit ist aber der zeitliche Abstand zweier Atome kleiner und man kann in der gleichen Meßzeit sehr viel mehr Atome registrieren, was natürlich die Statistik verbessert. Konkret wurden für jeden Meßpunkt 32000 Atome gezählt, so daß die statistische Unsicherheit eines Meßwertes absolut etwa $\pm 1\%$ ist. Abb. 3.23 zeigt als Ergebnis Korrelationen zwischen aufeinander folgenden Atomen von mehr als zehn Prozent bei Veränderung des Pumpparameters über die erste Maserschwelle hinweg. Damit ist klar nachgewiesen, daß sich die Verschränkung zwischen wechselwirkenden Atomen und dem Maserfeld auf nachfolgende Atome überträgt. Dies ist eine Folge der im Vergleich zur Wechselwirkungszeit enorm langen Speicherzeit für Photonen im Maserresonator. Jede Modifikation des Maserfeldes durch frühere Atome kann von den nächsten Atomen noch gespürt werden. Das Maserfeld fungiert gewissermaßen als Zwischenspeicher für die Eigenschaften wechselwirkender Atome.

Interessant ist noch, ein Gefühl für die gesamte experimentelle Unsicherheit einer solchen Messung zu gewinnen. Dazu betrachte man Abb. 3.24, wo die Messung der Atom-Atom-Korrelationen bei einem Pumpparameter im Bereich der zweiten Maserschwelle wiedergegeben sind. Sofort ersichtlich sind die erheblich größere Streuung der Meßpunkte und die insgesamt erheblich kleineren Korrelationen zwischen den Atomen, die aber in diesem Parameterbereich zu erwarten waren. Es gibt mehrere Unterschiede zwischen den beiden Messungen. Diese zweite wurde mit dem starken Maserübergang $63P_{3/2} - 61D_{5/2}$ mit einer Kopplungsstärke von $g = 39$ kHz durchgeführt. Die Güte des Resonators betrug 2.5×10^{10} und damit die Feldspeicherzeit 180 ms. Das heißt, daß diese Messungen trotz des höheren Pumpparameters mit erheblich geringeren atomaren Zählraten von etwa 15 Atomen pro Sekunde gemacht wurden. Diese Zählrate und damit N_{ex} wurde in dieser Meßreihe konstant gehalten und die atomare Geschwindigkeit und damit t_{int} variiert. Wegen der geringen Zählrate muß man die Länge der Meßfiles auf 8000 Atome beschränken, da sonst eine einzelne Messung zu lange dauert, mit der Gefahr etwa eines Lasersprungs, der die gesamte Messung wertlos macht. Damit ist der statistische Fehler in diesen Messungen bereits doppelt so groß wie in den vorher diskutierten mit dem schwachen Maserübergang. Man erkennt, daß die Meßpunkte um absolut etwa $\pm 2\%$ um die eingezeichnete Mittelung über je fünf benachbarte Meßwerte streuen. Die gemittelte Kurve zeigt Anzeichen einer erhöhten Korrelation im Bereich der zweiten Maserschwelle, doch ist die Streuung der Werte für eine definitive Aussage zu groß. Berücksichtigt man nun die doppelt so große statistische Unsicherheit dieser Datenpunkte, kann man wiederum für die Messung auf der ersten Maserschwelle rückschließen, daß der gesamte experimentelle Fehler nicht wesentlich größer als der statistische ist. Somit konnten also im Mikromaser im Bereich der ersten Maserschwelle starke Atom-Atom-Korrelationen von $10 \pm 2\%$ nachgewiesen werden.

3.3.3 Fangzustände des Maserfeldes

Hinter dem Interesse an den trapping states steht der Wunsch, ein theoretisch extrem einfaches Objekt zu präparieren: einen Fockzustand. Das ist der quantenmechanische Zustand mit genau fixierter Photonenzahl und maximaler Phasenunschärfe. In vielen quantenmechanischen Rechnungen dienen sie als Basiszustände des quantisierten Feldes, da sie Ei-

genzustände des Photonenzahloperators $a^\dagger a$ sind. Sie in einem Experiment zu präparieren ist jedoch extrem schwierig, da es sich gewissermaßen um extrem gequetschte (gesqueezte) Zustände handelt. Die Unsicherheit in der einen konjugierten Variablen, der Photonenzahl, geht gegen Null, während die der anderen, der Phase, maximal wird, so daß die Heisenberg-sche Unschärferelation erfüllt bleibt. Betrachtet man nun die Photonenzahlverteilungen in Abb. 3.6, so erkennt man, daß durch den trapping-Mechanismus fast reine Fockzustände präpariert werden können. Sogar eine Präparation einer Superposition von Fockzuständen sollte auf der Basis des trapping-Mechanismus möglich sein [97]. Eine andere, kürzlich experimentell demonstrierte, Herstellungsmöglichkeit von Fockzuständen ist die Anregung von einzelnen Schwingungsmoden ausgehend von einem in den Grundzustand gekühlten Ion in einer Falle [41].

Wie schon erwähnt, und auch aus den im Theorieteil dargestellten Simulationsrechnungen ersichtlich, ist das zentrale Problem beim experimentellen Nachweis der Fangzustände deren extreme Empfindlichkeit gegen jegliche Art von experimentellen Schwankungen. Voraussetzung waren deshalb die bereits in früheren Arbeiten verwendeten Stabilisierungen der Laserintensität und die optische Geschwindigkeitsselektion und -stabilisierung sowie natürlich die mit dem Entmischungskryostat erreichbaren tiefen Temperaturen um 0.3 K. Die entscheidende neue Zutat war die in Abschnitt 3.2.2 beschriebene Referenzeinheit. Sie erlaubte, durch Anlegen einer Spannung an ein Elektrodenpaar, die Frequenzverschiebung der atomaren Referenzlinie. Mit Hilfe des Stark-Effekts kann man also nun die Referenzlinie kontinuierlich verstimmen, und das über die gesamte Breite des Geschwindigkeitsspektrums des Atomstrahls hinweg. Man hat also für jede atomare Geschwindigkeit und damit Wechselwirkungszeit t_{int} eine schmale Referenzlinie zur Verfügung, die man zur Stabilisierung der Laserfrequenz und damit zur selektiven Anregung nur der gewünschten Geschwindigkeitsklasse verwenden kann. Da in die trapping-Bedingung 3.40 nur die Wechselwirkungszeit t_{int} und die Atom-Feld-Kopplung g , die ja konstant ist, eingehen, muß man t_{int} in möglichst kleinen Schritten variieren.

Es wurden mehrere Messungen mit dem starken Übergang $63P_{3/2} - 61D_{5/2}$ mit einer Kopplungsstärke von $g = 39$ kHz durchgeführt. Die Güte des Resonators betrug jeweils 2.5×10^{10} , was einer Feldzerfallszeit von 180 ms entspricht. Die Temperatur lag bei allen Messungen im Bereich zwischen 0.3 und 0.35 Kelvin. Die Simulationen zeigen, daß die Fangzustände bei niedrigeren Pumpraten N_{ex} besser sichtbar sein sollten. Dies ist auch verständlich, da unter solchen Umständen ja weniger Atome den Resonator während einer Zerfallszeit passieren, von denen jedes potentiell durch die Emission eines Photons die trapping-Bedingung verletzen könnte. Die erste Messung, wurde mit einem relativ hohen N_{ex} von 20 durchgeführt, was einer Zählrate von nur 40 Atomen pro Sekunde entspricht. Die Zählrate wurde nur anhand der Anzeige der beiden Zähler ermittelt, was zur Folge hatte, daß die Schwankungsbreite von N_{ex} über die gesamte Meßreihe hinweg etwa $\pm 15\%$ um die mittlere Zählrate betrug. Die Einbrüche in der Pumpkurve, also der Darstellung der atomaren Inversion I_{atom} als Funktion der Wechselwirkungszeit (siehe Abb. 3.6), die von den Fangzuständen verursacht werden sollten, sind in der gleichen Größenordnung, sollten also in diesem Datensatz kaum identifizierbar sein. Deshalb wurde, den Simulationsrechnungen folgend, nach Effekten in der Wartezeitstatistik der Atome gesucht. Konkret wurde in den Daten nach langen Zeitabständen von mehr als zwei Feldzerfallszeiten zwischen der Detektion zweier Grundzustandsatome gesucht. Erfüllt man bei einer bestimmten Wechselwir-

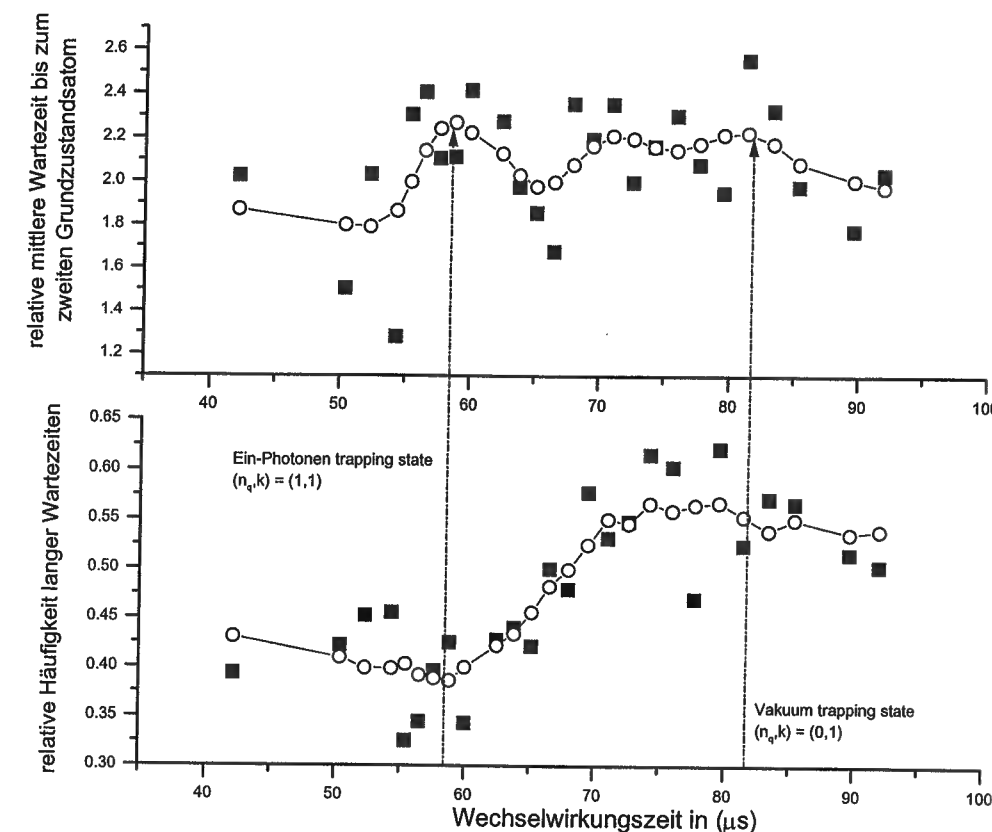


Abbildung 3.25: Messungen der Wartezeitstatistik. In beiden Abbildungen wurde nach Ereignissen gesucht, die einen langen Zeitabstand zwischen zwei Grundzustandsatomen von mehr als zwei Resonatorzerfallszeiten aufwiesen. Die Quadrate bezeichnen jeweils die Rohdaten, die offenen Kreise die Mittelung über die fünf jeweils nächsten Nachbarn. Die Pumprate N_{ex} bei diesen Messungen war etwa 20 Atome pro Feldzerfallszeit. Im unteren Teil der Abbildung ist die relative Häufigkeit langer Wartezeiten zwischen zwei Grundzustandsatomen aufgetragen, d.h. die absolute Anzahl von Zeitabständen größer zwei Resonatorzerfallszeiten dividiert durch die Pumprate N_{ex} . Das ist hier nötig, um die recht großen Schwankungen von N_{ex} zu eliminieren. Man erkennt ein breites Maximum im Bereich des Vakuum-Fangzustands, das nach den Simulationen in Abb. 3.8 unter diesen experimentellen Umständen zu erwarten ist. Der Vakuum-Fangzustand sollte die deutlichsten Veränderungen in den Wartezeitverteilungen bewirken. Im oberen Teil der Abbildung ist die Auswertung der Daten so ausgeführt, daß das zweite Simulationsschema nach Abb. 3.7 näherungsweise realisiert ist. Man verwendet die Detektion eines Grundzustandsatoms nach einer Wartezeit von mehr als zwei Resonatorzerfallszeiten als Startereignis und ermittelt dann die mittlere Wartezeit bis zum nächsten Grundzustandsatom. Dies normiert man durch Division durch den mittleren Zeitabstand der Atome, um wiederum Schwankungen von N_{ex} zu eliminieren. Durch die lange Wartezeit ist der Resonator mit hoher Wahrscheinlichkeit im Vakuumzustand, nach der Detektion eines Grundzustandsatoms befindet sich dann genau ein Photon im Maserfeld. Dadurch sollten sich im Bereich des Ein-Photonen-Fangzustands längere Wartezeiten bis zum darauffolgenden Grundzustandsatom ergeben. Die Messung zeigt bei den entsprechenden Wechselwirkungszeiten ein klares Maximum.

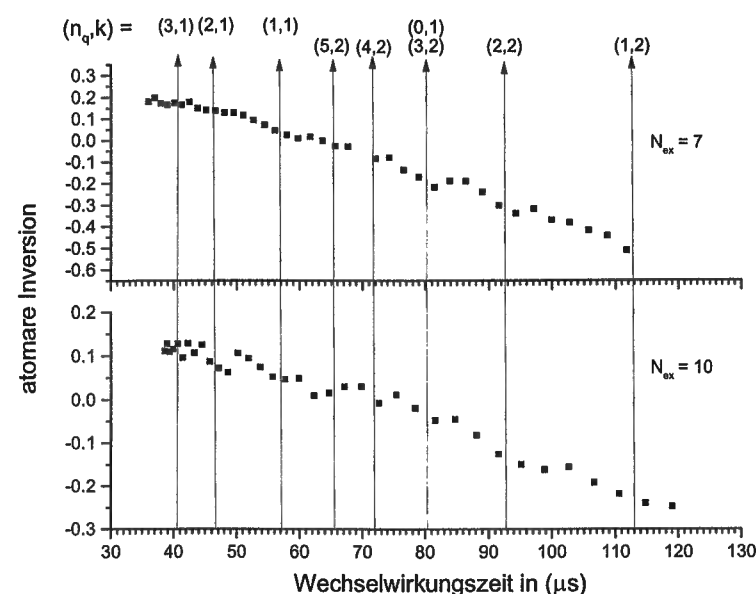


Abbildung 3.26: Messung der atomaren Inversion I_{atom} als Funktion der Wechselwirkungszeit t_{int} bei zwei verschiedenen Pumpraten N_{ex} . Die Fangzustände zeigen sich als Einbrüche in der ansonsten monoton abnehmenden Pumpkurve.

kungszeit die trapping-Bedingung 3.40, so sollte dies relativ häufiger vorkommen. Nun muß man noch beachten, daß bei niedrigerer Zählrate die relative Anzahl von solchen Ereignissen mit langem gegenseitigem Zeitabstand zunimmt, einfach weil der mittlere Abstand zwischen zwei Atomen größer wird. Dividiert man also noch durch die mittlere Zählrate, so kann man die Auswirkungen von deren Schwankung auf die gesuchte Häufigkeit von Ereignissen mit langen Zeitabständen herauskorrigieren. Abb. 3.25 zeigt als Ergebnis ein deutlich sichtbares Maximum an der Stelle, an der man den Vakuumfangzustand (0,1) erwartet. Die Strukturen in den Wartezeitverteilungen sind relativ breit, wie nach den Simulationen zu erwarten. Im oberen Teil sieht man die Ergebnisse der Auswertungsmethode, die nach den Wartezeiten für das übernächste Grundzustandsatom, nach einer langen Phase ohne Detektion, suchte. Der Gedanke dahinter ist der, daß nach zwei Feldzerfallszeiten ohne Grundzustandsatom, der Resonator mit hoher Wahrscheinlichkeit im Vakuumzustand sein sollte. Nach der Detektion des ersten Atoms ist er wiederum mit hoher Wahrscheinlichkeit in einem Zustand mit genau einem Photon im Resonator, also sollten die Wartezeiten bis zum nächsten Atom im unteren Zustand erhöht sein, falls t_{int} die trapping-Bedingung für einen Einphotonen-Fangzustand erfüllt. In dieser Messung ist dann tatsächlich der Einphotonen-Fangzustand deutlicher sichtbar. Mit den beiden vorgestellten Auswertungsarten wurden also die simulierten dynamischen Meßschemata auf die kontinuierlich aufgenommenen Datensätze über die Ankunftszeit der Atome übertragen und es konnten erste Anzeichen für die Existenz von Fangzuständen des Maserfeldes nachgewiesen werden. Eine wichtige experimentelle Verbesserung für die weiteren Messungen war die Installation einer Addierschaltung für die Zählraten und eines Zählers, der diese Summe über zehn Sekunden integrierte. Dadurch war es möglich, mit Hilfe der Laserintensität, die Zählrate sehr exakt einzustellen.

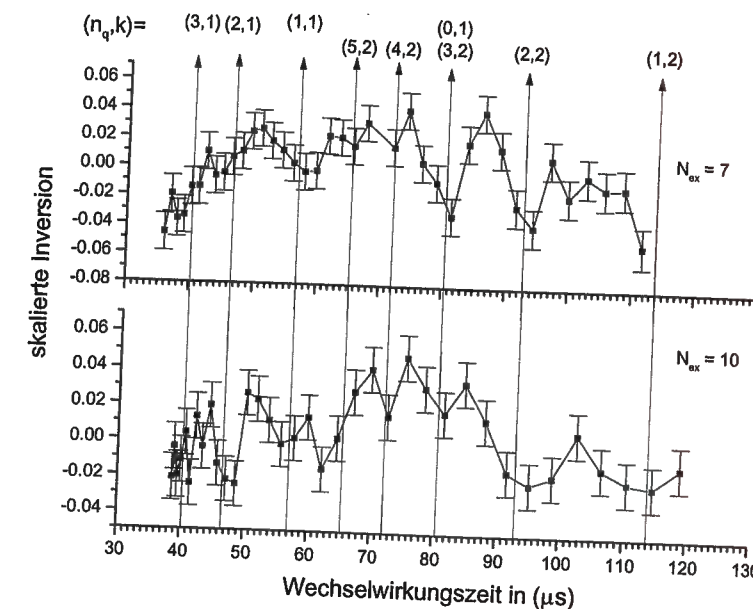


Abbildung 3.27: Inversion nach Abzug der monoton fallenden Komponente. Dies stellt eine Messung der relativen Sichtbarkeit der verschiedenen Fangzustände dar. Wie erwartet dominieren bei niedriger Pumprate die Vakuumfangzustände, während bei höherem N_{ex} die Ein- und Zweiphotonen-Fangzustände stärker ausgeprägt sind.

Die Schwankungen von N_{ex} in den nun darzustellenden Messungen waren etwa $\pm 3\%$. Die andere Veränderung war, daß diese Messungen mit einem kleineren N_{ex} von 7 und 10 durchgeführt wurden, also deutlichere Spuren der Fangzustände sogar in der atomaren Inversion zeigen sollten. Der dritte wichtige Punkt war eine deutlich höhere Laserintensität. Dies erlaubte auch Messungen mit sehr schnellen und sehr langsamen Atomen von den Rändern der Geschwindigkeitsverteilung, die mit der höheren Laserintensität noch in ausreichender Anzahl angeregt werden konnten. Die vierte Verbesserung war schließlich eine feinere Unterteilung der Geschwindigkeitsschritte. Zusammenfassend wurde also mit feineren Schritten über einen erheblich breiteren t_{int} -Bereich gemessen und das bei geringerer Pumprate N_{ex} , die zusätzlich eine deutlich kleinere Schwankungsbreite hatte.

Die Ergebnisse zeigt Abb. 3.26. Mit steigender Wechselwirkungszeit fällt die atomare Inversion I_{atom} nahezu linear, mit überlagerten Einbrüchen gerade an den Stellen, an denen ein Fangzustand des Maserfeldes zu erwarten ist. Diese lineare Abnahme der Inversion ist eine Folge der geringeren Lebensdauer des unteren Maserzustands $61D_{5/2}$ (siehe A.4). Diese Atome werden im zweiten Channeltron nachgewiesen und haben deswegen vom Ende des Resonators bis zum Detektor eine um etwa 15 mm längere Flugstrecke als die Atome im oberen Maserzustand. Dies bedeutet, daß ein größerer Anteil der Atome im unteren Maserzustand vor der Detektion zerfällt und folglich die atomare Inversion mit steigender Wechselwirkungszeit, also mit sinkender Geschwindigkeit der Atome, linear abfällt. Berücksichtigt man diesen Lebensdauereffekt, indem man die lineare Änderung von der Inversion abzieht, was in Abb. 3.27 geschehen ist, so kann man die trapping states noch deutlicher sehen. Nun kann man Fangzustände bis hinauf zum (4,2)-Zustand zuordnen, bei dem Ato-

me, unter dem Einfluß von vier Resonatorphotonen, bei ihrer Wechselwirkung mit dem Feld zwei volle Rabizyklen durchlaufen. Erwartungsgemäß sieht man die Fangzustände niedriger Ordnung am deutlichsten, vor allem den Vakuum-Fangzustand $(0,1)$. Mit höherem N_{ex} erhöht sich die mittlere Photonenzahl im Resonator und damit werden die Mehrphotonen-Fangzustände relativ zum Vakuum-trapping-state deutlicher sichtbar, besonders deutlich erwartungsgemäß die Fangzustände niedriger Ordnung, wie $(1,1)$ und $(2,2)$. Die Breite der Einbrüche ist bestimmt von der Lebensdauer der verwendeten Niedrigdrehimpulszustände und der Breite der selektierten Geschwindigkeitsverteilung Δv . Für sehr schnelle Atome beträgt diese etwa 3 %, für die langsamsten mehr als 5 %. Dadurch sollten die Strukturen etwa beim $(2,2)$ -Zustand etwas breiter als beim $(1,1)$ -trapping state sein. Dies ist in der Messung bei einer Pumprate N_{ex} von 10 gut erkennbar.

Insgesamt konnte mit diesen Messungen die starke Verschränkung zwischen Atomen und Maserfeld nachgewiesen werden, die sich durch die kohärente Atom-Feld-Wechselwirkung aufbaut. Durch die enormen Feldspeicherzeiten des Maserresonators ist es möglich, eine Verschränkung mit nachfolgenden Atomen aufzubauen, die sich in den beobachteten Atom-Atom-Korrelationen manifestiert. Zum ersten Mal konnten die Fangzustände des Maserfeldes nachgewiesen werden. Der Nachweis gelang mit Niedrigdrehimpulszuständen moderater Lebensdauer bei sehr tiefen Temperaturen. Die Quantisierung des Photonenfeldes im Resonator konnte so direkt sichtbar gemacht werden. Damit ist der Weg frei für weitere Untersuchungen von Fockzuständen im Mikromaser.

Kapitel 4

Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Aspekte der Wechselwirkung zwischen hochangeregten Rydbergatomen und einem modifizierten Vakuumfeld untersucht. Schränkt man das Modenkontinuum mit zwei parallelen, leitenden Platten nur geringfügig ein, so ergeben sich subtile Resonanzeffekte, die die Reaktion des Atoms auf das Herausschneiden derjenigen resonanten Vakuummode, die den Übergang zum nächstliegenden atomaren Zustand treibt, dokumentieren. Die theoretische Erklärung dieses retardierten Strahlungseffekts erfordert verschiedene Konzepte der Quantenelektrodynamik, wie etwa das der Renormierung. Der nun erstmals gelungene Nachweis dieses Effekts stellt eine weitere Bestätigung des Theoriegebäudes der modernen Quantenmechanik dar.

Viel dramatischer werden die Auswirkungen der Modifikation des Vakuums, wenn man das Modenkontinuum auf eine einzige Feldmode eines Resonators hoher Güte einengt, die resonant mit einem elektrischen Dipolübergang zwischen zwei langlebigen atomaren Niveaus ist. Die atomare Dynamik wird nicht mehr vom irreversiblen Zerfall in den Grundzustand bestimmt, sondern vom oszillatorischen Energieaustausch mit dem im Resonator gespeicherten Feld. Wegen der langen Speicherzeit der Resonatoren für Mikrowellenphotonen, kann jede Veränderung des Maserfeldes von vielen nachfolgenden Atomen bei ihrer Wechselwirkung mit dem Resonator gespürt werden. Dadurch wird eine starke Atom-Feld-Verschränkung aufgebaut, die sich dann letztendlich auch in den beobachteten Korrelationen zwischen den Atomen selbst manifestiert. Das Auftreten von Fangzuständen des Maserfeldes zeigt die Diskretheit des gespeicherten Photonenfeldes und macht damit die Quantisierung der elektromagnetischen Strahlung direkt sichtbar.

Die erste natürliche Fortentwicklung des Maserexperiments wäre die Verwendung längerlebiger atomarer Zustände geringerer Polarisierbarkeit. Das sind die bereits angesprochenen zirkularen Rydbergzustände mit maximaler Drehimpulsquantenzahl $l = n - 1$ und maximaler magnetischer Quantenzahl $m_l = n - 1$. Mit den Skalierungsgesetzen aus Tabelle A.3 läßt sich leicht berechnen, daß solche Atome bei Übergängen zwischen zirkularen Zuständen mit Hauptquantenzahl $n = 68 \rightarrow n = 67$, die im bisher verwendeten Frequenzbereich von etwa 21 GHz liegen, Lebensdauern von 100 ms hätten bei einer gleichzeitig im Vergleich zu Niedrigdrehimpulszuständen um den Faktor 100 geringeren elektrischen Polarisierbarkeit. Dies würde die Hauptursache bei der Präparation von Fangzuständen des Maserfeldes, nämlich den Zerfall in tieferliegende atomare Niveaus, entfernen. Es wurden bereits Experimente zu deren Erzeugung [98, 103] mit Hilfe der Methode der adiabatischen ge-

kreuzten Felder [94] durchgeführt und zu Beginn dieser Arbeit weiterentwickelt. Es zeigte sich aber, daß mit dieser Methode nicht selektiv der zirkulare Zustand, sondern ein Gemisch von Hochdrehimpulszuständen erzeugt wird. Grund dafür ist die, bei den benötigten hohen Quantenzahlen, extrem hohe Sensitivität auf kleinste elektrische Streufelder, die etwa von Rubidiumdepositionen und daraus resultierenden Kontaktpotentialen herrühren. Dadurch ist die exakt senkrechte Ausrichtung der gekreuzten elektrischen und magnetischen Felder nicht mehr möglich und beim Übergang vom dominanten magnetischen Feld in die elektrische Stabilisierung der zirkularen Zustände werden in nicht kontrollierbarer Weise andere Hochdrehimpulszustände beigemischt. Die naheliegende Möglichkeit, eine Zustandsreinigung durch einen induzierten Mikrowellenübergang in den nächstniedrigeren zirkularen Zustand zu machen, scheidet wegen der zu geringen Erzeugungseffizienz und der damit nur sehr geringen Zahl von zirkularen Atomen, die nach dem Mikrowellenübergang noch vorhanden sind, aus.

Es bietet sich an, eine weitere Methode zur Präparation von zirkularen Zuständen zu verwenden. Sie beruht darauf, einem Niedrigdrehimpulszustand, durch Absorption der entsprechenden Zahl von Mikrowellenphotonen, den zusätzlich notwendigen Drehimpuls zuzuführen. Die atomaren Zwischenzustände macht man dazu durch schnelles Herunterfahren eines elektrischen Feldes, über den Stark-Effekt, nacheinander resonant mit dem eingestrahlten Mikrowellenfeld fester Frequenz. Diese Methode wurde bereits für Hauptquantenzahlen im Bereich um $n = 50$ experimentell demonstriert [95] und hat den großen Vorteil, daß sie durch die sukzessive Absorption der Mikrowellenphotonen inhärent zustandsselektiv ist. Der Aufbau einer solchen Erzeugungseinheit für zirkulare Atome erfordert aber, wegen des Quantendefekts (siehe Tabelle A.2) der Niedrigdrehimpulszustände im Rubidium, ein dreistufiges Diodenlasersystem, das die Anregung eines f-Zustands vom Grundzustand aus ermöglicht. Alle Zustände mit höherem Drehimpuls sind dann wasserstoffähnlich und in ihrem Energieabstand nahezu äquidistant, was die Induzierung der resonanten Mikrowellenübergänge im veränderlichen elektrischen Feld erlaubt.

Der Aufbau eines Mikromasers, der auf einem längerlebigen Zwei-Niveau-Systemen basiert, ist nur ein Zwischenschritt zur Realisierung des Masers mit quantisierter Schwerpunktsbewegung. Das entscheidend Neue an diesem Vorschlag [93], der in den Veröffentlichungen [89, 90, 91] theoretisch sehr detailliert ausgearbeitet wurde, ist, daß man die Wechselwirkung sehr kalter Atome mit einem Maserresonator betrachtet. In Folge dessen muß zusätzlich die Schwerpunktsbewegung in z-Richtung quantisiert werden.

Diese neue Situation äußert sich bei der mathematischen Behandlung in einem zusätzlichen kinetischen Term im Jaynes-Cummings-Hamiltonian Formel 3.1. Die Effekte auf die Physik des Mikromasers sind dramatisch. Da in diesem Regime die kinetische Energie der Atome kleiner als die Atom-Feld-Kopplung werden kann, können die Atome am Resonator reflektiert werden. Anschaulich gesprochen wird nun Resonanz zwischen der de Broglie-Welle des Atoms und der gespeicherten Feldmode möglich. Dadurch wird das Problem der Transmission durch, bzw. der Reflexion an dem Resonator formal äquivalent zur Streuung eines quantenmechanischen Teilchens an einem Potentialwall bzw. Potentialtopf. Transmission unter Emission eines Photons in den Resonator ist nur möglich, wenn die de Broglie-Welle des Atoms in den Resonator paßt. Dieser Mechanismus läßt sich als induzierte Mikrowellenverstärkung auffassen, die durch die von der Schwerpunktsbewegung der Atome verursachten Resonanzen der Emission in den Maserresonator getrieben wird.

Dadurch steigt, bei Resonanz zwischen atomarer de Broglie-Welle und dem Maserresonator, die mittlere Photonenzahl und die Zahl der transmittierten Atome stark an, während bei Verstimmung, d.h. bei der falschen Geschwindigkeit der Atome, weder Emission noch Transmission möglich sind. Dies ist auch die Grundlage des in [92] diskutierten Vorschlags zur Geschwindigkeitsselektion von ultrakalten Atomen.

Man sollte aber an dieser Stelle nicht die sehr beträchtlichen experimentellen Schwierigkeiten verschweigen, die für eine Realisierung eines solchen Experiments zu überwinden wären. Nimmt man eine Atom-Feld-Kopplung von $g = 40$ kHz wie in den bisherigen Experimenten an, so dürften sich die Rubidiumatome nur mit weniger als 7 mm/s bewegen, wenn man die charakteristischen Resonanzen in der Transmission durch den Resonator beobachten wollte. Dies entspricht Temperaturen in Nanokelvinbereich, die zwar in den Experimenten zur Bose-Kondensation von Alkaliatomen routinemäßig erreicht werden [43, 44], hier aber nur ein Teilaspekt, neben den weiter vorhandenen kryogenen Problemen, wären. Des weiteren müßte die Wechselwirkungszone mit den Atomen sehr viel kürzer als bisher werden (0.3 mm statt 25 mm), weil andernfalls die Anforderungen an die Geschwindigkeitsselektion der Atome unrealistisch werden. Dies ist nur durch Neuentwicklung von Resonatoren mit extrem konzentriertem Feld möglich, wie sie in [110, 90] diskutiert werden. Ein weiteres sehr ernstes Problem ist schließlich der Einfluß der Gravitation auf solche sehr langsamen Atome, der in den theoretischen Betrachtungen nicht berücksichtigt ist.

Trotzdem ist es ein spannendes Ziel, zu versuchen, mit Resonatorstrukturen die Bewegung von Atomen selbst zu beeinflussen. Dies wäre eine weitere Demonstration, wie stark sich die Eigenschaften des umgebenden Vakuumfeldes auf Atome auswirken können. Damit ist das Studium von weiteren Aspekten der Welleneigenschaften von massiven Teilchen wie etwa Atomen möglich, die bereits durch die Entwicklung des Atomlasers, basierend auf einem Bose-Kondensat, angestoßen wurden [45]. Der Mikromaser erlaubt das Studium solcher Fragen der kohärenten Atom-Feld-Wechselwirkung, die eine der Grundlagen der Quantenmechanik bildet.

Anhang A

A.1 Übergangswellenlängen zu benachbarten Rydbergzuständen

Ausgangszustand	Endzustand	Übergangswellenlänge in[mm]
20s _{1/2}	19p _{3/2}	0.409
21s _{1/2}	20p _{3/2}	0.487
22s _{1/2}	21p _{3/2}	0.575
23s _{1/2}	22p _{3/2}	0.673
24s _{1/2}	23p _{3/2}	0.781
25s _{1/2}	24p _{3/2}	0.900
26s _{1/2}	25p _{3/2}	1.031
27s _{1/2}	26p _{3/2}	1.174
28s _{1/2}	27p _{3/2}	1.330
29s _{1/2}	28p _{3/2}	1.499
30s _{1/2}	29p _{3/2}	1.681
31s _{1/2}	30p _{3/2}	1.878
32s _{1/2}	31p _{3/2}	2.090
33s _{1/2}	32p _{3/2}	2.317
34s _{1/2}	33p _{3/2}	2.560

Tabelle A.1: Übergangswellenlängen zwischen benachbarten Rydbergzuständen.

A.2 Eigenschaften von Rubidium-Rydbergatomen

Die spektroskopischen Eigenschaften des Wasserstoffatoms lassen sich exakt berechnen, da es sich um das Problem eines einzelnen Teilchens im $1/r$ -Coulomb-Zentralpotential handelt. Ohne Berücksichtigung von Spin und Drehimpulskopplung sind dann die Energieeigenwerte zur Hauptquantenzahl n n^2 -fach entartet. Dies gilt für die Alkaliatome nicht mehr. Ihr chemisches Verhalten wird zwar vom äußeren ungepaarten Elektron bestimmt und sie sind deshalb dem Wasserstoff sehr ähnlich, doch besitzen sie als entscheidenden Unterschied einen Rumpf von Elektronen, die in abgeschlossenen Schalen sitzen und somit stark gebunden

sind. Das verursacht nun die großen Unterschiede zwischen Rydbergzuständen mit hohem und mit niedrigem Bahndrehimpuls l . Erstere bewegen sich im Bild des Bohr-Sommerfeld-Atommodells auf nahezu kreisförmigen Bahnen, die so gut wie nie in Kernnähe geraten. Damit ist die Kernladung immer effektiv durch die inneren Elektronen abgeschirmt und die Skalierungseigenschaften sind annähernd wie beim Wasserstoff. Elektronen mit niedrigem Bahndrehimpuls dagegen bewegen sich auf stark elliptischen Bahnen, die sie immer wieder in Kernnähe führen, wo sie das erheblich stärkere unabgeschirmte Kernpotential spüren. Deshalb führt man die sogenannten Quantendefekte δ_{nl} ein, die als Korrekturparameter die Abweichung des vom Elektron gespürten effektiven Potentials vom reinen Coulombpotential kompensieren. So erhält man die effektiven Hauptquantenzahlen $n^* = n - \delta_{nl}$, für die wieder die Skalierungseigenschaften des Wasserstoffatoms gelten. Für Rydbergzustände mit hoher Hauptquantenzahl n , wie sie in den beiden hier beschriebenen Experimenten verwendet wurden, ist der Quantendefekt nur noch vom Bahndrehimpuls abhängig und kann spektroskopisch bestimmt werden [42]. Einige wichtige Werte sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

Term	² S _{1/2}	² P _{1/2}	² P _{3/2}	² D _{3/2}	² D _{5/2}
δ_{nl}	3.131145	2.65486	2.64165	1.34807	1.34642

Tabelle A.2: Quantendefekte von Rubidium-Rydbergatomen.

Hinzuweisen ist noch besonders auf die Eigenschaften von zirkularen Rydbergatomen, also Zuständen mit maximaler Drehimpulsquantenzahl $l = n - 1$ und maximaler magnetischer Quantenzahl $m_l = n - 1$. Wie aus der untenstehenden Tabelle ersichtlich, sind deren Lebensdauern erheblich größer (z.B. für $n=60$ 20ms!) und ihre elektrische Polarisierbarkeit in diesem Hauptquantenzahlbereich etwa um den Faktor 100 geringer als für die verwendeten Niedrigdrehimpulszustände. Das verleiht den Atomen größere Stabilität gegen elektrische Streufelder und ihre enorme Lebensdauer wäre für weitergehende Experimente mit den Fangzuständen des Maserfeldes von Vorteil, da man dann den atomaren Zerfall in andere Zustände komplett vernachlässigen könnte.

physikalische Größe	Skalierung
Energie	n^{*-2}
Radius	n^{*2}
Lebensdauer ($l \ll n - 1$)	n^{*3}
Lebensdauer ($l \simeq n - 1$)	n^5
Dipolmoment	n^{*2}
Übergangsfrequenz	n^{*-3}
Polarisierbarkeit ($p - \text{Niveau}$)	n^{*7}
Polarisierbarkeit ($l = n - 1$)	n^5
Ionisationsfeldstärke	n^{*-4}

Tabelle A.3: Skalierungseigenschaften von Rydbergatomen.

Ihren angenehmen Eigenschaften stehen jedoch ihre aufwendige Präparation und Stabilisierung gegenüber. Deshalb wurde in dieser Arbeit auf die Verwendung von zirkularen Zuständen verzichtet.

A.3 Experimentelle Parameter des Ein-Atom-Masers

Übergang	$63P_{3/2} \rightarrow 61D_{5/2}$	$63P_{3/2} \rightarrow 61D_{3/2}$
Übergangsfrequenz	21,456 GHz	21,506 GHz
Matrizelement	1382 ea_0	316 ea_0
Atom – Feld – Kopplungsk.	(39 ± 10) krad/s	(20 ± 5) krad/s
Resonatorgüte	$2.5 \cdot 10^{10}$	$2 - 5 \cdot 10^9$
Felddämpfungszeit	180 ms	15 – 35 ms
Wechselwirkungszeit	30...130 μs	
Lebensdauer 63P (61D)	488 (244) μs	
Polarisierbarkeit 63P (61D)	1,0 (0,3) GHz/(V/cm) ²	
$\Delta t_{int}/t_{int}$	2...6%	
Temperatur	0,3 K	
Nachweiswahrscheinlichkeit	(40 ± 10) %	

Tabelle A.4: Experimentelle Parameter der verwendeten Maserübergänge.

A.4 Theoretische Wechselwirkungszeiten für verschiedene Fangzustände

Es werden die wichtigsten Fangzustände niedriger Ordnung angegeben, die im experimentell zugänglichen Bereich von Wechselwirkungszeiten liegen. Wie in Formel 3.40 bezeichnet n_p die Zahl der Photonen im Resonator und k die Zahl der vom Atom durchlaufenen Rabi-zyklen. Die Atom-Feld-Kopplungskonstante g wurde zu 39kHz angesetzt, alle Wechselwirkungszeiten werden in μs angegeben.

$n_p \setminus k$	1	2	3	4
0	80.5	161.1		
1	57.0	113.9	170.9	
2	46.5	93.0	139.5	
3	40.3	80.5	120.8	161.1
4	36.0	72.0	108.1	144.1
5	32.9	65.8	98.7	131.5

Tabelle A.5: Wechselwirkungszeiten in [μs] für ausgesuchte Fangzustände.

Literaturverzeichnis

- [1] P. A. M. Dirac (1958), *The Principles of Quantum Mechanics*, Oxford: Clarendon.
- [2] W. E. Lamb, R. C. Retherford, (1947), *Phys. Rev.*, **72**, 241, W. E. Lamb, R. C. Retherford, (1950), *Phys. Rev.*, **79**, 549, W. E. Lamb, R. C. Retherford, (1950), *Phys. Rev.*, **81**, 222.
- [3] H. A. Bethe, (1947), *Phys. Rev.*, **72**, 339.
- [4] T. Udem, A. Huber, B. Gross, J. Reichert, M. Prevedelli, M. Weitz, T. W. Hänsch, (1997), *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 2646.
- [5] B. de Beauvoir, F. Nez, L. Julien, B. Cagnac, F. Biraben, D. Touahri, L. Hilico, O. Acef, A. Clairon, J. J. Zondy, (1997), *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 440.
- [6] A. Huber, T. Udem, B. Gross, J. Reichert, M. Kourogi, K. Pachucki, M. Weitz, T. W. Hänsch, (1997), *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 468.
- [7] V. Weisskopf, E. Wigner, (1930), *Z. Phys.*, **63**, 54.
- [8] H. Purcell, (1946), *Phys. Rev.*, **69**, 681.
- [9] R. G. Hulet, E. Hilfer, D. Kleppner, (1985), *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 2137.
- [10] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, S. Haroche, (1983), *Phys. Rev. Lett.*, **50**, 1903.
- [11] H. B. G. Casimir, D. Polder, (1948), *Phys. Rev.*, **73**, 360.
- [12] S. K. Lamoreaux, (1997), *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 5.
- [13] D. J. Heinzen, M. S. Feld, (1987), *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2623.
- [14] C. I. Sukenik, M. G. Boshier, D. Cho, V. Sandoghdar, E. A. Hinds, (1993), *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 560, V. Sandoghdar, C. I. Sukenik, S. Haroche, E. A. Hinds, (1996), *Phys. Rev. A*, **53**, 1919.
- [15] M. Brune, P. Nussenzveig, F. Schmidt-Kaler, F. Bernadot, A. Maali, J. M. Raimond, S. Haroche, (1994), *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3339.
- [16] D. J. Berkeland, J. D. Miller, J. C. Bergquist, W. M. Itano, D. J. Wineland, (1998), *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 2089.

- [17] F. Diedrich, H. Walther, (1987), *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 203, J. T. Höffges, H. W. Baldauf, T. Eichler, S. R. Helmfrid, H. Walther, (1997), *Opt. Comm.*, **133**, 170.
- [18] G. M. Meyer, H. J. Briegel, H. Walther, (1997), *Europhys. Lett.*, **37**, 317.
- [19] F. Diedrich, E. Peik, J. M. Chen, H. Walther, (1987), *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2931.
- [20] J. I. Cirac, P. Zoller, (1995), *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 4091.
- [21] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, D. J. Wineland, (1996), *Science*, **272**, 1131.
- [22] E. Schrödinger, (1935), *Naturwissenschaften*, **23**, 807.
- [23] M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, A. Maali, C. Wunderlich, J. M. Raimond, S. Haroche, (1996), *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4887.
- [24] W. H. Zurek, (1991), *Phys. Today*, Oktoberheft, 36.
- [25] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, (1935), *Phys. Rev.*, **47**, 777.
- [26] R. J. Thompson, G. Rempe, H. J. Kimble, (1992), *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 1132.
- [27] K. An, J. J. Childs, R. R. Dasari, M. S. Feld, (1994), *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 3375.
- [28] N. F. Ramsey, (1956), *Molecular beams*, Oxford University Press, New York.
- [29] N. F. Ramsey, (1990), *Rev. of Mod. Phys.*, **62**, 541.
- [30] J. D. Jackson, (1975), *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, New York.
- [31] J. Dirscherl, (1995), *Dissertation*, Universität München.
- [32] M. M. Salour, C. Cohen-Tannoudji, (1977), *Phys. Rev. Lett.*, **38**, 757.
- [33] H. Walther (1976), *Spectroscopy of Atoms and Molecules*, H. Walther (Hrsg.), Springer Verlag, Berlin, 1.
- [34] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, (1992), *Atom-Photon Interactions*, John Wiley, New York.
- [35] S. A. Lee, J. Helmke, J. L. Hall, (1979), *Laser Spectroscopy IV*, H. Walther, K. W. Rothe (Hrsg.), Springer Verlag, Berlin, 130.
- [36] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloe, (1977), *Quantum Mechanics, Volume II*, John Wiley & Sons, New York, 1279.
- [37] P. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko, Y. Shih, (1995), *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 4337.
- [38] D. Bouwmeester, J. W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, A. Zeilinger, (1997), *Nature*, **390**, 575.

- [39] H. Zbinden, J. D. Gautier, N. Gisin, B. Huttner, A. Muller, W. Tittel, (1997), *Electron. Lett.*, **33**, 568.
- [40] D. Boschi, S. Branca, F. De Martini, L. Hardy, S. Popescu, (1998), *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1121.
- [41] D. M. Meekhof, C. Monroe, B. E. King, W. M. Itano, D. J. Wineland, (1996), *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1796.
- [42] D. Meschede, (1987), *J. Opt. Soc. Am. B*, **4**, 413.
- [43] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, (1995), *Science*, **269**, 198.
- [44] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kim, W. Ketterle, (1995), *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3969.
- [45] M. O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, W. Ketterle, (1997), *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 582.

Vakuuminduzierte resonante Energieniveaushiftung

- [46] B. J. Neizert, (1989), *Dissertation*, Universität München.
- [47] J. Dirscherl, (1991), *Diplomarbeit*, Universität München.
- [48] T. Wegener, (1994), *Dissertation*, Universität München.
- [49] M. Weidinger, (1995), *Diplomarbeit*, Universität München.
- [50] H. van Regemorter, H. B. Dy, M. Prud'homme, (1979), *J. Phys. B*, **12**, 1053.
- [51] S. Liberman, J. Pinhard, (1979), *Phys. Rev. A*, **20**, 507.
- [52] M. S. O'Sullivan, B. P. Stoicheff, (1985), *Phys. Rev. A*, **31**, 2718.
- [53] C. J. Lorenzen, K. Niemax, (1983), *Phys. Script.*, **27**, 300.
- [54] D. Kleppner, G. Littman, M. L. Zimmermann, (1983), *Rydberg States of Atoms and Molecules*, Cambridge University Press.
- [55] J. Dirscherl, B. Neizert, T. Wegener, H. Walther, (1992), *Opt. Comm.*, **91**, 131.
- [56] R. V. Pound, (1946), *Rev. Sci. Instrum.*, **17**, 490.
- [57] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward, (1983), *Appl. Phys. B*, **31**, 97.
- [58] Burleigh Instruments Inc., (1994), *Inchworm Instruction Manual*.
- [59] J. Heidenhain GmbH, (1991), *Inkrementale offene Längenmeßsysteme*.
- [60] Y. V. Baklanov, B. Y. Dubetsky, V. P. Chebotayev, (1976), *Appl. Phys.*, **9**, 171.

- [61] Y. V. Baklanov, B. Y. Dubetsky, V. P. Chebotayev, (1976), *Appl. Phys.*, **11**, 201.
- [62] S. Haroche, (1991), *Fundamental Systems in Quantum Optics*, J. Dalibard, J. M. Raimond J. Zinn-Justin (Hrsg.), Elsevier Science Publishers B.V.
- [63] G. Barton, (1987), *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, **410**, 141.
- [64] G. Barton, (1987), *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, **410**, 175.
- [65] G. Barton, (1988), *Phys. Script. T*, **21**, 11.
- [66] G. Barton, (1981), *J. Phys. A*, **14**, 1009, (1982), *ibid.*, **15**, 323.
- [67] T. Nakajima, P. Lambropoulos, H. Walther, (1997), *Phys. Rev. A*, **56**, 5100.
- [68] D. A. Varshalovich, A. N. Moskalev, V. K. Khersonskii, (1993), *Quantum Theory of Angular Momentum*, World Scientific.
- [69] J. C. Bordé, (1977), *Laser Spectroscopy III*, J. L. Hall, J. L. Carsten (Hrsg.), Springer Verlag, Berlin, 142.
- [70] J. C. Bordé, (1983), *Advances in Laser Spectroscopy*, F. T. Arecchi, F. Strumia, H. Walther (Hrsg.), Plenum Press, New York, 1.

Mikromaser

- [71] E. T. Jaynes, F. W. Cummings, (1963), *Proc. IEEE - special issue on quantum electronics*, **51**, 89.
- [72] P. Meystre, M. Sargent III, (1990), *Elements of Quantum Optics*, Springer Verlag, Berlin.
- [73] D. Meschede, H. Walther, G. Müller, (1985), *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 551.
- [74] P. Filipowicz, J. Javanainen, P. Meystre, (1986), *Phys. Rev. A*, **34**, 3077.
- [75] L. A. Lugiato, M. O. Scully, H. Walther, (1987), *Phys. Rev. A*, **36**, 740.
- [76] G. Rempe, F. Schmidt-Kaler, H. Walther, (1990), *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2783.
- [77] G. Rempe, H. Walther, (1990), *Phys. Rev. A*, **42**, 1650.
- [78] G. Raithel, C. Wagner, H. Walther, L. M. Narducci, M. O. Scully, (1993), *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics, Supp.2, Cavity Quantum Elektrodynamics*, P.R. Bermann (Hrsg.), Academic Press.
- [79] O. Benson, G. Raithel, H. Walther, (1994), *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3506.
- [80] G. Raithel, O. Benson, H. Walther, (1995), *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3446.
- [81] O. Benson, (1995), *Dissertation*, Universität München.
- [82] G. Raithel, (1995), *Habilitationsschrift*, Universität München.

- [83] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond and S. Haroche, (1996), *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1800.
- [84] F. W. Cummings, (1965), *Phys. Rev. A*, **140**, 1051.
- [85] J. H. Eberly, N. B. Narozhny, J. J. Sanchez-Mondragon, (1980), *Phys. Rev. Lett.*, **44**, 1323.
- [86] G. Rempe, H. Walther, N. Klein, (1987), *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 353.
- [87] B. W. Shore, P. L. Knight, (1993), *J. Mod. Opt.*, **40**, 1195.
- [88] C. T. Bodendorf, G. Antesberger, M. S. Kim, H. Walther, (1998), *Phys. Rev. A*, **57**, 1371.
- [89] G. M. Meyer, M. O. Scully, H. Walther, (1997), *Phys. Rev. A*, **56**, 4142.
- [90] M. Löffler, G. M. Meyer, M. Schröder, M. O. Scully, H. Walther, (1997), *Phys. Rev. A*, **56**, 4153.
- [91] M. Schröder, K. Vogel, W. P. Schleich, M. O. Scully, H. Walther, (1997), *Phys. Rev. A*, **56**, 4164.
- [92] M. Löffler, G. M. Meyer, H. Walther, (1998), *Europhys. Lett.*, **41**, 593.
- [93] M. O. Scully, G. M. Meyer, H. Walther, (1996), *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4144.
- [94] D. Delande, J. C. Gay, (1988), *Europhys. Lett.*, **5**, 303.
- [95] P. Nussenzveig, F. Bernadot, M. Brune, J. Hare, J. M. Raimond, S. Haroche, W. Gawlik, (1993), *Phys. Rev. A*, **48**, 3991.
- [96] P. Meystre, G. Rempe, H. Walther, (1988), *Opt. Lett.*, **13**, 1078.
- [97] J. J. Slosser, P. Meystre, E. M. Wright, (1990), *Opt. Lett.*, **15**, 233.
- [98] A. Rusch, (1993), *Diplomarbeit*, Universität München.
- [99] H. J. Briegel, B. G. Englert, N. Sterpi, H. Walther, (1994), *Phys. Rev. A*, **49**, 2962.
- [100] E. Wehner, R. Seno, B. G. Englert, H. Walther, (1994), *Opt. Comm.*, **110**, 655.
- [101] B. G. Englert, M. Löffler, O. Benson, B. T. H. Varcoe, M. Weidinger, H. Walther (1998), *submitted to Fortschr. Phys.*.
- [102] C. Wagner, A. Schenzle, H. Walther, (1994), *Opt. Comm.*, **107**, 318.
- [103] C. Wagner, (1994), *Dissertation*, Universität München.
- [104] O. Benson, M. Weidinger, G. Raithel, H. Walther, (1997), *J. Mod. Opt.*, **44**, 2011.
- [105] H. Paul, T. Richter, (1991), *Opt. Comm.*, **85**, 508.

- [106] E. Hagley, X. Maître, G. Nogues, C. Wunderlich, M. Brune, J. M. Raimond, S. Haroche, (1997), *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1.

Resonatordesign

- [107] N. Klein, (1985), *Supraleitende K-Band-Resonatoren für den Ein-Atom-Maser*, Ex-
terner Bericht, Gesamthochschule Wuppertal, Wu D 85-5.
- [108] N. Klein, (1989), *Supraleitende Mikrowellenresonatoren für Anwendungen in physi-
kalischen Grundlagenexperimenten*, Externer Bericht, Gesamthochschule Wuppertal,
WUB-DIS 89-3.
- [109] Kapitel 8, [30].
- [110] R. Heerlein, (1998), *Diplomarbeit*, Universität München.
- [111] E. U. Condon, H. Odishaw, (1967), *Handbook of Physics*, McGraw-Hill Book Compa-
ny, New York.
- [112] R. C. Weast (Ed.), (1988), *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 68th Edition,
CRC Press, Inc. Boca Raton, Florida, E-89.
- [113] M.-C. Desjonquères, D. Spanjaard, (1993), *Concepts in Surface Physics*, Springer
Verlag, Berlin.
- [114] M. Weidinger, M. Marrocco, R. T. Sang, H. Walther, (1997), *Opt. Comm.*, **141**, 273.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. H. Walther bedanken, der es mir möglich machte, die Arbeit an beiden Experimenten zu kombinieren. Sein stetes Interesse und seine vertrauensvolle Förderung haben wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Ich habe von der anspruchsvollen wissenschaftlichen Atmosphäre in unserer Gruppe, die er durch den Besuch vieler internationaler Gäste und durch die Möglichkeit zur Teilnahme an verschiedenen Konferenzen zu schaffen wußte, sehr profitiert.

Dr. Michele Marrocco danke ich ganz herzlich für die gute und freundschaftliche Zusammenarbeit während der gesamten Dauer meiner Promotion. Ohne seine Ausdauer bei den oftmals frustrierenden Experimenten, hätte es die Messungen zur vakuuminduzierten Energieniveauverschiebung nicht gegeben. Er hat mir die italienische Lebensart, nicht nur durch die köstlichen Erzeugnisse der Farm seiner Eltern, sehr nahegebracht.

Für die detaillierte Einführung in alle Aspekte des Maserexperiments danke ich Dr. Oliver Benson. Durch seinen Sinn für Humor wurde selbst das Lecksuchen am Kryostat eine fröhliche Tätigkeit.

Meinen beiden Australiern Dr. Robert Sang und Dr. Benjamin Varcoe sage ich ein herzliches Dankeschön für ihr enormes Engagement an beiden Experimenten. Auch mancher Besuch im Bräustüberl wird mir dauerhaft in Erinnerung bleiben.

Peter Holub, Ralph Heerlein und Simon Brattke danke ich für viele gemeinsame Arbeitsstunden am Maserexperiment und für ideenreiche Diskussionen über mögliche Weiterentwicklungen.

Ganz besonders danken möchte ich Prof. Dr. B. G. Englert und Dr. Markus Löffler für viele hartnäckige Nachfragen nach den genauen experimentellen Gegebenheiten am Maserexperiment. In den zahlreichen Diskussionen über die theoretischen Aspekte des Mikromasers habe ich viel gelernt. Für die vielen Überlegungen und die viele Zeit, die sie für die unerschrockene theoretische Analyse der experimentellen Maserdaten aufgewendet haben, danke ich beiden besonders herzlich.

Meinen Kollegen von der Unigruppe, Gunther Antesberger, Ulf Bartl, Christof Bodendorf, Dr. Herman Held, Dr. Natalia Karapanagioti, Jochen Philippi, Jörg Schlichter, Elmar Stephan, Gernot Stania und Dr. Philip Wenzel danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und für die lustigen Abende auf Schloß Ringberg.

Stellvertretend für die vielen Kollegen am MPQ danke ich Stefan Schlipf für seine Hilfe bei allen Rechnerproblemen, Dr. Ekkehard Peik für das Korrekturlesen der Arbeit und Dr. Andreas Buchleitler für die Einführung in die theoretischen Hintergründe der stochastischen Resonanz im Mikromaser.

Ein herzliches Dankeschön sage ich Herrn Käsbauer für das Ausheizen der Resonatoren, Herrn Schönauer für seine Hilfe bei vielen technischen Problemen und Herrn Dr. Steiner für die Betreuung der Workstations. Ebenso danke ich den Mitarbeitern der mechanischen Werkstätten der Universität und des MPQ sowie der Elektronikwerkstatt der Universität für die immer schnelle und zuverlässige Ausführung aller anfallenden Arbeiten.

Zuletzt möchte ich noch meiner lieben Frau Susanne und meinem Sohn Daniel danken. Ohne ihr Verständnis und ihre liebevolle Unterstützung wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen.

