

BAYERISCHE AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHE KLASSE

SITZUNGSBERICHTE

JAHRGANG

1985

MÜNCHEN 1986

VERLAG DER BAYERISCHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN
In Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung München

Der Ein-Atom Maser

Dieter Meschede, Herbert Walther

Sektion Physik, Universität München und Max-Planck Institut für Quantenoptik,
D-8046 Garching bei München, Fed. Rep. of Germany

Günter Müller

Fachbereich Physik, Universität Wuppertal, D-5600 Wuppertal,
Fed. Rep. of Germany

Vorgetragen in der Sitzung v. 26. Oktober 1984

In einem Maser werden angeregte Atome oder Moleküle veranlaßt, ihre Energie durch stimulierte Emission an das elektromagnetische Feld des Resonators abzugeben. Dies geschieht phasengleich mit dem Resonatorfeld, so daß auf diese Weise eine optimale Verstärkung des Feldes erfolgt. Das grundlegende Problem der Strahlungs-Atom Wechselwirkung, das dabei eine Rolle spielt, ist der Austausch eines Photons zwischen einem Atom und dem Feld einer Schwingungsmode eines Resonators. Diesem Problem wurde kurz nach der Erfindung des Masers große Aufmerksamkeit geschenkt.¹ Damals war jedoch die Fragestellung rein akademisch, da es bei den Experimenten immer notwendig war, eine große Zahl von Atomen und Photonen einzusetzen und nicht daran gedacht werden konnte, mit einzelnen Atomen und Photonen zu experimentieren. Das liegt daran, daß normalerweise die Übergangswahrscheinlichkeiten für stimulierte Übergänge bei der Anwesenheit von wenigen Photonen zu gering sind, so daß die Photon-Atom Wechselwirkung mit Zeitkonstanten abläuft, die viel größer sind als die Wechselwirkungszeit der Atome mit dem Strahlungsfeld, die durch die Flugzeit der Atome durch den Resonator festgelegt wird.

Die Situation hat sich grundlegend geändert, nachdem es gelang, mit frequenzveränderlichen Lasern angeregte Rydberg-Zustände von Atomen zu besetzen. Bei diesen Zuständen ist ein Elektron des Atoms in eine Bahn mit sehr hoher Hauptquantenzahl angeregt und

befindet sich in großer Entfernung vom Atomkern und von den übrigen Elektronen des Atoms. Die dazugehörigen Energiezustände können mit einer Serienformel beschrieben werden, die ähnlich der des Wasserstoff-Atoms ist und die erstmals von Rydberg angegeben wurde.² Diese Rydberg-Atome bringen für die Untersuchung der Strahlungswechselwirkung viele Vorteile, da sie sehr stark an das Strahlungsfeld ankoppeln und zudem noch lange Lebensdauern haben. Darüber hinaus liegen die Übergänge zwischen benachbarten Energiezuständen im Mikrowellenbereich, so daß bei der Untersuchung Resonatoranordnungen mit geringer Modenzahl verwendet werden können; dies garantiert bei Wellenlängen im Bereich von Zentimetern gleichzeitig auch eine genügend lange Wechselwirkungszeit zwischen Strahlungsfeld und Atom.

Die Theorien, die zur Wechselwirkung zwischen einem Atom und einer Mode vorliegen, sagen einige sehr interessante Effekte voraus, die nunmehr experimentell studiert werden können.³ Es handelt sich um: Änderung der spontanen Übergangswahrscheinlichkeit eines Atoms in einem Resonator, weiterhin um den periodischen Energieaustausch zwischen Atom und Resonatormode und das Verschwinden und Wiedereinsetzen des periodischen Energieaustauschs im Resonatorfeld.⁴ Dieser zuletzt genannte Effekt wird dadurch bewirkt, daß die Photonenzahl im Resonator eine statistische Verteilung hat, die der Bose-Einstein Statistik entspricht, wenn die Photonen chaotisch sind bzw. einer Poisson-Verteilung, wenn sie kohärent sind. Die Frequenz des Photonenaustauschs zwischen Resonatorfeld und Atom, d. h. die Rabi-Frequenz, ändert sich mit $(n)^{1/2}$ wobei n für die Anzahl der Photonen steht, die zur Energie der Resonatormode beitragen. Eine Folge davon ist, daß die im Experiment beobachtete Rabi-Nutation durch die statistische Verteilung bestimmt wird und eine Überlagerung verschiedener Frequenzen darstellt; dies führt zu einer Schwebung im Photonenaustausch zwischen Atom und Resonatorfeld.

Die Änderung der spontanen Emissionsrate eines einzelnen Atoms, das sich in einem externen Resonator befindet, ist kürzlich beobachtet worden.⁵ Bei diesem Experiment waren jedoch die Verluste im Resonator zu hoch, um einen oszillierenden Energieaustausch zwischen Atom und Feld beobachten zu können. Diese zuletzt genannte Situation wurde nunmehr bei dem im folgenden beschrie-

benen Experiment realisiert. Dieses Maserexperiment mit Rydberg-Atomen verwendet einen Atomstrahl, um stoßfreie Bedingungen für die hochangeregten Rydberg-Zustände zu garantieren. Ein Schema der Apparatur mit der Atomstrahlenanordnung und dem Mikrowel-

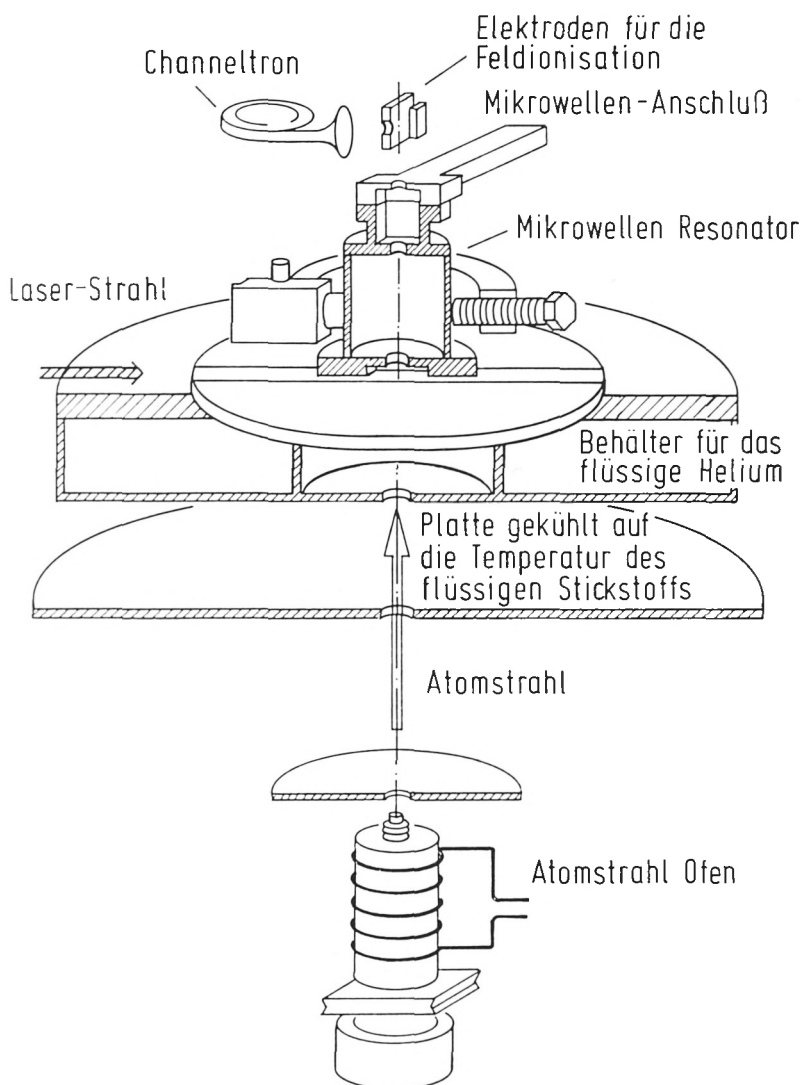


Fig. 1 Experimentelle Anordnung des Ein-Atom Masers

lenresonator wird in Figur 1 gezeigt. Alle gezeigten Teile sind in einem Helium-Kryostaten angeordnet.

Für die Experimente wurden Rubidium-Atome verwendet. Der Atomstrahlofen wurde von dem Teil der Anordnung, der mit flüssigem Helium gekühlt wurde, sorgfältig durch wassergekühlte und flüssigstickstoffgekühlte Platten abgeschirmt. Der Atomstrahl tritt durch kleine Blenden in den tiefgekühlten Teil der Apparatur ein. Dort werden die Atome durch die Laserstrahlung in einen Rydberg-Zustand, der als oberes Maserniveau dient, angeregt und durchfliegen danach den Resonator. Für den Nachweis werden hinter dem Resonator die Rydberg-Atome durch Feldionisation ionisiert; die dabei entstehenden Elektronen werden mit Hilfe eines Channeltron Multipliers gezählt. Die Anregung der Rydberg-Atome erfolgt mit der Strahlung eines Farbstoff-Ringlasers, die mit Hilfe eines ADA-Kristalls in ihrer Frequenz verdoppelt wurde. Mit Leistungen im Bereich von $60 \mu\text{W}$ bei 297 nm wurde der obere Maserzustand $63p_{3/2}$ angeregt; der Laser war dabei auf das in der Natur häufigere Rubidium 85 Isotop abgestimmt.

Die Feinstrukturaufspaltung des $63p$ -Zustandes vom Rubidium 85 beträgt 396 MHz , deshalb war es mit der Laserbandbreite von 2 MHz kein Problem, die Feinstrukturzustände $63p_{3/2}$ und $63p_{1/2}$ getrennt anzuregen. Die Polarisationsrichtung des einfallenden ultravioletten Laserlichtes war senkrecht zum Atomstrahl ausgerichtet und parallel zur elektrischen Feldkomponente im Resonator. Auf diese Weise wurden nur Übergänge mit der Auswahlregel $\Delta m_j = 0$ zwischen den magnetischen Unterzuständen induziert.

Der Atomstrahl passiert den zylindrischen Resonator entlang dessen Achse. Von den möglichen Resonatormoden haben nur die TE_{lnp} und TM_{lnp} Moden ein nicht verschwindendes transversales elektrisches Feld, das für unser Experiment besonders geeignet ist. Von diesen wurde die TE_{121} Mode ausgewählt. Der Resonator konnte auf die Frequenz des Übergangs $63p_{3/2} - 61d_{3/2}$ bei der Frequenz $21506.51(5) \text{ MHz}$ abgestimmt werden. Die TE_{121} Mode hat eine ebene Feldverteilung und ist im idealen zylindrischen Resonator zweifach entartet. Diese Entartung kann durch eine schwache Deformation des kreisförmigen Querschnitts des Resonators in eine ovale Form aufgehoben werden, wobei gleichzeitig die Polarisationsrichtung eindeutig festgelegt wird. Die Deformation wird durch Pressen

des zylindrischen Resonators mit einer Schraube für die Grobeinstellung und mit einem piezoelektrischen Kristall für die Feineinstellung erreicht; hierbei werden die entarteten Resonanzen zu hohen bzw. tieferen Frequenzen verschoben. Die elektrische Feldrichtung, die in unserem Experiment wesentlich ist, kann auch über einen externen Wellenleiter ausgekoppelt werden, so daß es möglich ist, die Funktion des Resonators zu testen. Der obere Frequenzast, der in unserem Experiment verwendet wurde, konnte durch die Deformation um etwa 15 MHz verschoben werden. Der piezoelektrische Antrieb verschob die Frequenz um 0,5 MHz bei einer angelegten Spannung von 1500 V.

Der zylindrische Resonator hatte einen Durchmesser von 24,7 mm und eine Länge von 24 mm. Er wurde aus reinem Niob (99,9%) hergestellt und aus zwei Teilen zusammengesetzt: einem zylindrischen Topf und einer Abdeckung mit der Wellenleiterankopplung. Durch die Teilung des Resonators an dieser Stelle wurde der Gütefaktor nicht beeinträchtigt. Beide Teile wurden in einem Ultrahochvakuumofen für mehrere Stunden rekristallisiert und danach chemisch poliert (Oberflächenunebenheiten ungefähr 100 μm). Nach dem Zusammensetzen der beiden Teile wurden diese mit einem Elektronenstrahl verschweißt. Danach wurde der Resonator nochmals chemisch poliert und für weitere 8 Stunden in einem Ultrahochvakuumofen bei 2000 °C rekristallisiert.

Der Resonator wurde in eine Mu-Metall Abschirmung eingesetzt, um den Einfluß von Streumagnetfeldern auf den Gütefaktor zu vermeiden. Die Eigenschaften des Resonators wurden zunächst in einem Badkryostaten untersucht, wobei der Resonator durch direkten Kontakt mit flüssigem Helium gekühlt wurde. Für diese Messungen wurde eine zweite Wellenleiterkopplung angebracht und der Resonator evakuiert. Der Oberflächenwiderstand wurde aus dem Gütefaktor bestimmt, der wiederum aus der Zerfallskonstante der im Resonator gespeicherten Energie ermittelt wurde.

Die Temperatur des Resonators in der Atomstrahlapparatur wurde mit Hilfe eines Germanium-Widerstandes gemessen. Sie konnte zwischen 4,3 und 2,0 K variiert werden; dies führte zu Gütefaktoren von $1,7 \times 10^7$ bis 8×10^8 .

Die Feldstärke, die zur Ionisation der Rydberg-Atome notwendig ist, ändert sich sehr stark mit der Hauptquantenzahl des Rydberg-

Zustandes; deshalb ist es möglich, zwischen Rydberg-Zuständen zu unterscheiden, die zu verschiedenen Hauptquantenzahlen gehören. Das Ionisationsfeld war leicht inhomogen, so daß die Ionisation an einer Stelle im Feld erfolgte, die einer kleinen Bohrung in der Anode gegenüber lag, durch die die Feldelektronen auf den Multiplier gelangen konnten. Wenn die Feldstärke geeignet gewählt ist ($\cong 20 \text{ V/cm}$), dann werden vorwiegend die Atome im $63p$ -Zustand ionisiert. Die gleiche Feldstärke ergibt für den benachbarten $61d$ -Zustand eine Ionisationswahrscheinlichkeit von nur 15%.

Finden im Mikrowellenresonator Übergänge vom $63p_{3/2}$ zum $61d_{3/2}$ Zustand statt, so kann dies durch eine Abnahme der Signalelektronen festgestellt werden. Der Detektor ist 63 mm hinter dem Punkt angeordnet, wo die Anregung der Rydberg-Atome erfolgt. Wegen der großen Lebensdauer des $63p_{3/2}$ -Zustandes erreichen noch etwa 70% der angeregten Rydbergatome den Detektor.⁶

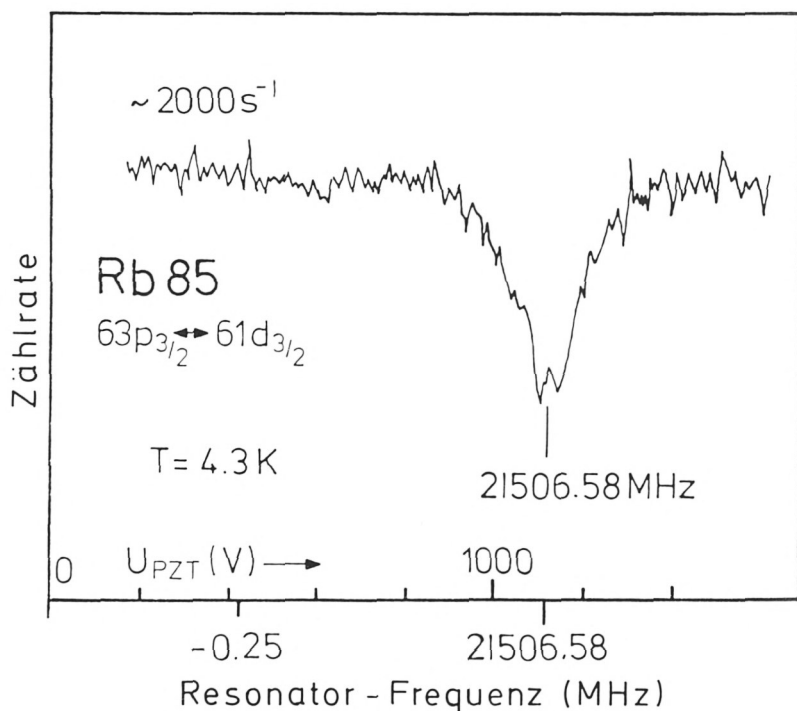


Fig. 2 Maser-Resonanz bei einer Resonator-Temperatur von 4.3 K

Um die Oszillation des Masers nachzuweisen, wurde der Resonator über die Frequenz des $63p_{3/2} - 61d_{3/2}$ Übergangs verstimmt; dies geschah durch Änderung der Spannung am piezoelektrischen Kristall, gleichzeitig wurde das Feldionisationssignal registriert. Das Signal wurde periodisch durchlaufen und mit Hilfe eines PDP 11/10-Rechners gemittelt. Für die meisten Messungen genügten 10–20 Signaldurchläufe, um ein hinreichend gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen. Das Signal, das bei einer Resonatortemperatur von 4,3 K erhalten wurde, ist in Figur 2 gezeigt. Die Reduzierung der Zählrate in der Mitte der Resonanzkurve beträgt etwa 28%. Bei dieser Temperatur des Resonators konnte bis zu einem Teilchenfluß von 22×10^3 Atomen pro Sekunde keine Änderung der Form und der Position der Resonanz beobachtet werden.

Im Fall der Messungen bei einer Temperatur von 2 K (Fig. 3) konnte noch eine Abnahme der $63p_{3/2}$ Atome beobachtet werden, wenn der Teilchenfluß nur 800 Atome pro Sekunde betrug. Wurde die Zahl der Rydberg-Atome erhöht, die pro Sekunde in den Resonator eingetreten sind, erhöht, so wurde eine Verbreiterung der Signalkurve beobachtet, die schließlich in eine Asymmetrie und in eine Verschiebung der Resonanz überging (Fig. 3). Die Verschiebung der Resonanz kann dem dynamischen Stark Effekt zugerechnet werden, der in erster Linie durch einen virtuellen Übergang zum $61d_{5/2}$ -Zustand, der nur 50 MHz vom Maserübergang entfernt ist, hervorgerufen wird. Die Tatsache, daß die Änderung des Feldionisationssignals bei Resonanz unabhängig ist vom Teilchenfluß (im Bereich zwischen 800 und 22×10^3 Atomen/s) zeigt, daß der Übergang gesättigt ist. Diese Tatsache und die beobachtete Leistungsverbreiterung des Übergangs beweisen, daß während des Durchgangs der Atome durch den Resonator ein vielfacher Austausch von Photonen zwischen Rydberg-Atomen und dem Resonatorfeld erfolgt.

Aus der mittleren Durchflußzeit der Rydberg-Atome durch den Resonator, die 80 μ s betrug, folgt für einen Fluß von 800 Atomen pro Sekunde, daß im Mittel 0,06 Atome im Resonator vorhanden sind. Bei der Annahme einer Poisson-Statistik im Atomstrahl heißt dies, daß mehr als 99% der Ereignisse Einzelatomen zugeordnet werden müssen. Dies zeigt, daß einzelne Atome eine kontinuierliche Oszillation des Resonators aufrechterhalten. Da der Übergang gesättigt ist, verläßt die Hälfte der Atome, die anfänglich im $63p_{3/2}$ -Zu-

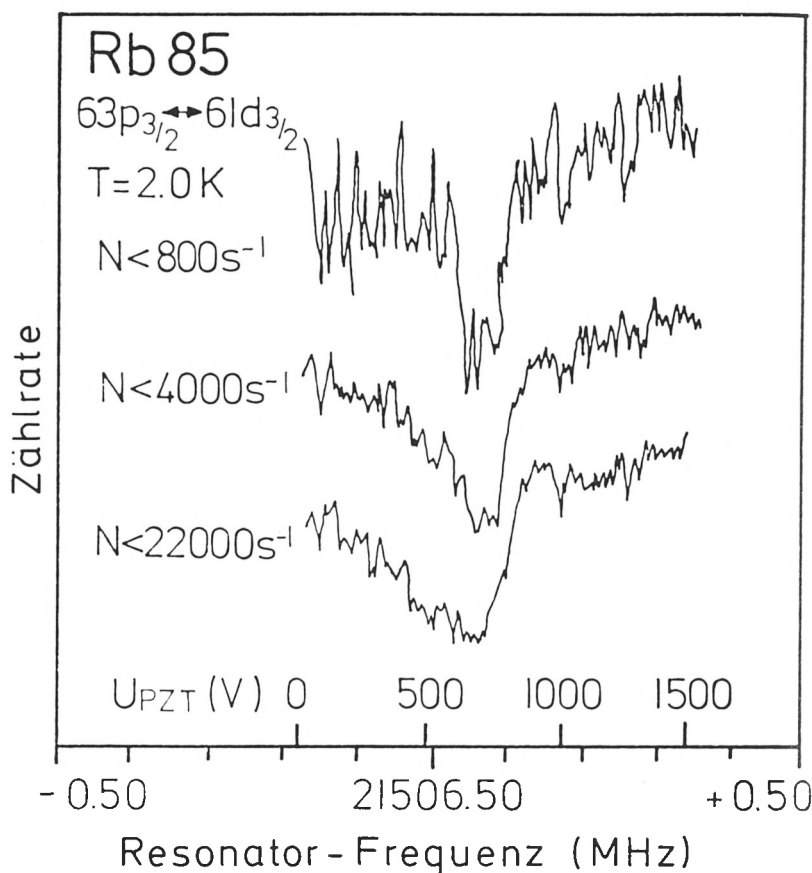


Fig. 3 Maser-Resonanz bei einer Resonator-Temperatur von 2 K

stand waren, den Resonator im unteren $61d_{3/2}$ -Zustand. Der Zerfall in andere Zustände kann bei der mittleren Durchlaufzeit von $80 \mu\text{s}$ vernachlässigt werden. Die Energie, die die Atome abgeben, wird im Resonatorfeld für eine Zeit gespeichert, die der Zerfallszeit der Strahlungsenergie entspricht. Die mittlere Zahl der Photonen, die im Resonator zurückgelassen und gespeichert werden, ist durch die Gleichung

$$n = \tau_d \cdot N/2$$

gegeben. Hierbei ist τ_d die charakteristische Zerfallszeit der Energie im Resonator und N die Zahl der Rydberg-Atome im oberen Maser-

Zustand, die pro Zeiteinheit in den Resonator eintreten. Für den höchsten Teilchenfluß, der in unserem Experiment verwendet wurde, ist $N = 22 \times 10^3$ Atome pro Sekunde. Hieraus folgt $n \approx 55$ Photonen bei 2 K ($\tau_d \approx 5$ ms), bei 4,3 K ($\tau_d \approx 0,13$ ms) erhält man eine mittlere Anzahl von $n \approx 1,4$ Photonen. Diese Zahl ist kleiner als die mittlere Anzahl der Schwarzkörperphotonen, die ungefähr $n_s \approx 4$ bei 4,3 K beträgt. Bei der Temperatur von 2 K ist die mittlere Anzahl der Photonen für die Schwarzkörperstrahlung $n_s \approx 1,5$. Bei einem Teilchenfluß von 800 Atomen pro Sekunde erhält man $n \approx 2$, d. h. daß in diesem Fall die Energie der Strahlung, die durch die Rydberg-Atome erzeugt wird, etwa die gleiche Stärke hat wie die Schwarzkörperstrahlung.

Die Kopplung zwischen Atomen und Strahlung ist groß genug, so daß unter den hier vorliegenden Bedingungen ein mehrfacher Austausch der Photonen zwischen der Resonatormode und dem einzelnen Rydberg-Atom stattfindet. Bei den experimentellen Bedingungen, die zu den Ergebnissen in Figur 3 geführt haben, heißt dies, daß die Atome etwa 5–20 Rabi-Perioden ausführen, während sie durch den Resonator fliegen.

Im vorliegenden Experiment ist es wegen der Geschwindigkeitsverteilung der Atome nicht möglich, die Rabi-Nutation direkt zu beobachten. Deshalb wird gegenwärtig ein Fizeau-Geschwindigkeitsselektor zwischen Atomstrahlofen und Resonator eingebaut. Eine ausgewählte Geschwindigkeitsuntergruppe der Atome ermöglicht dann eine einheitliche Wechselwirkungszeit zwischen Atomen und Resonatorfeld zu erhalten. Wird die ausgewählte Geschwindigkeit geändert, so führt dies zu einer unterschiedlichen Wechselwirkungszeit, wobei die Atome in einer anderen Phase des Rabi-Zyklus am Detektor ankommen. Auf diese Weise wird es möglich sein, die Wechselwirkung zwischen Atom und Feld noch detaillierter zu studieren als im vorliegenden Experiment. Insbesondere wird eine experimentelle Beobachtung des vorhergesagten Abklingens und Wiederentstehens der Rabi-Nutation, die durch die Statistik der Photonen gegeben ist, möglich sein.

Die Autoren danken P. Meystre und G. Rempe für viele Diskussionen.