

Photonen unter Kontrolle

Vom photoelektrischen Effekt zu Einzel-Photonen-Quellen für die Quanteninformationsverarbeitung

Herbert Walther

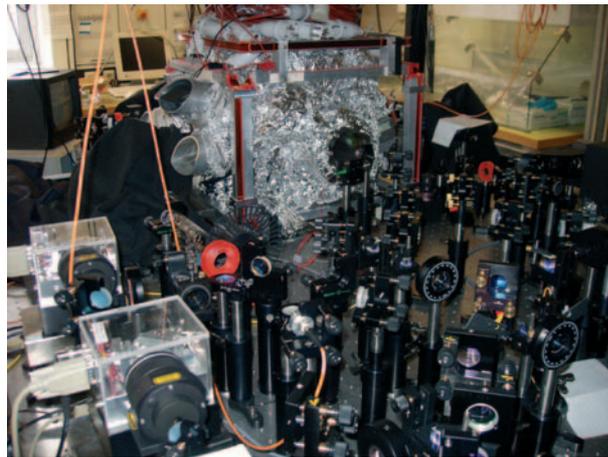
Hundert Jahre nach Einsteins Erklärung des Photoeffekts lässt sich heute die Wechselwirkung zwischen einzelnen Atomen und Ionen mit dem elektromagnetischen Feld gezielt kontrollieren. Dadurch ist es zum Beispiel möglich geworden, Strahlung mit einer definierten Anzahl an Photonen zu erzeugen und den Emissionszeitpunkt auszuwählen. Diesen Quellen werden interessante Anwendungen in der Quanteninformationsverarbeitung prophezeit.

In seinem Artikel „Über einen die Erzeugung und Umwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Standpunkt“, dem ersten der berühmten Artikel von 1905, veröffentlichte Albert Einstein eine Erklärung des photoelektrischen Effekts, der in den Jahren davor in mehreren Experimenten nachgewiesen worden war. Diese Arbeit beruhte auf der von Max Planck fünf Jahre zuvor formulierten Quantenhypothese und galt als ein wichtiger und zusätzlicher Beweis dieser Hypothese. Jahre später wurde die Quantentheorie sowohl für Atome als auch für das Strahlungsfeld aufgestellt, und viele Experimente zur Absicherung dieser Theorie folgten. Inzwischen gelingt es sogar, gezielt Strahlung mit einer vorher festgelegten Anzahl an Photonen zu erzeugen. Daher kann man heute mit Fug und Recht behaupten, die stochastischen Einflüsse bei der Erzeugung von Photonen, über die Einstein sich in den Diskussionen über die Quantentheorie des öfteren beklagt hat, zu einem hohen Grad in den Griff bekommen zu haben.

Die neuen Photonenquellen, die im Mittelpunkt dieses Artikels stehen, führen zu neuartigen und interessanten Anwendungen in der Grundlagenphysik und der Technologie. Sie beruhen auf der Wechselwirkung von einzelnen Atomen oder Ionen mit dem elektromagnetischen Feld innerhalb eines Resonators. Die leitenden Wände eines Resonators definieren Randbedingungen für das elektromagnetische Feld, die für ein endliches Volumen des Hohlraums ein diskretes Spektrum ergeben. Die damit einher gehenden geänderten atomaren Eigenschaften stießen in den vergangenen zwanzig Jahren auf

KOMPAKT

- ▶ Befindet sich ein Atom oder ein Ion in einem Resonator, so beeinflussen die Randbedingungen für das elektromagnetische Feld die atomaren Eigenschaften wie die spontane Emission.
- ▶ Während gewöhnliche Maser oder Laser kohärentes Licht mit einer Poisson-Statistik für die Photonenzahl erzeugen, entsteht in den neuen Quellen nichtklassisches Licht mit Sub-Poisson-Statistik.
- ▶ Zum ersten Mal ist es auch gelungen, die Quantenzustände eines elektromagnetischen Feldes direkt in einem Experiment sichtbar zu machen.



Der experimentelle Aufwand, um mithilfe einzelner Ionen deterministisch einzelne Photonen zu erzeugen, ist enorm: Das Foto zeigt im Hintergrund die Vakuumapparatur mit Ionenfalle und optischem Resonator. Im Vordergrund sieht man Teile des zugehörigen optischen Aufbaus, links sind z. B. zwei Diodenlaser zu erkennen (Details s. [19, 20]).

zunehmendes Interesse. Im Folgenden werden wir den Einfluss dieser Randbedingungen auf die Eigenschaften von Atomen und Ionen in einem solchen Hohlraum diskutieren. Dieses Gebiet bezeichnet man auch als „Hohlraum-Quantenelektrodynamik“.

Experimente mit Atomen

Das einfachste und fundamentalste System zur Untersuchung der Kopplung zwischen Strahlung und Materie besteht aus einem einzelnen Zwei-Zustands-Atom, das durch einen Hohlraum fliegt und dabei mit einer einzelnen elektromagnetischen Feldmode in Wechselwirkung steht. Kurz nach der Erfindung des Masers stieß dieses System zwar auf großes, jedoch rein akademisches Interesse. Die Matrixelemente zur Wechselwirkung zwischen Atom und Strahlung sind nämlich so klein, dass sich ein gekoppelter Zustand aus einem Atom und einem Photon viel langsamer entwickelt als die typischen anderen charakteristischen Zeitskalen des Systems, wie beispielsweise die Lebensdauer

Prof. Dr. Herbert Walther, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Straße 1, 85748 Garching

angeregter Zustände, die Flugzeit des Atoms durch den Hohlraum oder die Zerfallszeit der Hohlraummode. Daher war es auch unmöglich, die grundlegenden Vorhersagen der Quantentheorie für die Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie [1] experimentell zu überprüfen. Zu diesen Vorhersagen gehörten, dass

- ▶ a) sich die Rate der spontanen Emission für ein einzelnes Atom in einem Hohlraumresonator ändert;
- ▶ b) ein periodischer Energieaustausch zwischen einem einzelnen Atom und der Resonatormode stattfindet; und
- ▶ c) die (Rabi-)Nutation in einem quantisierten, resonanten Feld ein Abklingen und späteres Wieder-aufleben zeigt.

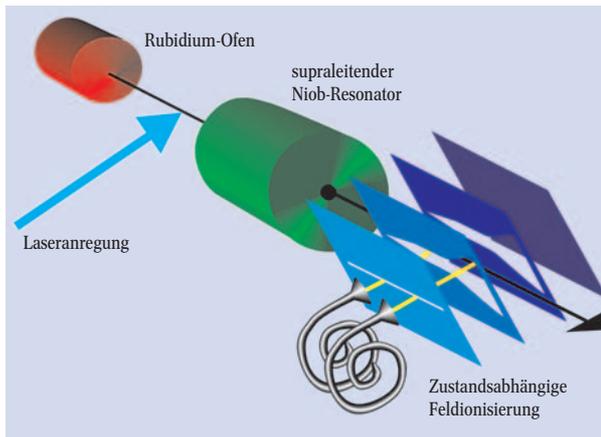


Abb. 1: Im Mikromaser für Rubidium-Atome werden nur Atome mit einer bestimmten Geschwindigkeit durch Laseranregung in hochangeregte Rydberg-Zustände (63 p) gepumpt. Die Atome im oberen und unteren (61 d) Maserniveau lassen sich durch Feldionisierung getrennt nachweisen. Die Anzahl der Photonen im Resonator ergibt sich aus der Anzahl der Atome im niedrigeren Niveau.

Die Aussichten auf eine experimentelle Überprüfung dieser Phänomene änderten sich drastisch, als es mit abstimmbarem Laserlicht möglich wurde, hochangeregte Atomzustände, so genannte Rydberg-Zustände, zu erzeugen. Diese Atome, bei denen sich ein Valenzelektron in einem hochangeregten Niveau befindet, sind aus drei Gründen besonders zur Beobachtung von Quanteneffekten der Atom-Strahlungskopplung geeignet. Erstens koppeln diese Zustände sehr stark an das Strahlungsfeld (die induzierten Übergangsraten zwischen benachbarten Niveaus skalieren mit der Hauptquantenzahl n wie n^4); zweitens liegen die Übergänge bei Wellenlängen im Millimeterbereich, sodass auch Resonatoren mit Moden niedriger Ordnung groß genug sind, um vergleichsweise lange Wechselwirkungszeiten zu ermöglichen; und schließlich haben die Rydberg-Zustände im Hinblick auf spontane Zerfälle lange Lebenszeiten [2, 3]. Die starke Kopplung der Rydberg-Zustände an Strahlung, die resonant ist mit den Übergängen zwischen benachbarten Niveaus, lässt sich aus dem Korrespondenzprinzip verstehen: Mit wachsendem n entsprechen die Übergangsfrequenzen zwischen benachbarten Niveaus immer mehr der klassischen Frequenz des hoch angeregten Elektrons. Das Atom lässt sich daher als groß, bei der Übergangsfrequenz schwingender Dipol betrachten.

Spontane Zerfälle und Niveaushiftung

In der Quantenelektrodynamik ist die Rate der spontanen Emission durch die Modendichte des elektromagnetischen Feldes bei der atomaren Übergangsfrequenz

ω_0 bestimmt; vereinfacht gesagt zerfällt das angeregte Atom umso schneller, je mehr Moden zur Verfügung stehen. Diese Modendichte wiederum hängt vom Quadrat der Frequenz ab. Befindet sich das Atom nicht im freien Raum, sondern in einem Hohlraum, wird aus der kontinuierlichen Modenverteilung ein diskretes Spektrum, und eine der Moden kann mit dem Atom in Resonanz stehen. Die spontane Zerfallsrate γ_c des Atoms im Resonator ist im Vergleich zur Zerfallsrate γ_f im freien Raum um einen Faktor größer, der durch das Verhältnis der zugehörigen Modendichten gegeben ist [4–6]:

$$\frac{\gamma_c}{\gamma_f} = \frac{\rho_c(\omega_0)}{\rho_f(\omega_0)} = \frac{2\pi Q}{V_c \omega_0^3} = \frac{Q \lambda_0^3}{4\pi^2 V_c}$$

V_c ist das Volumen des Hohlraums und Q seine Güte, die die Schärfe der Mode angibt. Für Hohlräume niedriger Ordnung im Mikrowellenbereich gilt $V_c \approx \lambda_0^3$, die spontane Emissionsrate wird also ungefähr um den Faktor Q größer. Wenn der Hohlraum jedoch gegenüber ω_0 verstimmt ist, dann nimmt diese Rate ab. In diesem Fall kann das Atom kein Photon emittieren, da der Hohlraum es nicht aufnehmen kann. Die Zerfallsrate eines Atoms lässt sich nicht nur durch einen Resonator beeinflussen, sondern auch durch jede leitende Fläche in der Nähe des Strahlers [1].

Neben der spontanen Emission reagieren auch noch feinere Effekte auf eine veränderte Modendichte, z. B. Strahlungskorrekturen wie die Lamb-Verschiebung und das anomale magnetische Dipolmoment des Elektrons. Die zu erwartenden Änderungen sind von derselben Größenordnung wie die Genauigkeiten heutiger Experimente. Etwas vereinfacht könnte man sagen, dass diese Effekte auf Veränderungen der virtuellen Übergänge beruhen, während der spontane Zerfall durch die realen Übergänge bestimmt wird (siehe z. B. [7]).

Der Ein-Atom-Maser

Für eine ausreichend kleine Dämpfungsrate ω/Q (ω : Resonatorfrequenz) der Photonen in einem Hohlraum lässt sich ein von einem ersten Atom emittiertes Photon so lange speichern, dass es mit dem nachfolgenden Atom wechselwirken kann, selbst wenn sich im Mittel immer nur ein Atom in der Apparatur aufhält. Das Feld erreicht schließlich einen stationären Zustand. Mit Rydberg-Atomen und der bereits erwähnten starken Kopplung zwischen Atom und Feld gelangt man zu einer neuen Art von Maser, der mit einer geringen Anzahl von Atomen und Photonen operiert. Die Photonen, die Übergängen zwischen benachbarten Rydberg-Atomen entsprechen, liegen im Mikrowellenbereich bei ca. 20–100 GHz. In einem supraleitenden Resonator lässt sich bereits mit einem Fluss von wenigen Atomen pro Sekunde ein Masereffekt erzielen [8]. Bei dieser niedrigen Flussrate befindet sich nie mehr als ein einzelnes Atom im Resonator – die meiste Zeit ist der Hohlraum sogar atomfrei – und bereits ein einzelnes Resonanzphoton kann wie bereits erwähnt den Maserübergang sättigen [9, 10].

Abbildung 1 zeigt das Schema eines Ein-Atom-Masers, mit dem sich die von Jaynes und Cumming vorhergesagte komplizierte Dynamik eines einzelnen Atoms in einem quantisierten Feld verifizieren ließ. Sämtliche Eigenschaften folgen unmittelbar aus der Quantennatur des elektromagnetischen Feldes: Die statistische und diskrete Natur des Photonenfeldes führt auf eine neue charakteristische Dynamik, wie

beispielsweise den bereits erwähnten Kollaps und das Wiederaufleben im Photonenaustausch zwischen dem Atom und der Resonatormode. Das Resonatorfeld lässt sich über die Anzahl der Atome ausmessen, die im niedrigeren Zustand des Maserübergangs den Resonator verlassen. Wegen der starken Kopplung sind Atom und Maserfeld miteinander verschränkt.

Gewöhnliche Maser und Laser erzeugen kohärente Felder, bei denen die Photonenzahl n gemäß einer Poisson-Statistik verteilt ist, d. h. die Wahrscheinlichkeit $p(n)$ dafür, n Photonen in dem Feld vorzufinden, ist gegeben durch $p(n) = e^{-\langle n \rangle} (\langle n \rangle^n / n!)$ mit der mittleren Photonenzahl $\langle n \rangle$. Im Gegensatz hierzu zeigt das Gleichgewichtsfeld des Mikromasers die für nichtklassische Strahlung charakteristische Sub-Poisson-Statistik, d. h. die Schwankungen sind geringer als bei einer Poisson-Statistik. Die nichtklassische Strahlung entsteht aufgrund der fest gewählten Wechselwirkungszeit der Atome (die durch die Flugzeit durch den Resonator gegeben ist), wodurch sich die Dynamik der Atom-Feld-Wechselwirkung gut steuern lässt [10].

Im Gleichgewicht ist die Photonenzahlstatistik $P(n)$ des Mikromaserfeldes im Wesentlichen durch den Pumpparameter $\Theta = N_{\text{ex}}^{1/2} \Omega t_{\text{int}}$ bestimmt, der dem Drehwinkel des Pseudospinvektors des wechselwirkenden Atoms entspricht (2π bedeutet beispielsweise eine volle Drehung, das Atom befindet sich also wieder im oberen Niveau). N_{ex} ist hierbei die mittlere Anzahl der Atome, die während der Zerfallszeit des Resonators t_{cav} in den Hohlraum eintreten, Ω ist die Rabi-Frequenz des Vakuums und t_{int} die Wechselwirkungszeit zwischen Atom und Resonator. Die normierte Photonenzahl des Masers $\langle \nu \rangle = \langle n \rangle / N_{\text{ex}}$ zeigt das folgende allgemeine Verhalten (Abb. 2) [10]. Bei dem kritischen Wert $\Theta = 1$ des Masers nimmt sie plötzlich zu und erreicht für $\Theta \approx 2$ ein Maximum (in Abb. 2 durch 1 gekennzeichnet).

Das Verhalten beim kritischen Wert zeigt die typischen Eigenschaften eines kontinuierlichen Phasenübergangs. Nimmt Θ weiter zu, sinkt die normierte mittlere Photonenzahl $\langle \nu \rangle / N_{\text{ex}}$ etwas unterhalb von $\Theta \approx 2\pi$ wieder auf ein Minimum ab und erreicht anschließend rasch ein zweites Maximum (3a in Abb. 2). Dieses allgemeine Verhalten wiederholt sich ungefähr bei ganzzahligen Vielfachen von 2π , ist jedoch für große Werte von Θ immer schwächer ausgeprägt. Der Grund für die periodische Zunahme der mittleren Photonenzahl liegt darin, dass für Vielfache von $\Theta = 2\pi$ die Pumpatome eine ganze Zahl von vollen Rabi-Zyklen durchlaufen, bevor sie den Resonator verlassen. Bei einem etwas größeren Θ -Wert beginnen sie umzuklappen, was zu einer erhöhten Photonenemission führt. Die periodischen Maxima bei $\Theta = 2\pi, 4\pi, \dots$ lassen sich als Phasenübergänge erster Ordnung auffassen [5]. An diesen Punkten liegt eine so genannte „quantum-non-demolition“-Situation vor. Darunter versteht man, dass sich ein Photon im Resonator durch die atomare Dynamik nachweisen lässt, dass sich das Atom und das Resonatorfeld anschließend aber wieder in ihren Ausgangszuständen befinden. Wie wir gleich sehen werden, führt dieser kontrollierte Prozess zu einer Sub-Poisson-Verteilung in der Photonenzahlstatistik.

Gewöhnlich charakterisiert man die Photonenzahlstatistik der Maserstrahlung durch den von Mandel eingeführten q -Wert:

$$q_{\text{Feld}} = \frac{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}{\langle n \rangle} - 1,$$

der die Abweichung der Varianz der Photonenzahl von der Varianz einer Poisson-Verteilung misst, denn für letztere gilt $(\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2) = \langle n \rangle$, d. h. $q_{\text{Feld}} = 0$. Wie Abb. 2 zeigt, fällt der q_{Feld} -Wert in den Bereichen 2a, 2b etc. unter Null. Damit wird der hochgradige Sub-Poisson-Charakter des Ein-Atom-Maserfelds über einen großen Parameterbereich deutlich.

Nun wenden wir uns der Frage zu, warum die Sub-Poisson-Statistik auftritt: Über die im Resonator gespeicherten Photonen beeinflusst ein sich ändernder Atomfluss auch die Rabi-Frequenz. Durch eine Anpas-

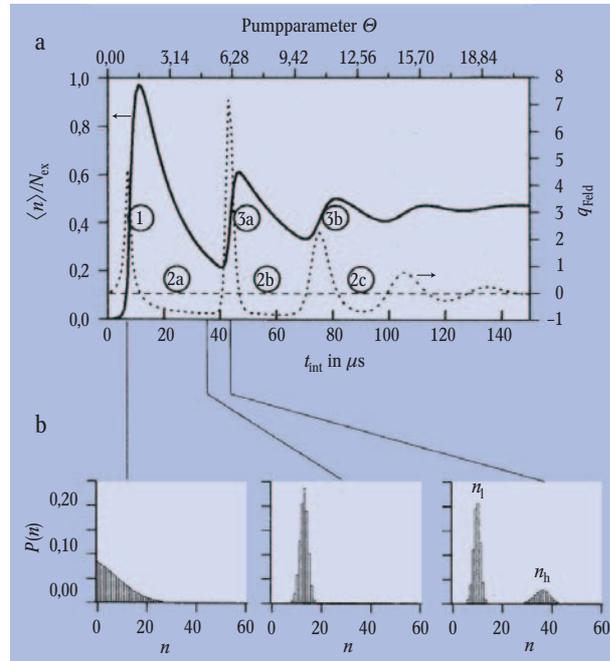


Abb. 2: Charakteristiken des Mikromasers:

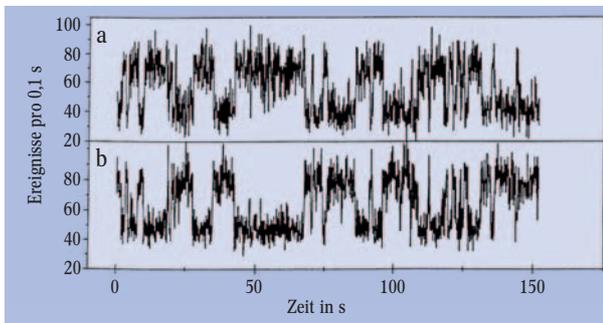
► a) mittlere Photonenzahl als Funktion der Wechselwirkungszeit (durchgezogene Linie) sowie Fluktuationen in der Photonenzahl, ausgedrückt durch den q -Faktor (punktierte Linie). Beide Kurven lassen sich aus der Photonenaustauschrate zwischen Atom und Feld bestimmen.

► b) Verteilung der Photonenzahl $P(n)$ im stationären Zustand für drei verschiedene Werte von t_{int} . Die Verteilung auf der linken Seite entspricht dem kritischen Punkt des Masers, während man in der Verteilung auf der rechten Seite die beiden Maxima erkennt, die für ein Quantensprung-Verhalten charakteristisch sind. In diesem Fall befindet sich das Atom wieder im angeregten Zustand und kann durch nochmalige Emission die Photonenzahl n_h im Gleichgewicht erhöhen. Mit wachsendem t_{int} nimmt dieser Teil zu, während n_1 abnimmt und verschwindet.

sung der Wechselwirkungszeit lässt sich der Rabische Nutationszyklus so einstellen, dass sich bei zunehmender Flussrate und damit steigender Photonenzahl im Resonator auch die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass die Atome den Resonator im oberen Maserniveau verlassen. Das führt zur atomaren Sub-Poisson-Statistik, da die Anzahl der Atome im niedrigeren Zustand mit wachsendem Atomfluss und zunehmender Photonenzahl im Resonator abnimmt. Diese Rückkopplung lässt sich durch die Antikorrelation der Atome, die den Hohlraum im unteren Energiezustand verlassen, leicht überprüfen: Diese Atome sind gleichförmiger verteilt als man es bei einer Poisson-Verteilung der Strahl-atome erwarten würde. Wenn beispielsweise zwei dicht benachbarte Atome im oberen Energiezustand in den Hohlraum eintreten, ist die Wahrscheinlichkeit für das zweite Atom, in den niedrigeren Zustand überzugehen, geringer [9, 10].

Durch die Wechselwirkung mit dem Resonatorfeld erhält man daher einen Atomstrahl, bei dem die Fluktuationen in der Anzahl der Atome im unteren Maser-niveau bis zu 40 % unterhalb denen einer Poisson-Verteilung liegen, wie sie gewöhnlich in Atomstrahlen vorliegt. Das ist interessant, denn Atome im unteren Niveau haben ein Photon emittiert, um die immer vorhandenen Verluste im Resonator auszugleichen. Auch wenn Dissipationen diesen Prozess induzieren und damit Schwankungen auftreten, verhalten sich die Atome immer noch entsprechend der Sub-Poisson-Statistik.

Abb. 3: Quantensprünge zwischen gleich stabilen Arbeitspunkten des Ein-Atom-Maserfelds. Die Messungen der Atome im oberen (a) und unteren (b) Zustand zeigen ein deutlich antikorreliertes Verhalten.



In der Nähe von Phasenübergängen erster Ordnung erwartet man lange Zeitskalen für die Zeitentwicklung des Feldes. Diese Vermutung ließ sich experimentell bestätigen, ebenso wie andere verwandte Phänomene, beispielsweise spontane Quantensprünge, Bistabilität und Hysterese. Abbildung 3 zeigt ein Beispiel für dieses Umklappverhalten in einem Maser. Die beiden Maxima in $P(n)$, n_1 und n_h (vgl. Abb. 2b), sowie die vergleichsweise hohe Pumprate äußern sich in spontanen und deutlichen Sprüngen des Maserfelds zwischen diesen Maxima mit einer Zeitskala von 10 Sekunden. Die beiden diskreten Zählraten entsprechen den metastabilen Arbeitspunkten des Masers bei ungefähr 70 und 140 Photonen. Betrachtet man beispielsweise die Zählrate der Atome im unteren Niveau (Abb. 3b), so entsprechen die unteren (oberen) Plateaus den Zeitintervallen, für die sich der Maser im Arbeitszustand mit einem niedrigen (hohen) Feld befindet. Mittelt man die tatsächliche Photonverteilung über ein großes Zeitintervall mit vielen spontanen Sprüngen, so erhält man wieder die Gleichgewichtsverteilung $P(n)$ der Mikromasertheorie [5].

Erzeugung von Fock-Zuständen

Wird der Mikromaser bei sehr niedrigen Temperaturen betrieben, so sinkt die Anzahl n_{th} thermischer Photonen im Hohlraum und es zeigen sich Trapping-Zustände, die bei höheren Temperaturen durch die thermischen Photonen verschmiert werden. Diese Zustände treten auf, wenn die Atom-Feld-Kopplung Ω und die Wechselwirkungszeit t_{int} gerade so gewählt ist, dass in einem Hohlraum mit n_q Photonen die Atome eine ganze Zahl k von Rabi-Zyklen durchlaufen. Das entspricht der Bedingung

$$\Omega t_{int} (n_q + 1)^{1/2} = k\pi$$

an den Trapping-Zustand (n_q, k) . Ist diese Gleichung erfüllt, bleibt die Photonenzahl im Resonator nach der Wechselwirkung mit einem Atom unverändert, sie ist also „gefangen“ [11, 12]. Dieses Phänomen ist unabhängig von der atomaren Pumprate N_{ex} und der Anzahl k der vollen Rabi-Zyklen. Das Feld ist in diesem Fall stabilisiert. Immer wenn ein Photon beispielsweise durch Dissipation verschwindet, erfährt das nächste

in den Resonator eintretende Atom eine veränderte Rabi-Nutationsfrequenz und emittiert dabei mit großer Wahrscheinlichkeit ein Photon [12].

Der Aufbau des Feldes im Hohlraum lässt sich in Abb. 4 erkennen, das die Inversionsrate der austretenden Atome als Funktion der Wechselwirkungszeit und der Pumprate zeigt. Bei niedrigen Pumpraten (niedrige Werte für N_{ex}) kann sich das Maserfeld nicht aufbauen und es kommt zu Rabi-Oszillationen aufgrund der Wechselwirkung mit dem Vakuumfeld. An den Stellen der Trapping-Zustände wächst das Feld an, bis die Trapping-Zustandsbedingung erreicht ist. Dies äußert sich in einer verminderten Emissionswahrscheinlichkeit und damit als Abfall in der atomaren Inversion. Befindet sich der Maser einmal in einem Trapping-Zustand, so bleibt er auch darin, unabhängig von der Pumprate. Die Trapping-Zustände zeigen sich daher als Täler entlang der N_{ex} -Richtung. Als Funktion von N_{ex} entwickelt sich die Photonverteilung von einer thermischen Verteilung hin zu einer höheren Photonenzahl, bis die Pumprate groß genug ist, sodass die Trapping-Zustandsbedingung die atomare Emission beeinflusst. Wird die Pumprate weiter erhöht und bleibt die Anzahl der thermischen Photonen gering, so entwickelt sich das Feld zu einer festen, eingefrorenen Photonenzahl und die stationäre Verteilung nähert sich einem Fock-Zustand bzw. Teilchenzahlzustand des Feldes.

Die Minima in Abb. 4 entsprechen den Quantenzuständen des Strahlungsfeldes im Resonator. Damit sind die Trapping-Zustände ein direkter Beweis für die Quantisierung des Strahlungsfeldes, und der Ein-Atom-Maser ist die einzige Anordnung, bei der diese Quantisierung direkt sichtbar wird.¹⁾

In den vergangenen Jahren hat das Interesse an Systemen zugenommen, mit denen sich Photonenfelder mit einer vorgegebenen Photonenzahl erzeugen lassen. Dies liegt hauptsächlich an Anwendungen, die einzelne Photonen voraussetzen, wie beispielsweise die sichere Quantenkommunikation und die Quantenkryptographie. Mithilfe von Fock-Zuständen lassen sich auch mehrere Atome in Systemen wie dem Mikromaser verschränken. Da sich das Feld und die pumpenden Atome in einem verschränkten Zustand befinden, lässt

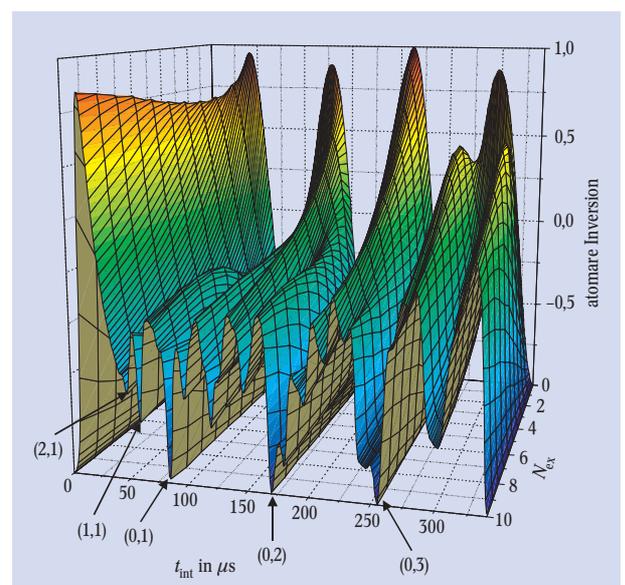


Abb. 4: Das dynamische Verhalten von Mikromasern zeigt bei tiefen Temperaturen Trapping-Zustände, die sich in Tälern entlang der N_{ex} -Achse äußern. Zur Bedeutung dieser Zustände siehe Text.

1) Der Einfachheit halber wurden in Abb. 4 nur einige der Zustände angegeben. Eine vollständigere Beschreibung findet man in Ref. [12].

sich diese Verschränkung von dem Feld auf die nachfolgenden Atome übertragen, wodurch sich logische Schaltelemente aufbauen lassen [9].

Für einzelne Photonen wurden viele mögliche Quellen vorgeschlagen, darunter Ein-Atom-Fluoreszenz, Ein-Molekül-Fluoreszenz, die Down-Conversion von zwei Photonen oder auch die Coulomb-Blockade von Elektronen und Atomen in Hohlraumstrukturen. Der Ein-Atom-Maser oder Mikromaser bildet eine robuste Quelle von Photonen-Fock-Zuständen, mit deren Hilfe sich über den Maserbetrieb auch eine wohldefinierte Anzahl von Atomen in bestimmten Zuständen präparieren lässt. Diese Atome sind mit dem erzeugenden Feld verschränkt und lassen sich, wie bereits erwähnt, zusätzlich mit weiteren Atomen verschränken.

Möchte man das Feld *verlässlich* in einem bestimmten Quantenzustand präparieren, sollte man den Feldzustand kontrollierbar vorgeben können [13]. Trapping-Zustände sind dazu ein geeignetes Hilfsmittel. In einem Trapping-Zustand lässt sich die Anzahl der Photonen im Hohlraum über die Rückkopplung zwischen den Atomen und dem Feld festlegen. Mit Trapping-Zuständen lassen sich daher gezielt einzelne Photonen erzeugen.

Unter idealen Bedingungen ist der Trapping-Zustand des Mikromaserfeldes ein Fock-Zustand. Wird der Mikromaser allerdings in einem kontinuierlichen Modus betrieben, hängt der Zustand des Feldes sehr empfindlich von äußeren Einflüssen und experimentellen Parametern ab. Im Puls-Betrieb sind Trapping-Zustände jedoch weitaus stabiler und praktikabler und lassen sich über einen wesentlich breiteren Parameterbereich einsetzen als im kontinuierlichen Betrieb [14].

Hohlraum-QED mit eingefangenen Ionen

Die in einem Ein-Atom-Maser erzeugten Photonen liegen im Mikrowellenbereich. Da sie sich innerhalb des Hohlraums befinden, müssen weitere Experimente mit diesen Photonen auch innerhalb des Hohlraums durchgeführt werden. Doch auch im optischen Spektrum lassen sich mittlerweile gezielt einzelne Photonen erzeugen. Diese Photonen haben sogar den Vorteil, dass man sie als freie Photonen verwenden kann. Wie wir unten erläutern werden, lassen sich hierbei auch die Kohärenzlängen beeinflussen.

Bei den Experimenten zur Hohlraum-Quantenelektrodynamik im optischen Bereich (siehe etwa [15]) wurden in der jüngeren Vergangenheit beachtliche Fortschritte erzielt. Eine ideale Kontrolle des Atoms kann jedoch im Moment nur durch eine Kombination aus Ionenfalle und optischen Resonator erreicht werden.

Bei starker Kopplung reicht bereits ein einzelnes Calcium-Ion aus, damit sich ein Laserfeld aufbauen kann [16]. Der Einzel-Ion-Laser emittiert Strahlung mit nichtklassischer Photonenstatistik und Korrelationen und lässt sich als Quelle für eine gezielte Emission von Photonen verwenden. Es ist bekannt, dass ein einzelnes Ion ohne Resonator eine Quelle für Lichtpulse mit Antibunching darstellt [17, 18]. Unter Antibunching versteht man das Phänomen, dass Photonen nicht wie bei klassischem Licht mit Poisson-Statistik emittiert werden, sondern in regelmäßigen Zeitintervallen, da ein einzelnes Ion nach der Emission eines Photons eine gewisse Zeit benötigt, um wieder angeregt zu werden und erneut ein Photon zu emittieren.

Das Experiment besteht aus einer linearen Ionenfalle im Radiofrequenzbereich, mit der wir ein einzel-

nes $^{40}\text{Ca}^+$ -Ion im Zentrum eines optischen Resonators halten, der auf den $D_{3/2} \rightarrow P_{1/2}$ -Übergang in Calcium bei einer Wellenlänge von 866 nm eingestellt ist (Abb. 5, Details in [19, 20]). In einem radialen Potentialwall mit einer Frequenz von 1,3 MHz erreichten wir für die lineare Ausdehnung des Wellenpakets des Ions eine Größenordnung von 40 nm [19, 21]. Die permanente und absolut steuerbare Kopplung eines Teilchens an ein Feld mit einer vorgegebenen Stärke ist eine besondere Eigenschaft dieses Systems. Sie bildet die Grundlage für die hier beschriebenen Experimente.

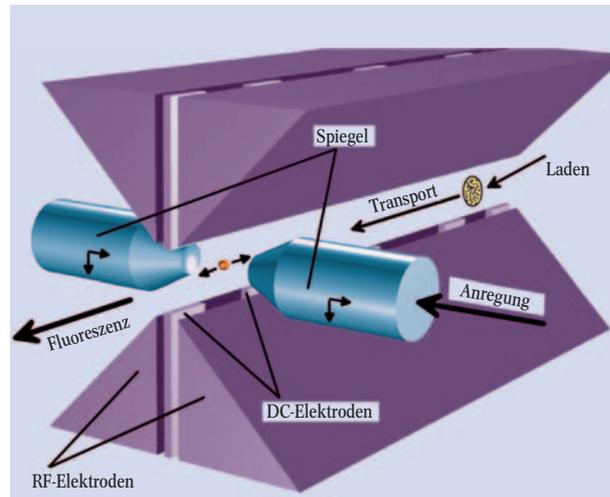


Abb. 5: Experimentelle Anordnung der Ionenfalle und der Hohlraumspiegel. Am hinteren Ende der Falle wird das Ion eingespeist und zu den Spiegeln (Abstand 6 mm) transportiert. Beobachtet wird die Fluoreszenz von der Seite des Hohlraums. Zur Abtastung entlang der Achse der Ionenfalle wird das Ion mit Gleichstromelektroden transportiert. In allen anderen Richtungen wird der Hohlraum relativ zur Lage des Ions bewegt, angedeutet durch Pfeile.

Zum Test der Apparatur wurde zunächst das optische Feld im Hohlraum mit eingefangenen Ca-Ionen untersucht. Ca-Ionen reagieren besonders empfindlich auf Strahlung in der Nähe der Resonanz $4^2S_{1/2} - 4^2P_{1/2}$ mit einer Wellenlänge von $\lambda = 397$ nm. Das von dem Ion emittierte Fluoreszenzlicht wird mit einer Photomultiplieröhre gesammelt und nachgewiesen. Die beobachtete Fluoreszenzrate R ist proportional zur lokalen Intensität des optischen Feldes am Ort \vec{r} des Ions, d. h. $R \propto I(\vec{r})$, vorausgesetzt, der atomare Übergang ist nicht gesättigt. Indem der Ort \vec{r} des Ions im Feld abgetastet und die Fluoreszenzrate an jedem Punkte bestimmt wird, erhält man eine Karte der optischen Intensitätsverteilung im Resonator mit einer Auflösung weit unterhalb der Wellenlänge. Mit einem einzelnen Ion lässt sich auch die Amplitudenverteilung $\vec{E}(\vec{r})$ des Lichtfeldes und damit seine Phase messen. Dazu muss man den sog. heterodynen Nachweis des Fluoreszenzlichts ausnutzen, wobei der Laser als lokaler Oszillator dient [18, 22].

Einzelne Ionen dienen als Sonde, um die Eigenmoden des Fabry-Perot-Resonators zu untersuchen. Das transversale Modenmuster lässt sich durch Hermite-Gauss-Funktionen beschreiben, während sich entlang der Hohlraumachse stehende Wellen ausbilden. Ein Laserstrahl mit wenigen 100 nW Leistung bei 397 nm regt in diesem Experiment eine einzelne Hohlraummode an. Die Hohlraumlänge wird aktiv durch diese Mode stabilisiert.

Um einen Einzel-Photonen-Puls zu erzeugen, wird das Ion zunächst gekühlt, lokalisiert und durch

optisches Pumpen bei 866 nm im elektronischen Ausgangszustand $S_{1/2}$ präpariert. Ein Pumpimpuls bei 397 nm mit einem vorgegebenen Intensitätsprofil löst einen hohlraumunterstützten Raman-Übergang auf das $D_{3/2}$ -Niveau aus und erzeugt ein einzelnes Photon. Mit einer Rate von 100 kHz wird diese Abfolge wiederholt. Der Photonimpuls verlässt den Hohlraum durch einen Spiegel und passiert mehrere Filter, bevor er auf eine Photodiode fokussiert wird.

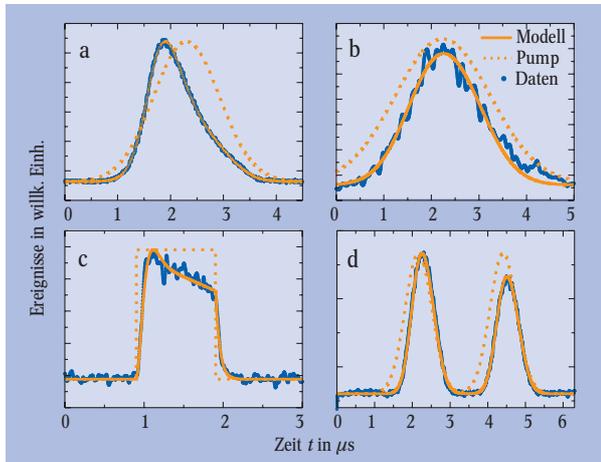


Abb. 6: Einzel-Photon-Pulsformen (blau) für verschiedene Pumplaserprofile (orange punktiert). Die beiden Kurven sind nicht skalen- gleich. a) Starkes, b) Schwaches Gaußsches Pumpen, c) Pumpen mit einer Rechteckwelle, d) Pumpen mit zwei Intensitätsmaxima. Die eingezeichneten orangen Kurven sind die Ergebnisse einer Dichtematrixrechnung, bei der die volle Zeeman-Struktur der $^{40}\text{Ca}^+$ -Niveaus sowie die Polarisierung der optischen Felder berücksichtigt wurden. Diagramme a) und d) wurden mit der extrem guter Statistik gewonnen und zeigen eine nahezu perfekte Übereinstimmung zwischen dem Modell und unseren Daten (insbesondere d). Die Wellenform eines einzelnen Photons lässt sich also deterministisch kontrollieren.

Wird der Ort des Ions und damit die Ionen-Feld-Kopplung festgehalten, entspricht die Verteilung der Photonennachweiszeiten genau der Form eines Einzel-Photonen-Pulses. Durch eine geeignete Wahl des Intensitätsprofils des treibenden Pulses können wir der Wellenform des Photons eine beliebige zeitliche Struktur geben, die sich dann bei jeder Emission exakt reproduzieren lässt.

Die Form des Einzel-Photonen-Pulses lässt sich zurückgewinnen, indem man die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Photon-Ankunftszeiten relativ zur Triggerzeit des Pumpimpulses bestimmt. Abbildung 6a zeigt die experimentellen Daten für intensives Pumpen mit einem Gaußschen Profil nach einer Auswertung von über 400 000 Photonen, die kontinuierlich von einem einzelnen Ion erzeugt wurden. Da die Photonpulse identisch sind, entspricht die von uns bestimmte Zeitverteilung einer Messung der Wellenform eines einzelnen Photons. Das bestätigt ein Vergleich mit den berechneten Einzel-Photonen-Pulsformen, die auf einer kohärenten Raman-Kopplung eines Calcium-Ions an einer einzelnen Hohlraummode beruhen [20].

Abbildung 6b zeigt einen symmetrischen Gaußschen Ausgangspuls, der von einem schwachen Gaußschen Pumpimpuls erzeugt wurde. Die vollständige Reproduzierbarkeit einer vorgegebenen Photon-Pulsform wird bei unserer Apparatur nur durch die Zeitkonstanten der Ionen- und Hohlraumdynamik eingeschränkt. Das wird aus der Antwort des Systems auf einen rechteckigen Pumpimpuls deutlich (Abb. 6c). Die hintere Kante des Pulses fällt exponentiell mit der Resonator-Zerfallsrate ab, während die Pulsfront um die Anregungszeit des elektronischen Übergangs verzögert wird. Als Beispiel für eine komplexere Pulsform haben wir einen Einzel-Photonen-Puls mit zwei Maxima gewählt (Abb. 6d). Die Nachweiszeiten des Photons sind über zwei deutlich voneinander getrennte Maxima verteilt und geben die Struktur des Pumpimpulses wieder. Die Verteilung eines einzelnen Photons über zwei getrennte Zeitfenster lässt sich auch zur zeitlichen Kodierung von Quanteninformation einsetzen [23].

Abgesehen von der Beeinflussung der Wellenform des Photons und der Unterdrückung von Zwei-Photonen-Ereignissen besteht ein wichtiger Schritt für die Anwendung im Bereich der Quanteninformationsverarbeitung in dem kontinuierlichen, ununterbrochenen Betrieb unserer Quelle. Damit lassen sich Korrelationen über sehr lange Zeitskalen messen. Abbildung 7a zeigt die Daten einer Korrelationsmessung, die über einen Zeitraum von 90 Minuten gesammelt wurden. Der lineare Abfall der Einhüllenden der Korrelationsfunktion beruht auf der endlichen Messdauer. Einzelne Linien lassen sich auflösen, wenn wir die Skala an einem beliebigen Punkt der Zeitachse vergrößern. Als Beispiel zeigt Abb. 7b Korrelationen zwischen Photonen, die im Abstand von 20 Minuten nachgewiesen wurden. Die 90-minütige Betriebszeit unseres Systems stellt die längste bisher gemessene kontinuierliche Erzeugung von einzelnen Photonen aus einer atomaren Quelle dar [24]. Mit Ionen-Trapping-Zeiten von mehreren Stunden lässt sich die Einzel-Photonen-Emission in unserem System sogar für noch längere Zeitspannen aufrecht erhalten.

Das Besondere an dieser neuen Einzel-Photonen-Quelle beruht nicht nur darauf, dass sich einzelne Photonen deterministisch erzeugen lassen, sondern dass man auch die Dauer des Photonenwellenpakets und damit die Kohärenzlänge des Photons beliebig vorgeben kann. Diese Eigenschaften der hier beschriebenen Einzel-Photonen-Quelle zeichnet sie für viele Anwendungen besonders aus. Eine kontrollierte Kopplung von Ionen und Photonen ist eine Voraussetzung für Anwendungen, bei denen langreichweitige optische Quantenkommunikation mit Ionenfallen-Quantenprozessoren zusammengebracht werden sollen. Beides für sich wurde in der Vergangenheit bereits erfolgreich getestet. Das Ergebnis dieser Kombination könnte eine Quantenversion des Internets sein, bei dem lokale Verarbeitungseinheiten untereinander durch photonische Kanäle verbunden sind.

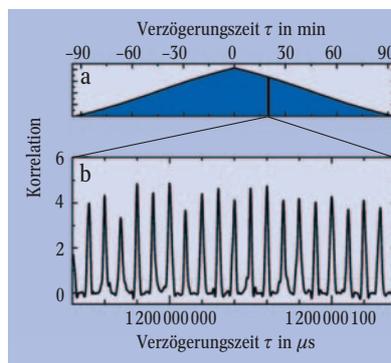


Abb. 7: Langfristige Korrelationen der Photonenankunftszeiten bei zwei Detektoren. Die Einhüllende der Zwei-Photonen-Korrelationen über das gesamte Aufzeichnungsintervall zeigt die kontinuierliche Emission einzelner Photonen in unserem System (a). Eine Vergrößerung der Kurve bei einer Verzögerungszeit von 20 min lässt einzelne Peaks erkennen (b).

Ausblick

Die Experimente zur Hohlraum-Quantenelektrodynamik haben zu einem neuen Verständnis der Strahlungswechselwirkung zwischen Atomen geführt. Die starke Kopplung zwischen Atomen und Strahlung ermöglicht es, das erzeugte Strahlungsfeld mit den Atomen zu verschränken. Dies ist eine Voraussetzung für interessante Anwendungen beispielsweise im Zusammenhang mit Quantencomputing und Quanteninformationsverarbeitung. Außerdem lassen sich Fock-Zustände des Strahlungsfeldes erzeugen. Die gezielte Steuerung spontaner Zerfälle könnte zu interessanten neuartigen Lasersystemen mit sehr hoher Effizienz führen. Die beschriebenen Experimente zeigen, dass wir einhundert Jahre nach der Erklärung des Nachweisprozesses für Photonen nun in der Lage sind, einzelne Photonen kontrolliert und mit vorgewählten Kohärenzeigenschaften zu erzeugen.

*

Dieser Artikel ist ein Auszug aus *Annalen der Physik* **14**, 7 (2005), DOI: 10.1002/andp.200410133, und wurde von Thomas Filk übersetzt.

Literatur

- [1] P. Berman (Hrsg.), *Cavity Quantum Electrodynamics*, Academic Press, New York (1994)
- [2] J. A. C. Gallas, G. Leuchs, H. Walther und H. Figger, in: *Advances in Atomic and Molecular Physics*, Vol. 20, S. 413, Academic Press, New York (1985)
- [3] S. Haroche und J. M. Raimond, in: *Advances in Atomic and Molecular Physics*, Vol. 20, S. 347, Academic Press, New York (1985)
- [4] P. W. Milonni, *The Quantum Vacuum*, Academic Press, Boston (1994)
- [5] P. Meystre, in: E. Wolf (Hrsg.), *Progress in Optics*, Vol. 30, North Holland, Amsterdam (1992), S. 261
- [6] H. Yokoyama und K. Ujihara, *Spontaneous Emission and Laser Oscillation in Microcavities*, CRC Press, Boca Raton (1995)
- [7] M. Marrocco, M. Weidinger, R. T. Sang und H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5784 (1998)
- [8] D. Meschede, H. Walther und G. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 551 (1985)
- [9] B.-G. Englert, M. Löffler, O. Benson und B. Varcoe, *Fortschr. Phys.* **46**, 897 (1998)
- [10] G. Raitel, C. Wagner, H. Walther, L. M. Narducci und M. O. Scully, in: *Cavity Quantum Electrodynamics*, hrsg. von P. Berman, Academic Press, New York (1994), S. 57
- [11] P. Meystre, G. Rempe und H. Walther, *Optics Lett.* **13**, 1078 (1998)
- [12] M. Weidinger, B. T. H. Varcoe, R. Heerlein und H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3795 (1999)
- [13] H. T. H. Varcoe, S. Brattke, M. Weidinger und H. Walther, *Nature* **403**, 743 (2000)
- [14] S. Brattke, B. T. H. Varcoe und H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3534 (2001)
- [15] Siehe A. Kuhn, M. Hennrich und G. Rempe, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 067901 (2002) und dortige Literaturangaben, P. W. H. Pinkse, T. Fischer, P. Maunz und G. Rempe, *Nature* **404**, 365 (2000); J. Ye, D. W. Vernooy und H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4987 (2000); C. J. Hood, T. W. Lynn, A. C. Doherty, A. S. Parkins und H. J. Kimble, *Science* **287**, 1447 (2000)
- [16] G. M. Meyer, H.-J. Briegel und H. Walther, *Europhys. Lett.* **37**, 317 (1997)
- [17] F. Dietrich und H. Walther, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 203 (1987)
- [18] J. T. Höffges, H. W. Baldauf, T. Eichler, S. R. Helmfrid und H. Walther, *Opt. Comm.* **133**, 170 (1997)
- [19] G. R. Guthöhrlein, M. Keller, K. Hayasaka, W. Lange und H. Walther, *Nature* **414**, 49 (2001)
- [20] M. Keller, B. Lange, K. Hayasaka, W. Lange und H. Walther, *Nature* **431**, 1075 (2004)
- [21] M. Keller, B. Lange, K. Hayasaka, W. Lange und H. Walther, *Appl. Phys. B* **76**, 125 (2003)
- [22] J. T. Höffges, H. W. Baldauf, W. Lange und H. Walther, *J. Mod. Opt.* **44**, 1999 (1997)
- [23] J. Brendel, W. Tittel, H. Zbinden und N. Gisin, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2594 (1999)
- [24] L.-M. Duan, A. Kuzmich und H. J. Kimble, *Phys. Rev. A* **67**, 032305 (2003)

Der Autor

Herbert Walther hat bahnbrechende Experimente zur Wechselwirkung einzelner Atome oder Ionen mit einzelnen Photonen durchgeführt, mit denen er das Gebiet der Hohlraum-Quantenelektrodynamik mitbegründet hat. Der emeritierte Professor der LMU München und Direktor des MPI für Quantenoptik wurde vielfach ausgezeichnet. Für seine führende Rolle in der Quantenoptik, der Atom- und Laserphysik in Deutschland hat ihn die DPG zum Ehrenmitglied gewählt.

