

微小共振器を用いた原子-光結合系の量子状態制御

久我 隆 弘

Quantum State Manipulation of Dressed Atom by Cavity Quantum Electrodynamics

Takahiro KUGA

Recently, it becomes possible to control an interaction between atoms and photons and manipulate a quantum state of atom-photon system. For example, an enhancement and inhibition of spontaneous emission, a real-time detection of single atoms, and a deterministic single photon generation are realized by using a high- Q value micro cavity. Basic concepts of the cavity quantum electrodynamics and recent experimental investigations on the cavity QED (quantum electrodynamics) are reviewed.

Key words: cavity quantum electrodynamics (cavity QED), atom-photon interactions, dressed atom, ultracold atoms, quantum information network

励起状態の原子はやがて自然放出を起こして基底状態に遷移することは、物理の常識でもあり、真実である。そして、この自然放出レートは原子に固有な量、つまり自然界を作った神様が決めた量であり、人間には手出しができない物理量として一般に受け入れられてきた。しかし、自然放出現象を量子論的に正確に解釈すると、自然放出レートは原子に固有な量ではなく、原子を取り巻く環境、すなわち電磁場モードにも依存することが導かれる。このことに最初に気がついたのは、1946年のパーセル (E. M. Purcell) であり、遷移周波数と共に鳴る共振器の中に励起状態の原子を置くと、その自然放出レートは増大すると予想した¹⁾。また、1981年にクレップナー (D. Kleppner) は、パーセルとは逆の場合を考え、遷移周波数に一致する周波数の電磁場モードが存在しない共振器の中に励起状態の原子を置いた場合、自然放出は禁止されるだろうと予想した²⁾。

これらの予想は、1980年代に入ってからマイクロ波領域の実験によりつぎつぎに実証された。そして1990年代後半からは、光領域においても電磁場モードを人為的に操作

することにより自然放出を制御し、ひいては原子系および光子系の量子状態を自由に操り伝送する技術が進展している。

本稿ではまず自然放出の物理を復習し、1980年代の自然放出を制御する実験研究、そして最近の量子ビームスプリッター、単一光子発生実験など、共振器を用いた原子-光結合系の量子状態制御について解説する。

1. 自然放出の物理

励起状態の原子はやがて自然放出により基底状態に遷移する。これは古くから「発光」として知られている現象ではあるが、物理学的に正確に説明しようとすると電磁場の量子化が必要不可欠となる。すなわち、原子系だけを量子化して電磁場は古典的と扱う半古典論では説明できない(詳しくは、久我隆弘著「量子光学」朝倉書店(2003) 参照)。ここでは、自然放出現象を量子論的にはどのように説明するのかについて、簡単に復習してみよう。

まず、電磁場モードと二準位系原子との相互作用を量子論的に記述すると、

$$i\hbar \frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = \mathcal{H}_1 \psi(t) \quad (1)$$

なるシュレーディンガー方程式を解くことに帰結する。ここで、 \mathcal{H}_1 は相互作用表示によるハミルトニアンであり、電気双極子遷移、回転波近似のもとで、

$$\mathcal{H}_1 = \sum_k \hbar g_k (\hat{\sigma}_+ \hat{a}_k e^{i(\omega_{eg} - \omega_k)t} + \hat{a}_k^+ \hat{\sigma}_- e^{-i(\omega_{eg} - \omega_k)t}) \quad (2)$$

と書くことができる。式中、 ω_k は電磁場モードの角周波数、 \hat{a}_k^+ および \hat{a}_k はその生成消滅演算子、 ω_{eg} は二準位系原子の共鳴角周波数、 $\hat{\sigma}_+$ 、 $\hat{\sigma}_-$ 、 $\hat{\sigma}_z$ は原子の内部状態に関する演算子であり、基底状態を $|g\rangle$ 、励起状態を $|e\rangle$ で表すと、

$$\hat{\sigma}_+ = |e\rangle\langle g|, \quad \hat{\sigma}_- = |g\rangle\langle e|, \quad \hat{\sigma}_z = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g| \quad (3)$$

である。そして g_k は相互作用の強さを表す係数であり、1つのモードの電磁場を、

$$\hat{E}_k = \tilde{e}_k \epsilon_k (\hat{a}_k + \hat{a}_k^+) \quad (4)$$

と表したとき、

$$g_k = -\delta_{ge} \cdot \tilde{e}_k \epsilon_k / \hbar \quad (5)$$

と書くことができる。ここで、 \tilde{e}_k は電磁場の偏光方向単位ベクトル、 $\delta_{ge} = e\langle g|\hat{r}|e\rangle$ は電気双極子遷移の行列要素、そして $\epsilon_k = (\frac{\hbar \omega_k}{\epsilon_0 V})^{1/2}$ である(V はモード体積)。

今ここでは自然放出を考えるのであるから、最初、原子は励起状態にあり、すべての電磁場モードは真空状態であるとして式(1)のシュレーディンガー方程式を解く。すると、ある時刻 t での全系の状態関数は、

$$\psi(t) = c_e(t)|e,0\rangle + \sum_k c_{gk}(t)|g,1_k\rangle \quad (6)$$

と表すことができる。ここで、 $|e,0\rangle$ は、原子は励起状態ですべての電磁場モードは真空状態であることを表し、 $|g,1_k\rangle$ は、原子は基底状態で、波数ベクトル k でラベルされた電磁場モードに1光子が存在することを意味する。そして初期条件は、

$$c_e(0) = 1, \quad c_{gk}(0) = 0 \quad (7)$$

である。

式(6)、(7)を式(1)のシュレーディンガー方程式に入代入すると、 $\delta_k = \omega_k - \omega_{eg}$ として、

$$\begin{aligned} \dot{c}_e(t) &= -i \sum_k g_k e^{-i\delta_k t} c_{gk}(t) \\ \dot{c}_{gk}(t) &= -i g_k e^{i\delta_k t} c_e(t) \end{aligned} \quad (8)$$

が得られるので、これを $c_e(t)$ だけの式にすると、

$$\dot{c}_e(t) = -\sum_k g_k^2 \int_0^t dt' e^{-i\delta_k(t-t')} c_e(t') \quad (9)$$

となる。

式(9)までは厳密に成り立つ式であるが[†]、ここで「電磁場モードは連続とみなせる」という近似を行う。すなわち、波数ベクトルについての和を積分に置き換え、

$$\sum_k \rightarrow \frac{2V}{(2\pi)^3} \int dk d\theta d\varphi k^2 \sin\theta \quad (10)$$

とする。なお右辺 $2V$ の因子2は、偏光に2成分あるための因子である。このとき、単位角周波数あたりの電磁場のモード密度 $D(\omega)$ は、式(10)で $k = \omega/c$ として角度部分の積分を行い、

$$D(\omega) d\omega = \frac{V\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega \quad (11)$$

となる。すなわち自由空間でのモード密度は ω^2 に比例する。

ここで原子の遷移双極子の向きと電磁場の偏光方向との間の角度を θ とすると、

$$g_k^2 = \frac{\omega_{eg}^2}{2\hbar\epsilon_0 V} \cos^2\theta \quad (12)$$

と表されるので、式(10)、(12)を式(9)に代入すると、

$$\dot{c}_e(t) = -\frac{2\delta_{eg}^2}{3(2\pi)^2 \hbar \epsilon_0 c^3} \int_0^\infty d\omega \int_0^t dt' \omega^3 e^{-i\delta_k(t-t')} c_e(t') \quad (13)$$

が得られる。これにデルタ関数の性質などを利用すると、最終的に、

$$\dot{c}_e(t) = -\gamma_{fs} c_e(t), \quad 2\gamma_{fs} = \Gamma = \frac{\delta_{eg}^2 \omega_0^3}{3\pi \hbar \epsilon_0 c^3} \quad (14)$$

を得る。

式(14)より、励起状態の占有率 $|c_e(t)|^2$ は、 Γ という割合(レート)で時間とともに減衰していく。この Γ は自然幅(半値全幅)とよばれ、その逆数 $\tau = 1/\Gamma$ は励起状態の「寿命」とよばれる。このようにして自然放出現象は、量子論により説明できる。

2. 共振器による自然放出レートの制御

自然放出レートは原子に固有の量だと一般には考えられているが、前章での議論からもわかるように、原子を取り囲む電磁場モードを操作することによりこれを制御することが可能である。そして、前章で用いた「電磁場モードは連続とみなせる」という近似の正当性が失われる状況が近年実現されるようになった。

たとえば、完全導体で囲まれた微小な「空洞」内電磁場のモード密度は自由空間のそれとは異なる。図1はQ値が無限大の理想的な円筒型空洞共振器内の電磁場のモード密度を描いたものである。図1(b)に示されているように、

[†]もちろん、電気双極子遷移かつ回転波近似が妥当性を失わない範囲である。

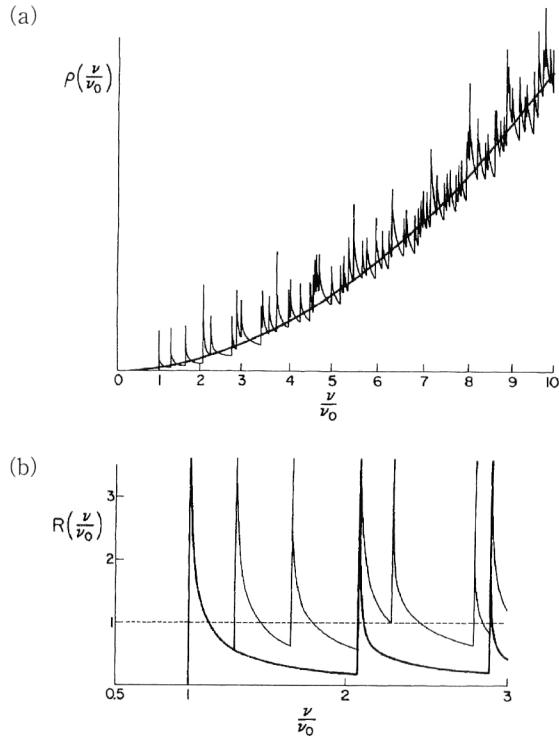


図1 (a) 理想的な円筒型空洞共振器内電磁場のモード密度。横軸はカットオフ周波数 (ν_0) を単位としている。なめらかな曲線は自由空間のモード密度を示している（式(11) 参照。なお周波数 ν と角周波数 ω の関係は $\nu = \omega/2\pi$ である）。(b) 円筒型共振器と自由空間でのモード密度の比。太線は軸上にある原子の $|Δm|=1$ の遷移に結合する電磁場モードのみを示したもの。共振器内の自然放出レートは、自由空間のそれに比べて $R(\nu/\nu_0)$ だけ変化する（文献2）より転載）。

共振器内の自然放出レートは自由空間のそれに比べて $R(\nu/\nu_0)$ だけ変化する。

この共振器の中に励起状態の原子を閉じ込めたとする。このとき、原子の共鳴周波数と空洞共振器の共鳴周波数が一致していれば、自由空間に置かれたときよりも自然放出レートは増大し、原子は基底状態へ遷移しやすくなる。逆に、両者が一致しない場合は、自然放出は起こりにくくなり、原子は自由空間のときよりも長く励起状態に留まることになる。そしてこの、自然放出レートを制御できるというパーセルやクレップナーの予想は、1983年にアローシュ（S. Haroche）のグループにより初めて実験的に確認された³⁾。

図2はアローシュらの実験を模式的に描いたものである。パルスレーザーで主量子数が23のリュードベリ状態(23S)に励起されたナトリウム原子の原子線を、6 K程度にまで冷却して超伝導状態にしたニオブ製の空洞共振器に導く。この共振器の大きさは外部から調整できるようになっており、23S → 22P_{1/2}(340.967 GHz), 23S → 22P_{3/2}(340.396 GHz)のマイクロ波遷移に共鳴させることができ

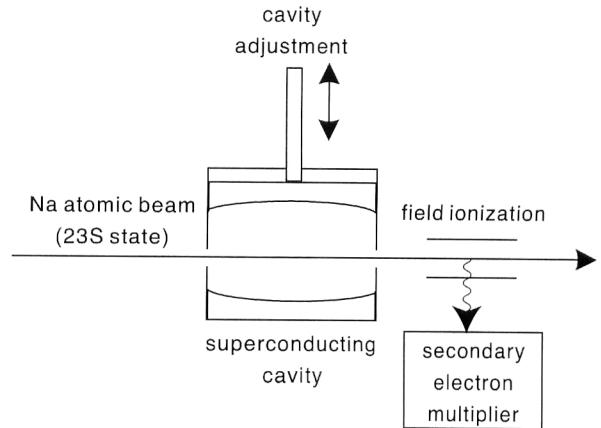


図2 アローシュらの自然放出レートを増大させる実験の概念図。23S状態のナトリウム原子を超伝導共振器に導き、共振器内の「真空場」と相互作用した原子が放出される。共振器の大きさを変化させ、23S → 22Pのマイクロ波遷移と一致したとき、出力される22P状態のナトリウム原子数が増大することを確認した。

る。そして共振器を通り抜けてきたナトリウム原子を電場によりイオン化して検出する。イオン化に必要な電場強度は、23S状態と22P状態ではわずかに異なるため、この違いを利用して共振器から出力されるナトリウム原子の状態を知ることができる。

アローシュらはマイクロ波共振器の大きさを変化させ、23S → 22Pのマイクロ波遷移に共鳴させたとき、22P状態の原子数が非共鳴のときに比べて増加することを測定した。これは、共鳴条件下では共振器内電磁場のモード密度が大きくなり、それにより自然放出レートが増大したことによる。アローシュらは自由空間では $\Gamma_0 = 150 \text{ rad/s}$ だった自然放出レートが、共振器内では $\Gamma_{\text{cav}} = 8 \times 10^4 \text{ rad/s}$ にまで増大していると結論した。

アローシュの実験とは反対に自然放出を抑制することも1985年に2つのグループにより確認された。デーメルト(H. Dehmelt)は、ペニギングトラップのトラップ電極がマイクロ波共振器として働き、トラップされた電子のサイクロトロン運動で放出される電気双極子輻射が抑制されることを確認した⁴⁾。またクレップナーは、セシウムの原子線と低温にした共振器を用いて自然放出の抑制を観測した⁵⁾。

3. 共振器による原子-光結合系の量子状態制御

マイクロ波領域では電磁場のモード密度を操作することにより自然放出レートが制御できるようになった。この要件を考え直してみると、「電磁場のモード密度を変更する」「ある特定の電磁場モードと原子系を結合させる」という、2つの要素から成り立っていることがわかる。前章のアローシュらの実験では、波長がミリメートル程度のマイクロ

波領域の電磁波を用いているので、三次元的な空洞型共振器を製作することが可能となり、両者を満たすように実験条件を整えることができたのである。そして、1原子の内部状態を「量子情報」として超伝導共振器に蓄え、別の1原子に転写することが可能となった。最近のアローシュのグループは、共振器をつぎつぎに通り抜ける原子間に量子相関をもたせる研究を精力的に進めている。たとえば、原子のエンタングルメント、量子位相シフトゲートなどをはじめとしたさまざまな研究を、前述の実験と同様な装置で行っている⁶⁾。

ではこれを光領域にまで拡大できるであろうか。この類の研究を光領域にまで広げる最大の動機付けは、量子情報ネットワークとよばれるものである。マイクロ波領域の電磁波は伝送、検出に関してはそれほど使いやすいものではない。したがって、アローシュらの実験では電磁場に転写した量子情報を積極的に外に取り出すことはせずに、空洞共振器内に「閉じ込めたまま」別の原子に転写している。すなわち量子情報は実験室内に留まったままである。しかし、この量子情報を遠く離れたところまで伝送して量子情報ネットワークを構築することは、量子論の基礎にかかわる学問的な面からも、秘匿通信を代表とした応用面からも非常に意義深いものである。したがって、量子情報の伝送という観点からは、マイクロ波よりも赤外から可視域の電磁波（光）を用いるほうが有利なのである。

光領域における最大の問題は、光の波長程度の三次元的な空洞共振器を製作するのは現在の技術では無理であるため、光領域の電磁場のモード密度を大きく変更することは不可能であるという点である。しかし、微小な一次元的な高Q値共振器を作り、ある特定の電磁場モードと原子系とを強く結合させることで、1光子で1原子の量子状態を制御するという極限的な状況で実験を行うことが可能となってきた。

本章では、光領域の研究で重要となる特定の電磁場モードと原子系の結合をモデル化し、そして光領域におけるいくつかの研究成果を紹介する。

3.1 原子-光結合系のモデル

ここで取り扱う問題を最も簡単な形でモデル化すると、単一原子と単一電磁場モード中の単一光子との相互作用として表現することができる。すなわち、式(6)に現れる電磁場モードについての足し合はせは必要なくなり、系の状態関数としては、

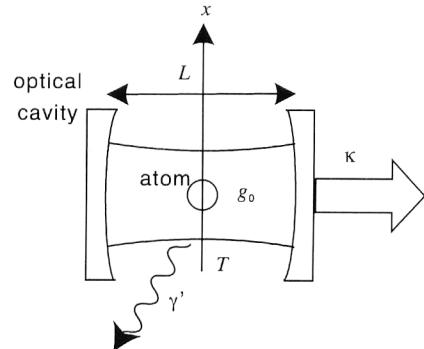


図3 原子-光結合系の現実的なモデル。高反射率鏡を間隔 L で「合わせ鏡」にして、一次元的なファブリー・ペロー型共振器を作る。原子系は1光子ラビ周波数 $2g_0$ で共振器モードの電磁場とエネルギーを交換し、その他のモードへ γ' のレートでエネルギーを散逸する。また、共振器モードは外界と κ のレートで結合している。

$$\psi(t) = c_e(t)|e,0\rangle + c_g(t)|g,1\rangle \quad (15)$$

を考えればよいことになる。そして第1章と同様な初期条件で式(1)のシュレーディンガー方程式を解くと、

$$c_e(t) \left[\cos \frac{\sqrt{\delta^2 + 4g_0^2}t}{2} - \frac{i\delta}{\sqrt{\delta^2 + 4g_0^2}} \sin \frac{\sqrt{\delta^2 + 4g_0^2}t}{2} \right] e^{i\delta t/2} \quad (16)$$

$$c_g(t) = -\frac{2ig_0}{\sqrt{\delta^2 + 4g_0^2}} \sin \frac{\sqrt{\delta^2 + 4g_0^2}t}{2} e^{-i\delta t/2} \quad (17)$$

が得られる。ここで、 $2g_0$ は1光子ラビ周波数とよばれ[†]、

$$2g_0 = \sqrt{\frac{2\omega_{eg}^2}{\hbar\varepsilon_0 V}} \quad (18)$$

である。そして共鳴条件 ($\delta=0$)においては、

$$c_e(t) = \cos g_0 t, \quad c_g(t) = -i \sin g_0 t \quad (19)$$

となり、 $t=0$ で励起状態にいた原子は、共振器の真空場と相互作用を行い、1光子ラビ周波数で励起状態と基底状態との間を永久に往き来することになる。すなわち励起状態の原子が系に運び込んだエネルギーが、原子系と電磁場モードの間に永久にやりとりされることになる。

上記のような理想的な状況を現実に作り出すことは不可能であり、またたとえ実現できたとしても、そこからは原子-光結合系の量子状態に関する何の情報も取り出すことができないため、実用上の価値はまったくない。そこでもう少し現実を直視してモデルを変更し、図3のような実験系を考えてみる。

2枚の高反射率の鏡を間隔 L で向かい合わせに配置すると、一次元的な定在波がたち、このモードと原子系は強く相互作用する。しかしこの場合、共振器の光軸に垂直な方

[†]多くの教科書ではこの $2g_0$ を真空ラビ周波数とよんでいるが、この用語だと「基底状態の原子でも真空場によりラビ振動が誘起される」という誤解を招く恐れがある。一方、Kimble らのグループは1光子ラビ周波数とよんでおり、本稿でもそれにしたがう。やはり実際に実験を行っていると、言葉の定義も現実に則したものとなる。

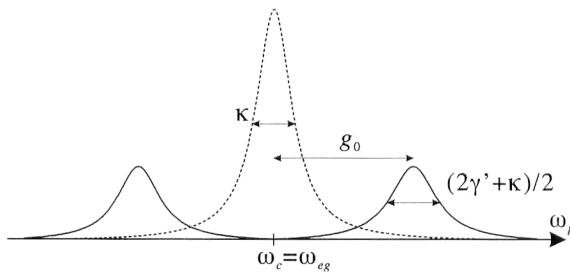


図4 光共振器の透過スペクトル（原子の共鳴周波数と共振器の共鳴周波数が一致するとき、 $\omega_c=\omega_{eg}$ ）。共振器内に原子がないとき（点線）は、通常のファブリー・ペローの透過特性を示す。共振器内に原子が存在するとき（実線）は、透過スペクトルは1光子ラビ周波数だけ分裂する。

向は「自由空間」であるため、共振器内電磁場のモード密度は連続であり、共振器内に励起状態の原子を置いた場合の自然放出レート γ' は、自由空間の場合の γ_{FS} とほぼ同じとなる。また、共振器内の電磁場モードは外界の自由空間の電磁場モードと κ のレートで結合しており、すなわち共振器内電磁場の「情報」をこのレートで外に取り出すことができる。

さらに、実際に実験を行う際には原子（気体）系と共振器電磁場モードとの相互作用時間 T も考慮に入れる必要がある。そしてこれらをすべて考えると、実際に意味のある実験を行うためには、

$$g_0 > \kappa \geq \gamma', \quad T^{-1} \quad (20)$$

なる条件が満たされている必要があり、これを強結合条件とよぶ。

この強結合条件の意味するところは、散逸 (γ') が起こる前に原子系と共振器モードとを十分に相互作用させることができ $(g_0 > \gamma', T^{-1})$ 、かつ、電磁場モードの量子情報を結合系の状態を乱さないぐらいゆっくりと、そして散逸が起こるよりは速く取り出す $(g_0 > \kappa > \gamma')$ というものである。

また、この強結合条件はドレスト原子の考え方からも導くことができる。

相互作用まで含めた際の原子-光結合系のエネルギー固有状態は、式(15)に現れる裸の原子の基底、 $|g,1\rangle$ および $|e,0\rangle$ を用いて、

$$\begin{aligned} |+,1\rangle &= \cos(\phi_1/2)|e,0\rangle + \sin(\phi_1/2)|g,1\rangle \\ |-,1\rangle &= -\sin(\phi_1/2)|e,0\rangle + \cos(\phi_1/2)|g,1\rangle \end{aligned} \quad (21)$$

$$\tan\phi_1 = 2g_0/\delta, \quad \Omega_1 = \sqrt{\delta^2 + 4g_0^2} \quad (22)$$

$$E(\pm,1) = \frac{1}{2}\hbar(\omega + \omega_{eg}) \pm \frac{1}{2}\hbar\Omega_1 \quad (23)$$

と表すことができる。すなわち、原子系と電磁場が強く結合することにより、エネルギー準位が分裂することに

なる。

いま、原子の共鳴周波数 (ω_{eg}) と光共振器の共鳴周波数 $(\omega_c=\omega)$ が等しいものとし $(\delta=\omega_c-\omega_{eg}=0)$ 、そこに、共振器内での平均光子数が1よりもはるかに小さいような、非常に弱いプローブ光（周波数 ω_p ）を用いて光共振器の透過スペクトルを測定する。このときの透過スペクトルは、図4のようになる。図4からもわかるように、共振器内に原子が存在するときの情報は透過スペクトルの位置のシフトとして現れる。したがって、この信号を明瞭に測定するためには、強結合条件 $(g_0 > \kappa, \gamma')$ が満たされていなければならないことがわかる。

では具体的に、ルビジウム原子のD2線（780 nm）について、強結合条件を満足させる実験条件を見積もってみよう。

前述のように、光領域では $\gamma' \approx \gamma_{FS}$ であるので、強結合条件を満足させるためには式(18)の1光子ラビ周波数を、式(14)に現れる自然放出レートよりも大きくしなければならない。このためには式(18)の分母に現れるモード体積 V を小さくするしか方法はない。すなわち微小共振器が必要となる。いま、D2線の半値半幅 $(\gamma_{FS}/2\pi)$ は約3 MHzであるので、強結合条件を満たすためには、モード体積は一辺が0.1 mmの立方体の体積以下にしなければならない。

また、鏡の間隔が0.1 mmのファブリー・ペロー型共振器の自由スペクトル領域は1.5 THzとなるので、この共振器中の電磁場情報を外部に取り出すための「損失 $(\kappa/2\pi)$ 」を自然幅と同程度にするには、共振器のフィネスとしては 10^6 程度が要求される。これは鏡の反射率にして99.999%以上のものが必要ということである。

さらに相互作用時間の条件も満足させるには、考えているモード体積を通過する原子の速度は1 m/s程度にまで遅くしておく必要がある。そしてこの条件はレーザー冷却技術により原子を $100 \mu\text{K}$ 程度にまで冷却することで満足させることができる。

以上のように、光領域で原子-光結合系の量子状態制御を行うためには、高反射率鏡製作技術、レーザー冷却技術を駆使しなければならない。そしてこれらの制約は1990年代に入りほぼ解消され、図5に示すような実験装置を基本形とした研究が、現在、世界各地で精力的に進められている。次節からは最近の研究について、いくつか紹介する。

3.2 単一原子の実時間観測

前節までは原子と光との相互作用の大きさは1光子ラビ周波数で表され、これは一定であると考えてきた。しかし、図3からもわかるように、光共振器内の光電場強度は空間

的に変化しており、したがって、1光子ラビ周波数は空間的に変化する。すなわち、図3のx軸に沿って原子を移動させた場合、式(23)で与えられる原子-光結合系(ドレスト原子)のエネルギー固有値は、原子の位置により図6のように変化する。

いま、原子の共鳴周波数(ω_{eg})と共振器の共鳴周波数

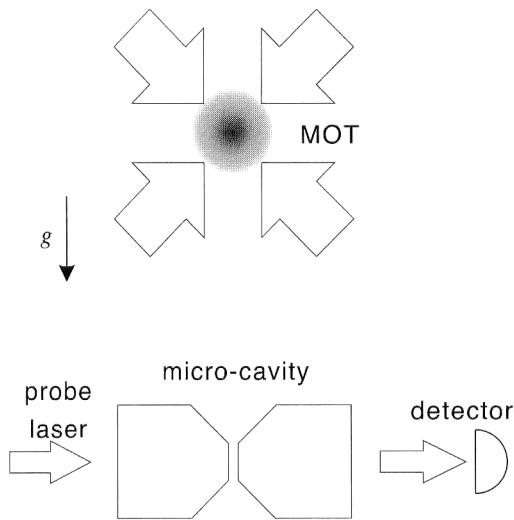
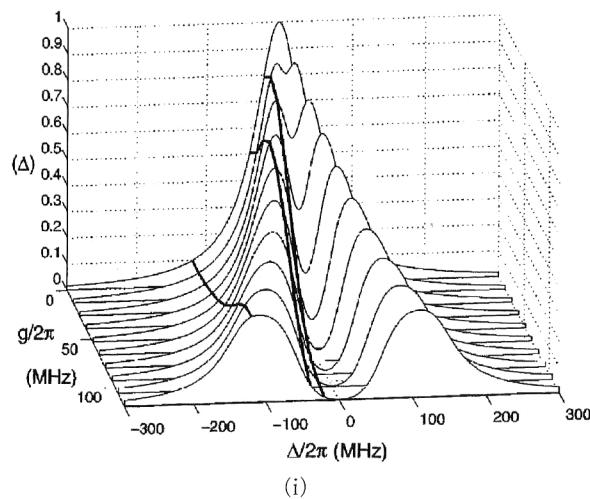


図5 光領域における共振器量子電気力学の実験(基本形)。磁気光学トラップなどにより冷却された原子集団を、共振器長数十 μm 、フィネス $10^{5\sim 6}$ のファブリー・ペロー型共振器に導入する。図では自由落下させて導入する方法(KimbleおよびRempeのグループ)を描いているが、重力に逆らって打ち上げる方法(RempeおよびKugaのグループ)もある。そして、共振器内での平均光子数が1よりもはるかに小さい微弱なプローブ光を用いて観測する。



(i)

図7 原子-光結合系(光共振器)の透過スペクトル($\omega_c = \omega_{eg}$)。(i) 共振器内にある原子の位置により実効的な1光子ラビ周波数が変化するので、それをパラメーターとして10本の透過スペクトルを並べている($g(x) = \{0, g_0/9, \dots, g_0\}$)。スペクトルを横切る線は、周波数を固定したプローブ光の透過強度が、原子の位置により変化する様子を示したもの。(ii) 原子の通過による透過光強度の変化。(a) (b) (c) のトレースは(i)図を横切る3本の太線に対応し、縦軸は原子が共振器内にないときの透過光強度((i)図で一番奥($g=0$)のトレース)で規格化してある(文献7)より転載)。

(ω_c)とを等しくとり、微弱なプローブ光の周波数(ω_p)を掃引して光共振器の透過スペクトルを測定すると、透過スペクトルは原子の位置により図4中の点線から実線へと連続的に変化する。すなわち、原子が光軸より遠く離れており実効的に原子と共振器モードが相互作用していないとき($g(x)=0$)が点線に対応し、原子が光軸上に到着し、もともと強く共振器モードと相互作用するとき($g(x)=g_0$)が実線に対応する。これを原子の位置による1光子ラビ周波数をパラメーターとして立体的に描いたものが図7(i)である⁷⁾。

図7(i)からわかるようにプローブ周波数を固定したときの透過光強度は、原子の共振器中の位置により変化する

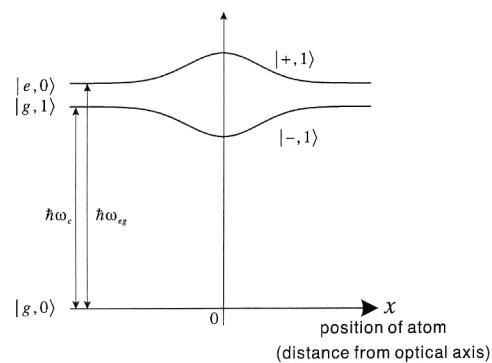
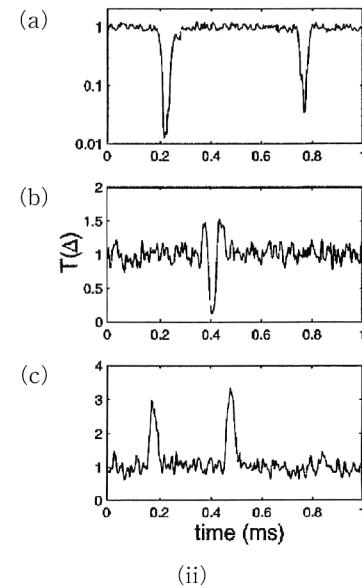


図6 原子-光結合系のエネルギー準位。共振器内のどの位置に原子がいるかで、ドレスト原子像のエネルギー固有値が変化する。



(ii)

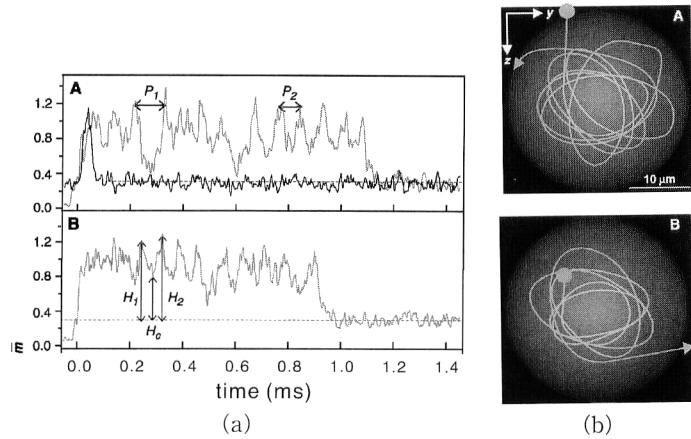


図8 原子-共振器顕微鏡による原子軌道の再構築。(a) 共振器からのプローブ光透過強度の時間変化。(b) (a) の信号により再構築された原子軌道(文献8)より転載)。

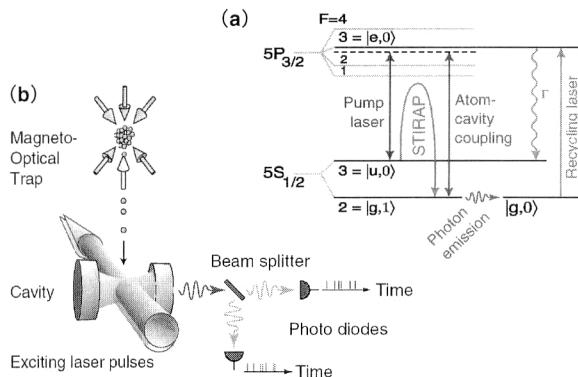


図9 単一光子発生器の原理。(a) 実験に関与するルビジウム原子のエネルギー準位と光学遷移。(b) 実験装置の概要(文献10)より転載)。

(図を横切る3本の太線)。この効果を利用してキンブル(H. J. Kimble)のグループは1原子の実時間観測に成功した。すなわち、プローブ透過光強度測定(図7(ii))において、(a) (b) (c) それぞれのトレースで信号が大きく時間変化している部分が、1原子が共振器を通過する際の信号に対応している。

3.3 原子軌道の観測(原子-共振器顕微鏡)

前節の実験をさらに進めたものとして、1原子を光共振器中に1光子で捕獲し、共振器中の原子の運動を観測する原子-共振器顕微鏡がある^{8,9)}。図3、図5のように光共振器は軸対称であるため、円筒座標表示での z 軸方向の情報は得られないが、プローブ光の透過強度を詳しく解析することで原子の二次元的な位置($\rho(t), \theta(t)$)は推定できる。

図7からわかるように、ある時刻の瞬間透過光強度 $I_p(t)$ から原子と光軸との距離 $\rho(t)$ を見積もることができる。さらに、原子に働く力の向きは常に光軸方向に向かうという仮定をすれば、光軸周りの角運動量 L は保存する

ので、信号全体から角運動量を決定すれば、 $\theta(t)$ はただちに求まるはずである。

しかし実際の共振器内で原子は自然放出による反跳運動量を受け取ったり、速度に依存する摩擦力を受けたりするため、角運動量は一定ではない。したがって、ある時刻 t の近傍での透過光強度の振る舞いから、その時刻での角運動量 $L(t)$ を求め $\theta(t)$ を決定する。

この手法により、キンブルのグループは、図8(a)に示されているようなプローブ光の透過強度信号から、セシウム原子の共振器内での軌跡を再構築した⁸⁾。また、同様な実験をほぼ同時期に、レンペ(G. Rempe)のグループが行っている⁹⁾。

3.4 単一光子発生器

レンペのグループは最近、原子-光結合系を用いて任意の時刻に単一光子を発生できる装置を開発した¹⁰⁾。実験の原理を図9に示す。

まず単一ルビジウム原子を $5S_{1/2}F=3$ 状態($|u\rangle$ と示す)に用意する。この原子を、 $5S_{1/2}F=2$ 状態($|g\rangle$ と示す)から $5P_{3/2}F=3$ 状態($|e\rangle$ と示す)への光学遷移周波数(ω_{eg})に近い共鳴周波数(ω_c)をもつ微小共振器の中に送り込む(周波数差 $\Delta_c = \omega_c - \omega_{eg}$)。このとき、共振器モードの状態関数を $|n\rangle$ 、($n=0,1,2\cdots$)で表すと、その電磁場モードと原子の状態 $|g\rangle$ および $|e\rangle$ が強く結合してドレスト原子を形成する。ここで共振器内の光子数は1よりも小さいとすると、 $|g,1\rangle$ および $|e,0\rangle$ が1光子ラビ周波数 $2g_0$ で結合する。

いま、 $|u\rangle \rightarrow |e\rangle$ の光学遷移周波数(ω_{eu})に近い周波数(ω_p)のポンプ光を共振器の光軸とは垂直の方向から照射する(ラビ周波数 $\Omega_p(t)$ 、周波数差 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{eu}$)。すると、原子の状態 $|u\rangle$ および $|e\rangle$ が強く結合してドレスト原

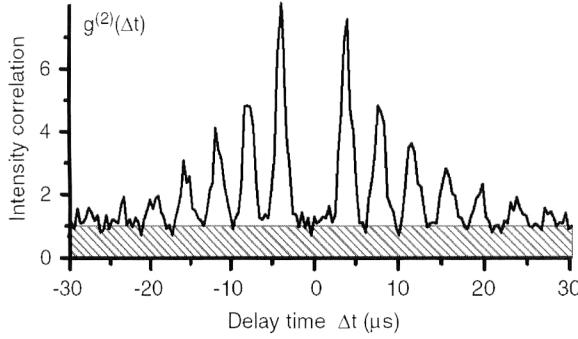


図 10 単一光子発生器からの光の強度相関測定。時間遅れがゼロの部分に信号が現れていないこと（アンチバンチング）は、2 光子以上が同時に発生していない証拠となる。グラフ下部のハッチしてある部分は、検出器の雑音などによる偶発的な同時計数であり、この部分は差し引いて考えてよい（文献 10）より転載）。

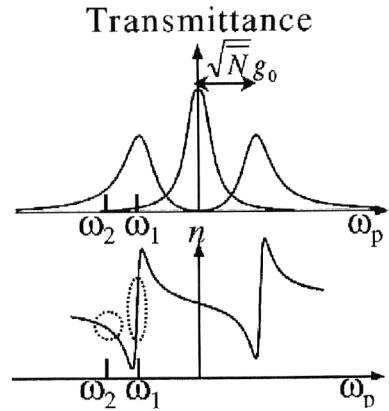


図 11 原子-光結合系の「吸収」スペクトルと屈折率の周波数依存性。光パルスの群速度は ω_1 附近で光速よりもはるかに小さくなり、 ω_2 附近では光速を超えるように見えることもある（文献 11）より転載）。

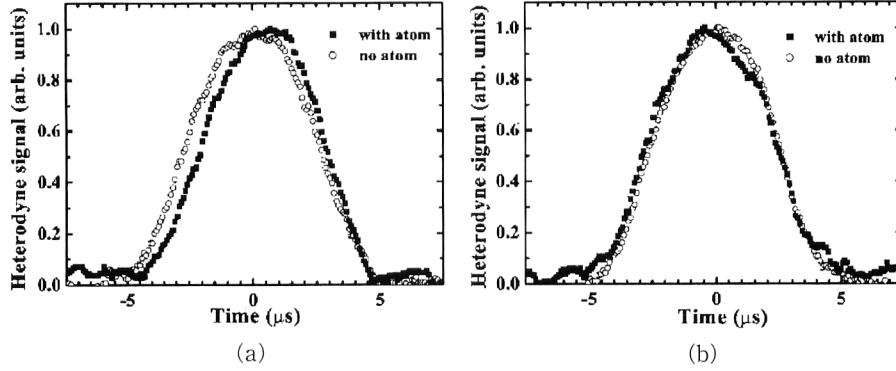


図 12 パルス伝播の遅延 (a) と先駆 (b) (文献 11) より転載)。

子を形成するので、結局、 $|g,1\rangle$, $|e,0\rangle$ および $|u,0\rangle$ がコヒーレントな電磁場 (ω_c および ω_p) を通じて強く結合することになる。

このとき 2 つの周波数差、 Δ_c および Δ_p を等しくとると、ドレスト原子の描像より暗状態、

$$|\phi_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{4g_0^2 + \Omega_p^2(t)}} [2g_0|u,0\rangle - \Omega_p(t)|g,1\rangle] \quad (24)$$

が今考えている系の定常状態となる ($\Omega_p(t)$ の時間変化は遅いものとしている)。

この暗状態を用いて单一光子を発生させる手順は以下の通りである。

- ① ポンプ光強度をゼロとし ($\Omega_p(t)=0$), そのときの暗状態 $|u,0\rangle$ を用意する
- ② ポンプ光強度をゆっくりと増大させ, 系の状態をコヒーレントに $|g,1\rangle$ へ移す
- ③ このとき共振器内の電磁場モードには 1 光子が存在することになる

- ④ 共振器の一方の鏡の反射率を多少落としておけば, そから光子が外へ出力される（单一光子発生）
- ⑤ 出力された後の結合系の状態は $|g,0\rangle$ なので, $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ に共鳴するリサイクルレーザーを用い, 自然放出過程を経て $|u,0\rangle$ へ戻す。

以上の手順を繰り返することで, 共振器内に 1 原子が留まっている間, 何回でも好きなときに 1 光子を取り出すことが可能となる。実際, ポンプ光を $4 \mu s$ の周期で繰り返したとき, 図 9(b) の 2 つの検出器の強度相関を測定した結果が図 10 であり, 明瞭に单一光子しか発生していないことが確認される。すなわち, $4 \mu s$ ごとの「櫛の歯」状の信号は, 光子が $4 \mu s$ ごとにに出力されていることを示し, 時間遅れがゼロの部分が抜け落ちるアンチバンチングが観測されていることは, 同時に 2 光子以上の発生がないことを表している。

3.5 光パルス伝播の遅延と先駆

最後に筆者らのグループが行った, 光パルス伝播の遅延・先駆効果の観測¹¹⁾ を紹介しよう。

クラマース・クローニッヒの関係から明らかなように、原子-光結合系の「吸収」スペクトルが図4のようになるとき、同時に屈折率は図11のような変化を起こす。このとき、屈折率が周波数とともに大きく変化する領域では、光パルスの伝播速度（群速度）が光速よりも極端に遅くなったり、逆に光速を超えるようにみえる場合がある。図11中の ω_1 付近が遅延効果が顕著に現れる領域、 ω_2 付近が先駆現象が期待される領域である。

共振器内に10個程度の原子が存在している状況で、半値全幅8μsの光パルスの伝播時間を測定したところ、図12に示すような結果を得た。すなわち、光パルスの周波数を ω_1 に設定したところ、共振器内に原子がないときに比べてパルスの伝播時間は約440ns遅くなった。これは群速度が光速の10分の1程度になったことを示している。一方、光パルスの周波数を ω_2 に設定したところ、パルスの伝播時間は約170ns速くなった。

この実験は共振器内に10個程度の原子が存在する条件下で行ったが、これを1個にまで減少させても十分な遅延時間が得られるはずである。このように1個の原子で光の伝播速度を制御することが可能になれば、量子ゲートへの応用にもつながる。

また逆に共振器内に複数の原子が存在する場合、その集団効果によりディッケ状態が実現されていると考えられる。実際、図11のラビ分裂が1光子ラビ周波数の \sqrt{N} 倍(N は共振器内の実効原子数)となるのは、この協同現象による効果である。このディッケ状態のデコヒーレンスの速さを原子数の関数として系統的に測定することは、量子論が支配するミクロな世界と統計物理学が支配するマクロな世界とを結びつける上で重要である。

共振器の電磁場モードと原子系とを強く結合させた系の量子状態を制御し、応用する研究について簡単に振り返ってみた。1980年代に始まったマイクロ波領域の研究では、複数原子の内部状態のエンタングルメントなど、基礎学問的な研究領域で大きな成果を上げた。一方、マイクロ波領域の微弱な電磁波を遠方まで伝送する効率的な手段はないため、それらの研究は1つの実験室だけで閉じており、せっかく作った原子のエンタングルメントという量子情報処理に欠かせない「道具」(量子状態)を実験室から運び出す

ことはできない。

1990年代後半になって、光領域でも原子-光強結合系が実現できるようになり、原子のもつ量子情報をいったん光に転写し、微弱光を効率よく伝送し、遠方で再び原子に転写する、量子情報ネットワークの実現が俄然現実味を帯びてきた。本稿で紹介したキンブルやレンペのグループの研究は、今後の量子情報処理、量子情報ネットワークなどへ原子-光結合系を応用していく上で基幹となるものである。

冷却された原子を用いた原子物理学、量子エレクトロニクスの研究領域は、まだまだなすべきことが山積されており、これからもますます進展していくだろう。

文 献

- 1) E. M. Purcell: "Spontaneous emission probabilities at radio frequencies," Phys. Rev., **69** (1946) 681.
- 2) D. Kleppner: "Inhibited spontaneous emission," Phys. Rev. Lett., **47** (1981) 233-236.
- 3) P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross and S. Haroche: "Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission," Phys. Rev. Lett., **50** (1983) 1903-1906.
- 4) G. Gabrielse and H. Dehmelt: "Observation of inhibited spontaneous emission," Phys. Rev. Lett., **55** (1985) 67-70.
- 5) R. G. Hulet, E. S. Hilfer and D. Kleppner: "Inhibited spontaneous emission by a Rydberg atom," Phys. Rev. Lett., **55** (1985) 2137-2140.
- 6) J. M. Raimond, M. Brune and S. Haroche: "Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity," Rev. Mod. Phys., **73** (2001) 565-582.
- 7) C. J. Hood, M. S. Chapman, T. W. Lynn and H. J. Kimble: "Real-time cavity QED with single atoms," Phys. Rev. Lett., **80** (1998) 4157-4160.
- 8) C. J. Hood, T. W. Lynn, A. C. Doherty, A. S. Parkins and H. J. Kimble: "The atom-cavity microscope: Single atoms bound in orbit by single photons," Science, **287** (2000) 1447-1453.
- 9) P. W. H. Pinkse, T. Fischer, P. Maunz and G. Rempe: "Trapping an atom with single photons," Nature, **404** (2000) 365-368.
- 10) A. Kuhn, M. Hennrich and G. Rempe: "Deterministic single-photon source for distributed quantum networking," Phys. Rev. Lett., **89** (2002) article no. 067901.
- 11) Y. Shimizu, N. Shiokawa, N. Yamamoto, M. Kozuma, T. Kuga, L. Deng and E. W. Hagley: "Control of light pulse propagation with only a few cold atoms in a high-finesse microcavity," Phys. Rev. Lett., **89** (2002) article no. 233001.

(2002年12月25日受理)