

講座

量子光学と新技術(IV)

山本喜久 上田正仁

電子情報通信学会誌 Vol. 72 No. 9 pp. 1014-1020 1989年9月

山本喜久：正員 NTT 基礎研究所

上田正仁：同上

Quantum Optics and New Technology [IV]. By Yoshihisa YAMAMOTO, Member and Masahito UEDA, Nonmember (NTT Basic Research Laboratories, Musashino-shi).

共振器量子電気力学

前章までの議論により、我々は量子限界といわれているものの起源が、真空場 $|0\rangle$ の揺らぎ（量子力学的零点振動）であることを知った。スクイズド状態や量子非破壊測定は、いわばこの真空場の揺らぎを二つの直交位相振幅 \hat{c}_1 と \hat{c}_2 の間で分配比を変えるものであった。これにより、少なくとも一つの直交位相振幅の真空場の揺らぎは抑圧できた。しかし、 \hat{c}_1 と \hat{c}_2 の二つの直交位相振幅の真空場の揺らぎを同時に抑圧しなければ問題が解決されたことにならない場合がある。例えば、原子の自然放出を抑圧したい場合などがそうである。量子電気力学の教

えるところによれば、自然放出は、原子の作る双極子モーメントと連続的な真空場が相互作用することによって生じる、一種の誘導放出過程である。従って、この自然放出を消滅させるためには、原子と結合する真空場 \hat{c}_1 と \hat{c}_2 の揺らぎを同時に抑圧しなければならない。

このようなことは、不確定性原理に違反せず、実現できるだろうか？ 実は、実現可能なのである。それは原子が空間的に局在しており、また、特定の周波数の真空場としか相互作用しないからである。すなわち、高い Q 値をもつ共振器内の真空場を考えると、それはもはや自由空間中の真空場と同じではない。共振周波数以外の真空場やカットオフとなった周波数の真空場は、共振器内に入り込むことができない。また、共振周波数の真空場といえども、定在波の節の位置では揺らぎは存在しない。従って、遷移周波数が共振器でカットオフとなっていたり、定在波の節の位置にいる原子は、真空場と相互作用できなくなり、自然放出過程が消滅する⁽¹⁾。これも一種のスクイズングとみなすことができる。真空場の揺らぎを \hat{c}_1 と \hat{c}_2 の間で再分配したものがスクイズド状態であるのに対し、それを空間的な位置や周波数領域で再分配することが共振器を用いれば可能になるわけである。

共振器を用いた自然放出の抑圧は、まず 20 GHz のミリ波帯で実験が成功した⁽²⁾。リユー

予 定 目 次

- [I] はじめに
量子力学の基礎 (I)
—不確定性原理— (6月号)
- [II] スクイズド状態と光子対 (7月号)
- [III] 量子非破壊測定 (8月号)
- [IV] 共振器量子電気力学 (9月号)
- [V] トンネル電流の量子化 (10月号)
- [VI] 量子力学の基礎 (II)
—重ね合せの原理と観測問題—
(12月号)
- [VII] 量子力学と情報 (1月号)
- [VIII・完] 応用・結論 (2月号)

ドベリ状態という極めて高いエネルギーレベルに励起された原子は、大きな電気双極子モーメントを形成し、しかも遷移周波数が 20 GHz 付近にある。この周波数帯では、極めて高い Q 値をもつ超伝導共振器が利用できる。このリユードベリ原子と超伝導共振器の組み合わせにより、従来は、全くの自然現象で制御できないものの一つと考えられていた自然放出が人間の手により消滅させられたのである。引き続いて、高い Q 値をもつ光共振器を用いて、光波帯でも自然放出の抑圧が観測された⁽³⁾。

共振器を用いて、原子をただ一つの電磁場モードと結合させることにより、多数の原子と多数の光子の間の協同現象を利用したレーザとは異なったデバイス原理が登場した。単一原子レーザとは、共振器中に常に励起された原子が一つ以上はいない極めて小さなポンプレートでレーザ発振するものである。これもリユードベリ原子と超伝導共振器を用いて実現された⁽⁴⁾。この場合、もちろん、多数の原子が形成するコヒーレントな巨視的分極などというものは存在しない。にもかかわらず、コヒーレントな電磁場が発生されるのは、光子場に位相情報が保存されているためである。真空場レーザ（零しきい値レーザ）とは、共振器中に、励起された原子ばかりでなく、光子も一つ以上ないものである。励起された原子による光子の放出は常に真空場から立ち上がり、相互に位相関係はないが、必ずただ一つのモードへ光子が放出される。これは [II] で述べた、ポンプ揺らぎを抑圧したレーザによる光子数-位相スクイズド状態の発生を、微視的なレベルに拡張したものである。

1. 真空場と原子の相互作用

自由空間にある励起状態の原子は、次の自然放出確率に従って、有限の時間で光を放出し、基底状態に戻ることが知られている⁽⁵⁾。

$$S = \frac{1}{\hbar^2} \int_0^\infty |\mathcal{R}(\nu)|^2 D(\nu) g(\nu) d\nu \quad (1)$$

式 (1) はフェルミの黄金律とよばれる。 $\tau = 1/S$

が自然放出寿命である。 $\mathcal{R}(\nu)$ は電気双極子相互作用ハミルトニアン⁽⁶⁾の行列要素、 $D(\nu)$ は電磁場のモード密度、 $g(\nu)$ は原子のスペクトル形状であり、それぞれ次式で与えられる。

$$|\mathcal{R}(\nu)|^2 = \frac{\hbar\nu}{2\varepsilon_0} \mu^2 \quad (2)$$

$$D(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \quad (3)$$

$$g(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\nu_a}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu_a^2} \quad (4)$$

$\mu = |\langle \psi_g | -e\hat{r} | \psi_e \rangle|$ は原子の双極子モーメント、 $|\psi_g\rangle$, $|\psi_e\rangle$ は原子の基底状態、励起状態の波動関数、 $\Delta\nu_a$ はローレンツ型スペクトルを仮定したときの半値半幅である。これは、スペクトルが双極子の位相緩和時間で決められる均一広がりを仮定していることに相当する。一般に、相互作用ハミルトニアン⁽⁶⁾の行列要素式 (2) や電磁場のモード密度式 (3) は、原子のスペクトル形状式 (4) よりも緩やかに変化する関数であるから、 ν_0 での値で置きかえて式 (1) の積分の外に出すことができ、結局、 $g(\nu)$ に関する積分を実行して自然放出確率は、

$$S = \frac{16\pi^3\nu_0^3\mu^2}{\varepsilon_0 c^3 \hbar} \quad (5)$$

となる。これは、アインシュタインの A 係数とよばれているものである。放出された光は、周波数、位相、伝搬方向、偏波面がすべて全くランダムである。

励起状態の原子が有限の寿命で基底状態に遷移する起源は、実は、式 (3) で表されたような電磁場の連続モードに真空場の揺らぎ（量子力学的零点振動）があるためである。一見、自然放出光は、周波数、位相、伝搬方向ともにランダムであるように思えるが、実際は、図 1 に示したように、原子に摂動を与えた真空場の周波数、位相、伝搬方向に同期しているのである。

その意味で、自然放出は“真空場による誘導放出である”とあって差し支えない。

原子と相互作用する真空場のモードが連続ではなく、一つしかなかったら、どのようなことが起きるであろうか。例えば、極めて Q 値の高い単一モードの共振器に励起原子を一つ注入

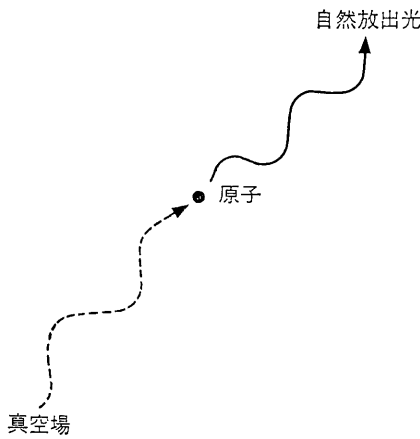


図 1 自然放出-真空場による誘導放出

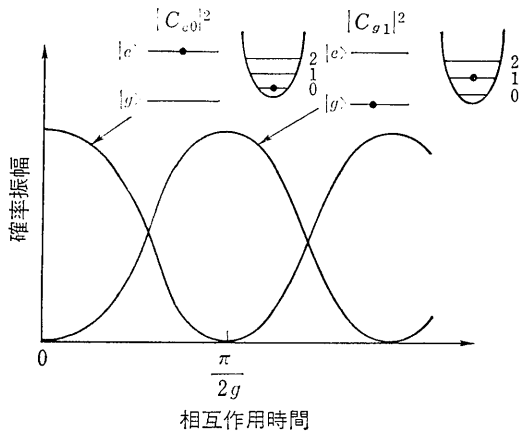


図 2 原子と電磁場のコヒーレントな相互作用

したとすると、このような状況が作り出せる。図 2 に示すように、電気双極子相互作用は、原子が励起状態にあり光子が一つもない状態 $|e\rangle_a|0\rangle_f$ と、原子が基底状態にあり光子が一つある状態 $|g\rangle_a|1\rangle_f$ の間の遷移を起こすただだから、全系の状態ベクトルは⁽⁶⁾

$$|\psi\rangle = C_{e0}|e\rangle_a|0\rangle_f + C_{g1}|g\rangle_a|1\rangle_f \quad (6)$$

で表される。 C_{e0}, C_{g1} は各状態の確率振幅である。この場合の相互作用ハミルトニアンと運動方程式は相互作用表示で⁽⁶⁾

$$\mathcal{H}_I = \hbar g (\hat{a}\hat{\sigma}_+ + \hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_-) \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}|\psi\rangle = -\frac{i}{\hbar}\mathcal{H}_I|\psi\rangle \quad (8)$$

となる。但し、反共鳴項は無視した(回転波近似)。 $\hat{\sigma}_+, \hat{\sigma}_-$ は原子をそれぞれ励起状態および基底状態に射影するスピン演算子である⁽⁶⁾。式(8)の解は、

$$C_{e0} = \cos(gt) \quad (9)$$

$$C_{g1} = -i \sin(gt) \quad (10)$$

である。ここで、結合係数 g は

$$g = -\frac{\mu}{\hbar} \sqrt{\frac{\hbar\omega}{V\epsilon_0}} \sin Kz \quad (11)$$

で与えられる。 V は共振器体積、 K は電磁場モードの z 方向への波数、 z は原子の位置である。図 2 に示すように、原子と電磁場はコヒーレントな振動により、エネルギーのやりとりを行う。これを、真空場による原子のラビ振動とよぶ。共振器の中は、初め真空場 $|0\rangle$ であり、一定時間後 ($t = \pi/2g$) には 1 光子数状態 $|1\rangle$ となるから、これも一種の自然放出過程と考えられる。しかし、自由空間中の原子の自然放出過程が、時間に比例して進行する非可逆過程であるのに対し、共振器中の原子の自然放出過程は、明らかに振動する可逆過程である。その違いは、どこから生じるのであろうか？

2. 自然放出のワイスコップ-ウィグナー理論

実は、原子と結合する電磁場モードが連続分布して無限にある場合にだけ、時間に比例した非可逆な自然放出は起こるのである。このことを明らかにするため、原子がたくさん電磁場モードと結合している場合を考えてみる。この場合、全系の状態ベクトルと相互作用ハミルトニアンは、式(6)、(7)に変わって⁽⁶⁾

$$|\psi\rangle = C_{e(0)}|e\rangle_a|0\rangle_f + \sum_r C_{g(1r)}|g\rangle_a|1_r\rangle_f \quad (12)$$

$$\mathcal{H}_I = \hbar \sum_r g_r (\hat{a}_r\hat{\sigma}_+ + \hat{a}_r^\dagger\hat{\sigma}_-) \quad (13)$$

となる。 $|0\rangle$ はすべての電磁場モードが真空場にあることを、 $|1_r\rangle$ は r 番目のモードが 1 光子数状態で、他のすべてのモードが真空場であることを意味する。 $C_{e(0)}, C_{g(1r)}$ に対する運動方程式から、 $C_{g(1r)}$ を消去して、

$$\dot{C}_{e(0)}(t) = -\sum_r g_r^2 \int_0^t dt' \exp[-i(\omega_r - \omega_0)(t-t')] \cdot C_{e(0)}(t') \quad (14)$$

を得る。 ω_r は r 番目のモードの共振周波数、 ω_0 は原子の遷移周波数である。モードが連続

的に分布しているとして、 $g_r \rightarrow g(\omega_r), \sum_r \rightarrow \int D(\omega_r) d\omega_r$ なる置き換えを行う。 $g(\omega_r)$ も $D(\omega_r)$ も式 (14) の時間積分が無視できない大きさをもち周波数範囲では定数とみなせるから、これらを $\omega_r = \omega_0$ の値で置き換えて積分の外にくくり出すことができる。従って

$$\begin{aligned} \dot{C}_{e(0)}(t) &= -g^2(\omega_0) D(\omega_0) \\ &\times \int d\omega_r \int_0^t dt' \exp[-i(\omega_r - \omega_0) \\ &\times (t - t')] \cdot C_{e(0)}(t') \\ &= -\frac{1}{2} r \cdot C_{e(0)}(t) \end{aligned} \quad (15)$$

となる。ここで $r \equiv 2\pi g^2(\omega_0) D(\omega_0)$ は励起状態の減衰率、また、準位のシフトを与える虚数部は無視した。こうして、時間に比例する非可逆な自然放出過程が得られた。これが、自然放出のワイスコップ-ウィグナー理論である⁽⁷⁾。

物理的には、原子が単一モードの電磁場と相互作用しているときには、両者の間に量子力学的な位相関係が保存されていて振動解が得られるが、電磁場のモード数が多くなると、各モードは異なった周波数で位相回転を行うため、原子が初めにもっていた位相が失われてしまうのである。これは、ある量子系が無限自由度をもった熱浴に結合、散逸し、熱浴からの揺動の影響によって、その量子コヒーレンスを失ってしまうことに似ている。この点は、観測による波束の収縮問題と深いかわりのあることで、次々章で詳しく論じられる。

3. 自然放出の抑圧と強調

自然放出の抑圧の原理は、単一モード共振器中の原子と真空場の相互作用の議論の中にすでに示唆されている。すなわち、原子と真空場の結合係数式 (11) において、原子の位置 z が $\sin Kz = 0$ を満足する場合（定在波の節に原子がある場合）には、結合係数 g は 0 となり、原子と真空場は結合せず、従って自然放出も起こらない。逆に、原子の位置 z が $|\sin Kz| = 1$ を満足する場合には、自然放出が強調されることになる。実際の共振器には、有限の損失があ

り、このため光子寿命 τ_P 、共振器 Q 値は共に無限大ではない。

$$\tau_P = \frac{Q}{\omega} \quad (16)$$

このため、結合係数 g は、 $\sin Kz = 0$ なる位置においても 0 にはならず、 Q^{-1} のオーダーで抑圧されるだけである。また、 $|\sin Kz| = 1$ なる位置では Q のオーダーで増強される。光領域では、損失の極めて小さい超伝導キャビティは実現できないので、誘電体多層膜による分布ブラッグ反射器をかわりに用いることになる。図 3 は、分布ブラッグ反射器にはさまれた半波長と一波長のマイクロ共振器の中央における結合係数 g の波長依存性を示している⁽⁸⁾。誘電体多層膜ミラーは、超伝導ミラーと異なり、垂直入射に対しては高い反射率を示すが、斜め入射に対しては反射率は低くなってしまふ。このため、自然放出は一方向では抑圧または強調されるが、他の方向では制御されない。この欠点を克服するために、図 4 に示すような、3次元の分布ブラ

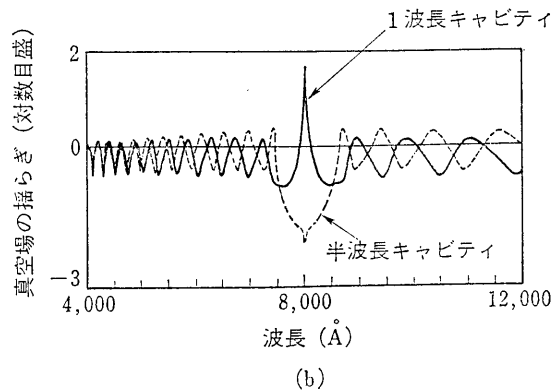
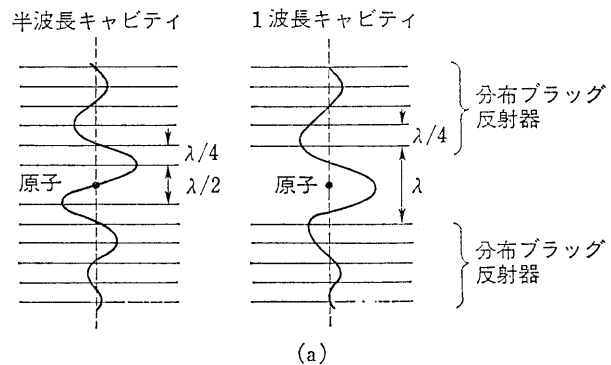


図 3 (a) 分布ブラッグ反射器にはさまれたマイクロキャビティ
(b) 共振器の中央における真空場の揺らぎ

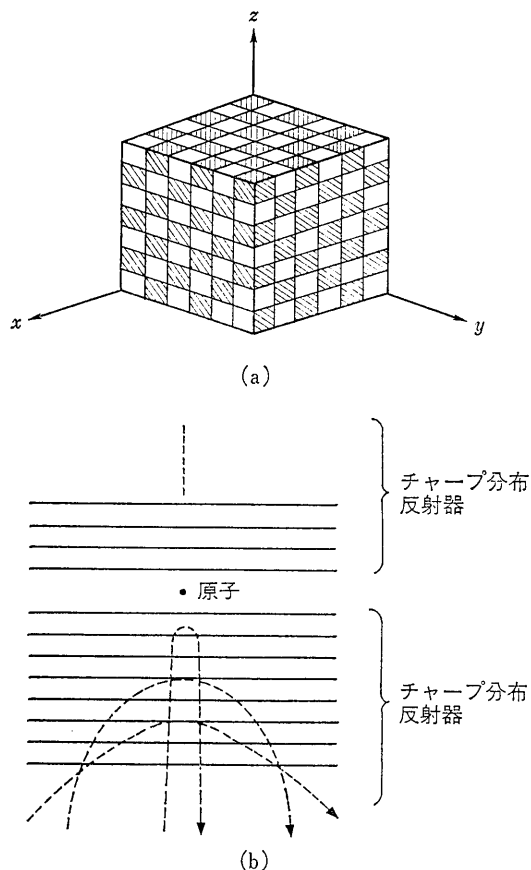


図4 (a) 3次元の分布ブラッグ反射器⁽⁹⁾
(b) 1次元のチャープ反射器⁽¹⁰⁾

ッグ反射器⁽⁹⁾、および1次元のチャープ反射器が提案されている⁽¹⁰⁾。

図4(a)の3次元の分布ブラッグ反射器の場合には、 x 、 y 、 z 各方向から入射する電磁波の周波数は、禁止帯（高反射領域）の中央、ブラッグ周波数に同調している。 x 、 y 、 z 軸のすべてに対して、 45° になる斜め入射の電磁波に対しては、ブラッグ周波数が $\sqrt{3}$ だけずれてしまうが、もし、ブラッグ反射器を構成する媒質間の屈折率差を十分大きく選ぶことができれば、電磁波の周波数を禁止帯の中に置くことができる。このようにして、あらゆる方向からの電磁波を遮断することが可能になる。図4(b)の1次元のチャープ反射器は、グレーティングの周期を連続的に変えることにより、いろいろな角度で入射する電磁波をすべて全反射するようにしたものである。

共振器中には、特定の共振周波数の真空場は

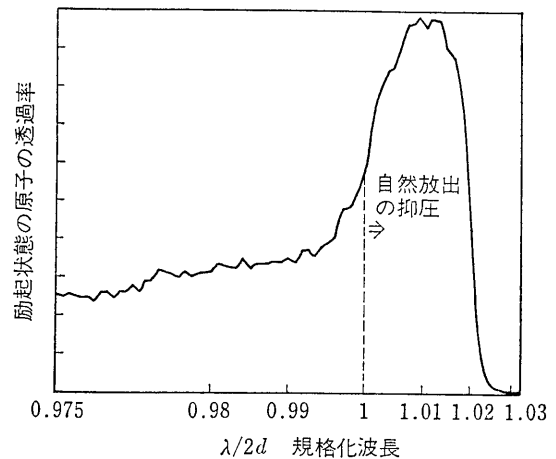


図5 超伝導共振器中の自然放出の抑圧⁽²⁾

トラップされるが、非共振の周波数成分は、共振器外に除去されている。従って、もし、原子の遷移周波数が共振器の共振周波数からずれていたり、また、カットオフ（遮断）となっている場合には、同様に自然放出は抑圧されることになる。

自然放出の抑圧は、数十 GHz に遷移周波数をもつリユードベリ状態の原子をカットオフ付近の超伝導共振器に入れて、まず、観測された。二つの超伝導平板の間隔を狭くして、遷移周波数がカットオフになると、図5に示すように、自然放出確率は自由空間中の値の $1/20$ に減少した⁽²⁾。続いて、誘電体多層膜ミラーによる共振器を用いて、光領域においても自然放出の抑圧が観測された⁽³⁾。半導体分布ブラッグ反射器により、半導体量子井戸からの自然放出が抑圧もしくは強調される実験結果もつい最近発表された^{(8),(10),(11)}。

4. 単一原子レーザー

通常のレーザーやメーザでは、非常に多くの原子が連続した無限個の電磁界モードと結合しているワイスコップ-ウィグナータイプの自然放出から立ち上がる。発振しきい値を越してポンプレート上げることにより、共振器内に多くのコヒーレントな光子を蓄え、これによる誘導放出で連続スペクトルへの自然放出を圧倒するのである。すなわち、コヒーレンスは巨視的なレベルにおいてのみ原子と光子の双方に形成さ

れる。これに対し、先に述べた単一原子と単一電磁場モードの結合は、微視的なレベルでコヒーレンスが形成されている。単一原子メーザは、このように単一原子と単一電磁場モードのコヒーレント相互作用に基づいている。すなわち、十分高い Q 値をもった単一モード共振器に励起状態の原子を次々と注入し、電磁場との相互作用の後、取り除くことを考える。共振器内を飛行している原子は、1時刻に一つ以下、平均では1よりも大分小さくても構わない。各原子は唯一の電磁場のモードとコヒーレントに相互作用して光子を放出する。光子寿命は極めて長いので、次々と飛来するたくさんの原子により放出される光子はすべて位相同期され、レーザーになるのである⁽²⁾。

このレーザーにおいて、原子が共振器を通過する時間（電磁場モードとの相互作用時間） t_{int} を一定にすると、共振器内電磁場モードは、次式を満足する光子数の固有状態に近いものとなる⁽¹²⁾。

$$g\sqrt{n+1} t_{int} = \pi \quad (17)$$

この式の意味するところは、共振器内の光子数が n のときには、ちょうど励起原子がラビ振動を一周期して、再び励起状態に戻ったときに、相互作用が終了することを意味している。従って、相互作用の前後で光子数は変らない。一般に、レーザーは零光子数状態からスタートして、この安定な光子数状態に到達して、定常状態となるのである。

単一原子レーザーは、光領域ではまだ実現されていないが、20 GHz の超伝導共振器とリュードベリ状態の原子によりメーザとしては実現されている⁽²⁾。

5. 真空場レーザー（零しきい値レーザー）

単一原子レーザーにおいて、原子の注入レートに比べて、自然放出寿命と光子寿命の方がはるかに短い場合にはどのようなことが起こるであろうか。1原子が放出した光子は、次の原子が飛来する前に共振器から取り出されてしまう。

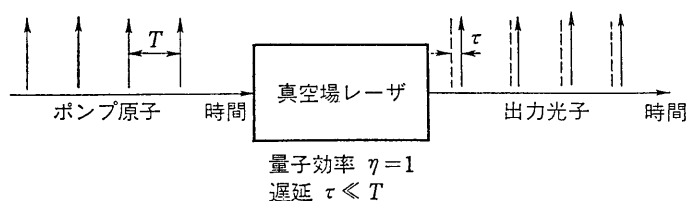


図 6 真空場レーザーの原理

従って、各原子は常に唯一の電磁場モードの真空場揺らぎによって、このモードへ光子を自然放出する。素過程は自然放出であるが、放出は常に唯一のモードに対して起こるので、これもある意味ではレーザーであるが、真空場による誘導放出を使っているのが真空場レーザーとよぶことができる。図6に示すように、もし、原子の注入レートを自然放出寿命や光子寿命の逆数よりも十分小さくし、しかも、規則的に行えば、出力光の各パルスには光子が一つずつ存在することになる。これは、単一光子数状態の発生と考えられる。

この真空場レーザーには、しきい値が存在しない。すなわち、原子の注入レートをいくら下げても、その動作は変わらないのである。その意味で、零しきい値レーザーともよばれる。

文 献

- (1) E.M. Purcell : Phys. Rev., **69**, p. 681 (1946); C.H. Townes and A.L. Schawlow, Microwave Spectroscopy (McGraw-Hill, New York, 1955); D. Kleppner, Phys. Rev. Lett., **47**, p. 233 (1981).
- (2) P. Goy, J.M. Raimond, M. Gross and S. Haroche : Phys. Rev. Lett., **50**, p. 1903 (1983); R.G. Hulet, E.S. Hilfer and D. Kleppner: Phys. Rev. Lett., **55**, p. 2137 (1985); D. Meschede, H. Walther and G. Müller: Phys. Rev. Lett., **54**, 551 (1985).
- (3) D.J. Heinzen, J.J. Childs, J.E. Thomas and M.S. Feld : Phys. Rev. Lett., **58**, p. 1320 (1987); F. DeMartini, G. Innocenti, G.R. Jacobovitz and P. Mataloni : Phys. Rev. Lett., **59**, p. 2955 (1987).
- (4) D. Meschede, H. Walther and G. Müller : Phys. Rev. Lett., **54**, p. 551 (1985).
- (5) 霜田, 矢島: “量子エレクトロニクス上巻”, 裳華房 (昭 47).
- (6) M. Sargent, M.O. Scully and W.E. Lamb, Jr. : “Laser Physics”, Addison-Wesley (1973).
- (7) V.F. Weisskopf and E.P. Wigner : Z. Phys., **63**, p. 54 (1930).
- (8) K. Igeta and Y. Yamamoto : talk presented at

- XVI Int. Conf. Quantum Electronics, Tu I-4, Tokyo (1988).
- (9) E. Yablonovitch : Phys. Rev. Lett., **58**, p. 2059 (1987).
- (10) Y. Yamamoto, S. Machida and K. Igeta : 6th Rochester Conference on Quantum Optics and Coherence (June 1989).
- (11) H. Yokoyama : talk presented at Topical Meeting on Quantum Wells for Optics and Optoelectronics (March 1989).
- (12) P. Filipowicz, J. Javanainen and P. Meyster : Phys. Rev., **A 34**, p. 3077 (1986).



山本 喜久 (正員)

昭 48 東工大・工・電気卒。昭 53 東大大学院博士課程了。同年日本電信電話公社入社。以来、コヒーレント光通信、レーザ増幅器、レーザの量子雑音、量子光学の研究に従事。現在、NTT 基礎研究所情報科学研究部山本グループリーダー。工博。昭 56 年度学術奨励賞、昭 60 年度業績賞受賞。著書「Semiconductor and Semimetals」など。



上田 正仁

昭 61 東大・理・物理卒。昭 63 同大学院修士課程了。同年日本電信電話(株)入社。以来、微小接合素子の量子論の研究、量子光通信の研究に従事。現在、NTT 基礎研究所情報科学研究部山本グループに所属。

