

劣腔内二能级原子的双光子共振荧光光谱*

冯勋立^{1, 2} 何林生¹

1, 中国科学院安徽光学精密机械研究所, 激光光谱开放研究实验室, 合肥 230031

2, 青岛海洋大学技术科学学院物理系, 青岛 266003

摘 要 研究了劣腔内二能级原子与单模腔场的双光子相互作用。腔内原子受外加相干光场驱动, 并向一般真空态自发辐射。通过腔镜向腔内注入压缩真空态光场, 使腔模向压缩真空态光场衰减。本文利用劣腔近似条件得到原子约化密度算符主方程, 在此基础上讨论了二能级原子的双光子共振荧光光谱。

关键词 双光子共振荧光光谱, 压缩真空态光场, 劣腔。

1 引 言

共振荧光^[1~9]在量子光学中占有十分重要的地位。这不仅由于理论上预言共振荧光可呈现许多非经典特性, 如: 光子反聚束效应^[4]、亚泊松光子统计^[5]以及光场的压缩特性^[6]等, 而且更重要的是人们在实验上证实了共振荧光的光子反聚束效应^[7]和亚泊松光子统计^[8]。有人甚至把原子的共振荧光称作光场非经典效应的“实验室”。

近年来, 成功地制备压缩态光场的实验已有多例, 压缩态光场已可作为实验室内的可用光源, 探索压缩态光场的可能性应用已成为量子光学界的热门课题。Carmichael 等人把压缩真空态光场引进二能级原子的共振荧光^[2], 把压缩真空态光场作为库场代替一般真空库, 理论研究发现压缩真空库场中二能级原子的共振荧光光谱是相敏的, 一定条件下光谱可呈现亚自然线宽现象; Rice 研究了劣腔内二能级原子的单光子共振荧光光谱^[9], 发现通过向劣腔内注入压缩真空态的方式, 使二能级原子的单光子共振荧光呈现与自由空间内的共振荧光谱^[2]类似的结构, 一定条件下也可获得亚自然线宽的谱线。Rice 为消去方程中原子算符和腔场算符的“纠缠”项采用了粗粒近似, 这种近似对劣腔情况是可行的, 这种近似方法还被用于研究劣腔内的共振荧光的统计特性^[10]及奇异的共振荧光谱^[11]。作者曾利用双光子 Jaynes-Cummings 模型计算了良腔内二能级原子的双光子发射光谱^[12], 发现二能级原子的双光子发射谱可具多峰结构。但据作者所知, 劣腔内二能级原子的双光子共振荧光谱还未见报道, 本文采用文献[9]的方法研究劣腔内二能级原子的双光子共振荧光光谱。

* 国家自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1996-12-20; 收到修改稿日期: 1997-06-09

2 理论模型和公式推导

本文的理论模型如图 1 所示。假设光学腔内一等效二能级原子的上下二能级具有相同的宇称，二能级间的单光子跃迁是禁戒的。该原子通过双光子跃迁和单模腔场进行简并双光子相互作用。二能级原子还受外加激光场的驱动，并向真空态自发辐射(温度为绝对零度)。光学腔是劣腔，即腔场经腔镜的损耗速率远大于原子的自发辐射速率和原子与场的耦合常数。通过采用向腔内注入压缩真空态光场的方式来补偿腔场的衰减，腔场的衰减可以看作向压缩真空场的衰减。原子与腔场组成系统的哈密顿量可表示为：

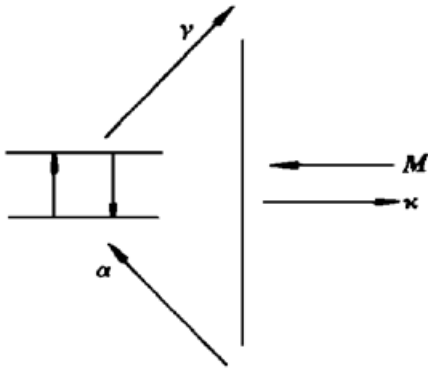


Fig. 1 The schematic of the model

$$H = H_0 + H_I + H_d \quad (1)$$

$$H_0 = \hbar\Omega\sigma_x/2 + \hbar\omega a^\dagger a, \quad H_I = \hbar g(a^\dagger \sigma + \sigma^\dagger a^2), \quad (2)$$

$$H_d = \hbar g a^2(\sigma^\dagger + \sigma)$$

H_0 的第一和第二项分别表示原子和单模腔场的自由哈密顿量, H_I 为二能级原子与单模腔场的相互作用哈密顿量, H_d 为外加相干驱动场对原子的驱动哈密顿量, $\hbar\Omega$ 为二能级原子的能级间隔, ω 为腔场频率, a 和 a^\dagger 分别为腔场的光子湮灭和产生算符, g 为原子与场的耦合常数。 σ^\dagger 、 σ 、 σ_x 为原子算符。 α 为相干驱动场的相干幅, 为简单起见, 设 σ 为实数。

在本文中仅考虑共振的情况: 压缩真空态光场的中心频率和单模腔场的频率都等于原子跃迁频率的一半。利用标准方法^[13]得到关于原子和腔场系统的约化密度算符的主方程:

$$\frac{d\rho}{d\tau} = \frac{1}{i\hbar} [(H_I + H_d), \rho] + L_a\rho + L_c\rho \quad (3)$$

$$L_a\rho = \frac{1}{2}\gamma(2\sigma\rho\sigma^\dagger - \sigma^\dagger\sigma\rho - \rho\sigma^\dagger\sigma) \quad (4)$$

$$L_c\rho = \kappa(N+1)(2a\rho a^\dagger - a^\dagger a\rho - \rho a^\dagger a) + \kappa N(2a^\dagger\rho a - a a^\dagger\rho - \rho a a^\dagger) - \kappa M(2a^\dagger\rho a^\dagger - \rho a^{\dagger 2} - a^{\dagger 2}\rho) - \kappa M^*(2a\rho a - a^2\rho - \rho a^2) \quad (5)$$

式中 L_a 描述二能级原子向一般真空态的自发辐射, γ 为原子的双光子自发辐射速率。 L_c 描述腔场经腔镜向压缩真空态光场的损耗, N 为压缩真空态光场的平均光子数, $M = |M| \exp(i\phi)$ 为描述压缩真空态光场压缩度的参数, $|M|$ 越大, 压缩度也越大, M 和 N 满足关系 $|M|^2 = N(N+1)$ 。 κ 为腔场经腔镜的损耗速率。

由主方程(3)可以求得原子算符平均值 $\langle \sigma \rangle$ 、 $\langle \sigma^\dagger \rangle$ 和 $\langle \sigma_x \rangle$ 满足如下的运动方程

$$\begin{aligned} \frac{d\langle \sigma \rangle}{dt} &= -\frac{1}{2}\gamma\langle \sigma \rangle + ig\alpha^2\langle \sigma_x \rangle + ig\langle \sigma_x a^2 \rangle \\ \frac{d\langle \sigma^\dagger \rangle}{dt} &= -\frac{1}{2}\gamma\langle \sigma^\dagger \rangle - ig\alpha^2\langle \sigma_x \rangle - ig\langle \sigma^{\dagger 2} \sigma_x \rangle \\ \frac{d\langle \sigma_x \rangle}{dt} &= 2ig\alpha^2(\langle \sigma \rangle - \langle \sigma^\dagger \rangle) - 2ig(\langle \sigma^\dagger a^2 \rangle - \langle \sigma^{\dagger 2} \sigma \rangle) - \gamma\langle \sigma_x \rangle - \gamma \end{aligned} \quad (6)$$

在微分方程组(6)中仍然含有腔场算符 a^2 和 $a^{\dagger 2}$, 而且腔场算符是和原子算符“纠缠”在一起的。附录 1 采用文献[9, 10]的粗粒近似方法, 利用劣腔条件 $\kappa \gg \gamma, g$, 给出了消去这些“纠缠”

缠”项的方法。由附录 1 的方法可得:

$$\begin{aligned} \langle \hat{\alpha}_x a^2 \rangle &= M \langle \hat{\alpha}_x \rangle, & \langle \hat{\alpha}^{\dagger 2} \sigma_x \rangle &= M^* \langle \hat{\alpha}_x \rangle, \\ \langle \hat{\alpha}^{\dagger} a^2 \rangle &= M \langle \hat{\alpha}^{\dagger} \rangle, & \langle \hat{\alpha}^{\dagger 2} \sigma \rangle &= M^* \langle \hat{\alpha} \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

把(7)式代入(6)式中便可消去腔场算符,从而得到劣腔情况下的双光子布赫(Bloch)方程:

$$\begin{aligned} \frac{d \langle \hat{\alpha} \rangle}{dt} &= ig(\alpha^2 + M) \langle \hat{\alpha}_x \rangle - \frac{1}{2} \gamma \langle \hat{\alpha} \rangle \\ \frac{d \langle \hat{\alpha}^{\dagger} \rangle}{dt} &= -ig(\alpha^2 + M^*) \langle \hat{\alpha}_x \rangle - \frac{1}{2} \gamma \langle \hat{\alpha}^{\dagger} \rangle \\ \frac{d \langle \hat{\alpha}_x \rangle}{dt} &= 2ig(\alpha^2 + M^*) \langle \hat{\alpha} \rangle - 2ig(\alpha^2 + M) \langle \hat{\alpha}^{\dagger} \rangle - \gamma \langle \hat{\alpha}_x \rangle - \gamma \end{aligned} \quad (8)$$

为简单计,下面把原子算符 σ 、 σ^{\dagger} 变换为厄米算符的形式,设

$$\sigma_x = (\sigma + \sigma^{\dagger})/2, \quad \sigma_y = i(\sigma - \sigma^{\dagger})/2$$

这样,劣腔内的双光子布赫方程变为:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \langle \hat{\alpha}_x \rangle \\ \langle \hat{\alpha}_y \rangle \\ \langle \hat{\alpha}_z \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\gamma/2 & 0 & -A \\ 0 & -\gamma/2 & -B \\ 4A & 4B & -\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle \hat{\alpha}_x \rangle \\ \langle \hat{\alpha}_y \rangle \\ \langle \hat{\alpha}_z \rangle \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \gamma \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$A = g|M| \sin \phi, \quad B = g(\alpha^2 + |M| \cos \phi) \quad (10)$$

不难求得双光子布赫方程(9)的系数矩阵的特征根

$$\lambda_0 = -\gamma/2, \quad \lambda_{\pm} = -3\gamma/4 \pm (1/4) \sqrt{\gamma^2 - 64(A^2 + B^2)} \quad (11)$$

由(11)可知, $A^2 + B^2$ 存在一个阈值 $\gamma^2/64$ 。阈值以下, λ_{\pm} 为实数, 阈值以上, λ_{\pm} 为复数。根据(9)式还得到 $\langle \hat{\alpha}_x \rangle$, $\langle \hat{\alpha}_y \rangle$, $\langle \hat{\alpha}_z \rangle$ 的稳态解

$$\begin{aligned} \langle \hat{\alpha}_x \rangle_{ss} &= 2\gamma A / [\gamma^2 + 8(A^2 + B^2)], & \langle \hat{\alpha}_y \rangle_{ss} &= 2\gamma B / [\gamma^2 + 8(A^2 + B^2)], \\ \langle \hat{\alpha}_z \rangle_{ss} &= -\gamma^2 / [\gamma^2 + 8(A^2 + B^2)], \end{aligned} \quad (12)$$

3 二能级原子的双光子共振荧光光谱

二能级原子的双光子共振荧光光谱的定义为

$$S(\omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^{\infty} d\tau \langle \hat{\alpha}^{\dagger}(0) \sigma(\tau) \rangle \exp [i(\omega - \frac{1}{2} \Omega) \tau] \right\} \quad (13)$$

光谱公式中的原子算符的双时关联函数 $\langle \hat{\alpha}^{\dagger}(0) \sigma(\tau) \rangle$ 可由劣腔内的双光子布赫方程(9)和量子回归定理^[14]求得, 经过繁琐的推算, 并假设原子初始状态为其稳态(12), 得到:

$$\langle \hat{\alpha}^{\dagger}(0) \sigma(\tau) \rangle = C_0 + C_1 \exp(\lambda_- \tau) + C_2 \exp(\lambda_0 \tau) + C_3 \exp(\lambda_+ \tau) \quad (14)$$

式中的系数为

$$\begin{aligned} C_0 &= \frac{2\gamma(A \langle \hat{\alpha}_x \rangle_{ss} + B \langle \hat{\alpha}_y \rangle_{ss})}{D} = \frac{4\gamma^2(A^2 + B^2)}{D}, & C_2 &= \frac{2(A^2 + B^2)}{D} \\ C_1 &= \frac{8(\lambda_- + \gamma)(A^2 + B^2)^2}{D\lambda_- (\lambda_+ - \lambda_-)(\lambda_- - \lambda_0)}, & C_3 &= \frac{8(\lambda_+ + \gamma)(A^2 + B^2)^2}{D\lambda_+ (\lambda_- - \lambda_+) \lambda_+ - \lambda_0} \end{aligned} \quad (15)$$

(14)式中的第一项 C_0 为“原子相干性”的贡献, 它的傅里叶变换是 δ 函数, 表示类共振频率

($\Omega/2$) 处有一尖锐的峰, 因为无法在图中表示, 以后的计算就略去该项对光谱的贡献。把 (14) 式的其余三项代入(13), 考虑到 λ_{\pm} 的不同情况, 分别得到:

1) 当 λ_{\pm} 为实数时,

$$S(\omega) = -\frac{1}{\pi} \left[\frac{C_1 \lambda_-}{\lambda_-^2 + (\omega - \Omega/2)^2} + \frac{C_2 \lambda_0}{\lambda_0^2 + (\omega - \Omega/2)^2} + \frac{C_3 \lambda_+}{\lambda_+^2 + (\omega - \Omega/2)^2} \right] \quad (16)$$

2) 当 λ_{\pm} 为复数, 设 $\lambda_{\pm} = \lambda_R \pm i\lambda_I$ 。其中 $\lambda_R = -3\gamma/4$, $\lambda_I = (1/4) \sqrt{64(A^2 + B^2) - \gamma^2}$, 则

$$S(\omega) = -\frac{1}{\pi} \left[\frac{C_R \lambda_R + C_I(\omega - \Omega/2 - \lambda_I)}{\lambda_R^2 + (\omega - \Omega/2 - \lambda_I)^2} + \frac{C_2 \lambda_0}{\lambda_0^2 + (\omega - \Omega/2)^2} + \frac{C_R \lambda_R - C_I(\omega - \Omega/2 - \lambda_I)}{\lambda_R^2 + (\omega - \Omega/2 + \lambda_I)^2} \right] \quad (17)$$

$$C_R = \frac{(A^2 + B^2)[8(A^2 + B^2) - \gamma^2]}{D^2}, \quad C_I = \frac{\gamma(A^2 + B^2)[40(A^2 + B^2) - \gamma^2]}{4\lambda_I D^2} \quad (18)$$

为阐述光谱(16)式和(17)式的物理意义, 先说明 $A^2 + B^2$ 的物理含义。由 A 和 B 的定义知

$$A^2 + B^2 = g^2(|\mathbf{M}|^2 + \alpha^4 + 2\alpha^2|\mathbf{M}| \cos \phi) \quad (19)$$

(19) 式表明 $A^2 + B^2$ 与 $|\mathbf{M}|$ 、 α 以及相互作用常数 g 有关, 并且 $|\mathbf{M}|$ 和 α 具有相同的作用, 这反应了压缩真空态光场和外加驱动场一样对原子具有驱动作用, 这种驱动作用是通过腔场而实现的。由以上分析可知, $A^2 + B^2$ 实际上反应了外加驱动场的压缩真空态光场对原子的驱动作用的强度, 称之为“驱动项”。从(19)式还可看出, 压缩真空态光场对原子的驱动作用与位相 ϕ 有关, 是相敏的。了解了 $A^2 + B^2$ 的物理意义, 就容易理解原子的双光子共振荧光光谱了。当 $A^2 + B^2$ 的阈值 $\gamma^2/64$ 以下, 即外加驱动场和压缩真空态光场对原子的驱动作用较弱时, 原子的共振荧光光谱(16)具有单峰结构, 峰的位置在共振频率 $\Omega/2$ 处, 这个峰由三部分组成, 三部分均为洛仑兹线型, 它们具有不同的高度, 分别为 $(3\gamma/2) + (1/2) \sqrt{\gamma^2 - 64(A^2 + B^2)}$ 、 γ 和 $3\gamma/2 - (1/2) \sqrt{\gamma^2 - 64(A^2 + B^2)}$ 。图 2 给出了 $A^2 + B^2$ 的阈值以下的双光子共振荧光光谱, 从图 2 可以看出随着 $A^2 + B^2$ 的增加, 单峰高度逐渐变高, 这是由于(16)式中第一项所代表的光谱项的高度随着 $A^2 + B^2$ 的增大而加高的原因。因为 $A^2 + B^2$ 与位相 ϕ 有关, 单峰的高度显然也与位相 ϕ 有关, 图 3 绘出了不同位相 ϕ 时的双光子共振荧光光谱。

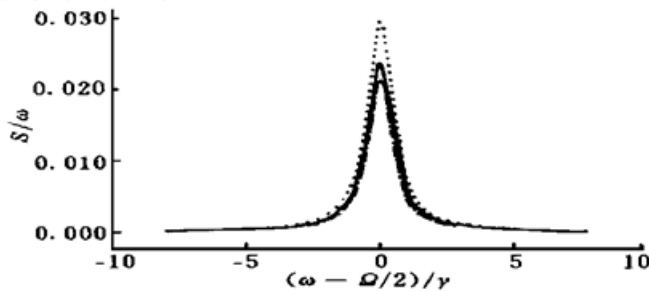


Fig. 2 The two-photon resonant fluorescent spectrum with $A^2 + B^2$ below the threshold for $|\mathbf{M}| = 0.5$, $\phi = 0$, $g = 0.2$ and different a . $a = 0.1$ (dot-dash); $a = 0.2$ (solid); $a = 0.3$ (dot)

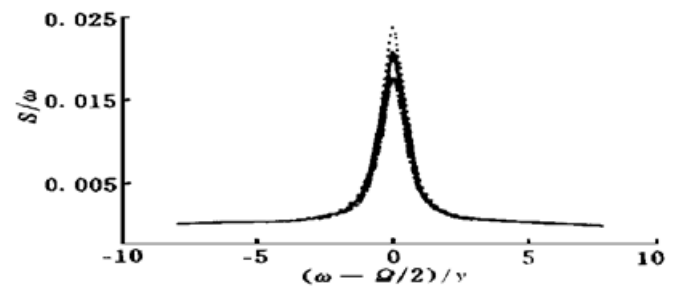


Fig. 3 The two-photon resonant fluorescent spectrum with $A^2 + B^2$ below the threshold for $|\mathbf{M}| = 0.5$, $\alpha = 0.2$ and different ϕ . $\phi = 0$ (dot); $\phi = \pi/2$ (solid); $\phi = \pi$ (dot-dash)

当 $A^2 + B^2$ 在阈值之上时, 外加驱动场和压缩真空态光场对原子有较强的驱动作用, 由(17)式知, 原子的双光子共振荧光光谱具有三峰结构, 三个峰都是洛仑兹线型, 它们的线宽不同, 中峰的线宽为 γ , 两边峰的线宽均为 $3\gamma/2$, 这与劣腔内的单光子共振荧光光谱^[9] 线宽的

相敏特征显然不同。而三个峰的位置是中峰在中心频率 $\Omega/2$ 处, 两边峰分别位于中峰的左右 λ 处。同样 $A^2 + B^2$ 越大, λ 就越大, 即如果外加驱动场和压缩真空态光场的驱动作用越强, 边峰距离中峰就越远, 如图 4 所示。从(19)式可知, 即使去掉外加驱动场 ($\alpha = 0$), 只要压缩真空态光场的压缩参数 $|M|$ 足够大, 使得 $A^2 + B^2$ 在阈值之上, 原子的双光子共振荧光光谱仍然可以具有三峰结构, 图 4 中的点线就是 $\alpha = 0$ 时的双光子共振荧光光谱。这一点与劣腔内的单光子共振荧光光谱不同, 单光子情况下若去掉外加驱动场, 共振荧光光谱只具单峰结构^[9]。另外, 边峰到中峰的距离 λ 与位相 ϕ 有关, 是相敏的。图 5 绘出了不同位相 ϕ 时的光谱, 表明位相 ϕ 对边峰的位置影响很大, 甚至使得三峰结构变成单峰结构。图 5 的点划线 ($\phi = \pi$) 所表示的光谱中两边峰与中峰几乎重叠在一起了。为更清楚地了解边峰到中峰的距离 λ 随位相 ϕ 的变化, 绘制了图 6。不难再次看出位相 ϕ 对边峰到中峰的距离的影响。

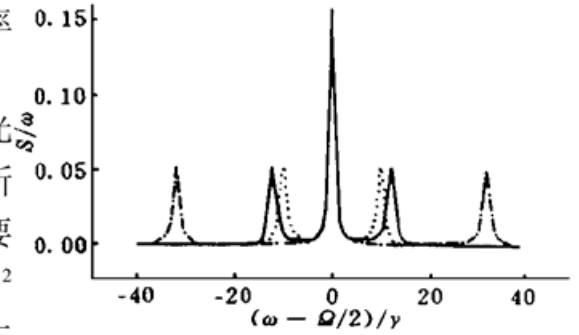


Fig. 4 The two-photon resonant fluorescent spectrum with $A^2 + B^2$ above the threshold for $g = 1.0$, $\phi = 0$ and different $|M|$, a . $|M| = 5.0$, $a = 0$ (dot); $|M| = 5.0$, $a = 1.0$ (solid); $|M| = 0$, $a = 4.0$ (dot-dash)

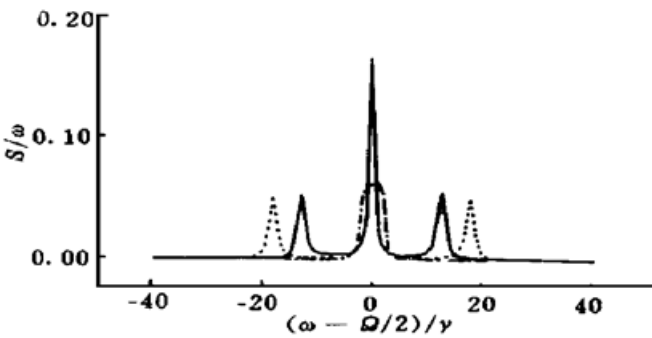


Fig. 5 The two-photon resonant fluorescent spectrum with $A^2 + B^2$ above the threshold for $|M| = 5.0$, $a = 2.0$, $g = 1.0$ and different ϕ . $\phi = 0$ (dot); $\phi = \pi/2$ (solid); $\phi = \pi$ (dot-dash)

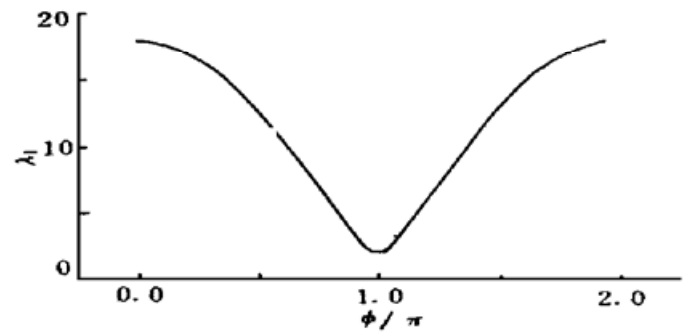


Fig. 6 The length from sidebands to the central peak as a function of ϕ for $|M| = 5.0$, $a = 2.0$, $g = 1.0$

由以上分析可知, 劣腔内二能级原子的双光子共振荧光光谱取决于外加驱动场和注入的压缩真空态光场的驱动作用, 它们的驱动作用存在一个阈值, 在阈值下, 双光子共振荧光光谱具单峰结构, 单峰线宽与驱动项有关, 且是相敏的; 在阈值上, 双光子共振荧光光谱具三峰结构, 三个峰的线宽与驱动项无关, 但边峰到中峰的距离与驱动项有关, 且是相敏的。

参 考 文 献

- [1] B. R. Mollow, Power spectrum of light scattered by two-level systems. *Phys. Rev.*, 1969, **188**(5) : 1969~ 1975
- [2] H. J. Carmichael, A. S. Lane, D. F. Walls, Resonance fluorescence in a squeezed vacuum. *J. Mod. Opt.*, 1987, **34**(6) : 821~ 840
- [3] H. J. Kimble, L. Mandel, Theory of resonance fluorescence. *Phys. Rev. (A)*, 1976, **13**(6) : 2123~ 2144
- [4] H. J. Carmichael, D. F. Walls, Proposal for the measurement of the resonant Stark effect by photoh correlation techniques. *J. Phys. (B)*, 1976, **9**(4) : L43~ L46

- [5] L. Mandel, Sub-poissonian photon statistics in resonance fluorescence. *Opt. Lett.*, 1979, **4**(7) : 205~207
- [6] D. F. Walls, P. Zoller, Reduced quantum fluctuations in resonance fluorescence. *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **47**(10) : 709~ 711
- [7] H. J. Kimble, M. Dagenais, L. Mandel, Photon antibunching in resonance fluorescence. *Phys. Rev. Lett.*, 1977, **39**(11) : 691~ 695
M. Dagenais, L. Mandel, Investigation of two-time correlations in photon emissions from a single atom. *Phys. Rev. (A)*, 1978, **18**(5) : 2217~ 2228
- [8] R. Short, L. Mandel, Observation of sub-poissonian photon statistics. *Phys. Rev. Lett.*, 1983, **51**(5) : 384~ 387
- [9] P. R. Rice, L. M. Pedrotti, Fluorescent spectrum of a single atom in a cavity with injected squeezed vacuum. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9**(11) : 2008~ 2014
- [10] P. R. Rice, C. A. Baird, Interaction of a two-level atom with a squeezed vacuum: Photon statistics and spectra. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **53**(5) : 3633~ 3639
- [11] W. S. Smyth, S. Swain, Anomalous resonance fluorescence from an atom in a cavity with injected squeezed vacuum. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **53**(4) : 2846~ 2854
- [12] Lin-sheng He, Xun-li Feng, Two-photon emission spectrum of a two-level atom in an ideal cavity. *Phys. Rev. (A)*, 1994, **49**(5) : 4009~ 4015
- [13] W. H. Louisell, *Quantum Statistical Properties of Radiation*. New York, John Wiley 1973, Chapt. 6
- [14] M. Lax, Formal theory of quantum fluctuations from a driven state. *Phys. Rev.*, 1963, **129**(5) : 2343~ 2348

附 录 1

本附录采用文献[9]的方法, 利用劣腔近似条件绝热消去微分方程组(6)中的腔场算符 a^2 和 a^{*2} 。为减少篇幅这里仅以 $\langle \hat{\alpha}_x a^2 \rangle$ 为例。根据主方程(3), 可以求出 $\langle \hat{\alpha}_x a^2 \rangle$ 满足的运动方程

$$\begin{aligned} d \langle \hat{\alpha}_x a^2 \rangle / dt = & 2ig\alpha^2 (\langle \hat{\sigma} a^2 \rangle - \langle \hat{\sigma}^\dagger a^2 \rangle) - \\ & ig(2 \langle \hat{\sigma}^\dagger a^4 \rangle - \langle \hat{\sigma} a^2 a^{*2} \rangle - \langle \hat{\sigma} a^{*2} a^2 \rangle) - \\ & \gamma \langle \hat{a}^2 \rangle - (\gamma + 2\kappa) \langle \hat{\alpha}_x a^2 \rangle + 2\kappa M \langle \hat{\alpha}_x \rangle \end{aligned} \quad (\text{A1})$$

考虑到劣腔条件, $\kappa \gg \gamma, g$, 由上式不难看出, $\langle \hat{\alpha}_x a^2 \rangle$ 项的衰减速率为 $\gamma + 2\kappa$, 达到稳态值的时间为 $1/\kappa$ 数量级, 故可采用绝热近似, 以稳态解来代替随时间演化的解。这就是文献[9]采用的粗粒近似。由(A1)式得

$$\begin{aligned} \langle \hat{\alpha}_x a^2 \rangle = & \frac{2ig\alpha^2}{2\kappa + \gamma} (\langle \sigma - \sigma^\dagger \rangle a^2) - \frac{ig}{2\kappa + 1} [2 \langle \hat{\sigma}^\dagger a^4 \rangle - \langle \hat{\sigma} (a^2 a^{*2} + a^{*2} a^2) \rangle] - \\ & \frac{\gamma}{2\kappa + \gamma} \langle \hat{a}^2 \rangle + \frac{2\kappa M}{2\kappa + \gamma} \langle \hat{\alpha}_x \rangle \end{aligned} \quad (\text{A2})$$

再次利用劣腔条件, $\kappa \gg \gamma, g$, 得 $g/\kappa \rightarrow 0, \gamma/\kappa \rightarrow 0$ 。由此消去(A2)式中的小量, 得:

$$\langle \hat{\alpha}_x a^2 \rangle = M \langle \hat{\alpha}_x \rangle \quad (\text{A3})$$

(A3)式就是(7)式中的第一式, 同理可以求出(7)式中的其余各式。

Two-Photon Resonance Fluorescence of a Two-Level Atom in a Bad-Cavity

Feng Xunli^{1, 2} He Linsheng¹

- 1, *Laser Spectroscopy Laboratory, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031*
2, *Department of Physics, Ocean University of Qingdao, Qingdao 266003*

(Received 20 December 1996; revised 9 June 1997)

Abstract The two-photon interaction of a two-level atom with a single mode radiation in a bad-cavity is studied. The cavity mode couples to an injected squeezed vacuum, and the atom is also driven by an external laser field. Using the master equation technique, the two-photon resonance fluorescence is discussed.

Key words two-photon resonance fluorescence, squeezed vacuum, bad-cavity.