

原子在压缩光场中的共振辐射

张卫平 谭维翰

中国科学院上海光学精密机械研究所

1988年6月11日收到

本文应用随机统计理论方法获得了一二能级原子系综在多模压缩光驱动下的共振辐射光谱。对应于光场起伏的不同压缩程度,辐射光谱的中峰出现亚自然线宽与超自然线宽现象。它的边峰在任意情况下都被展宽,而且当光场起伏的压缩方向与光场振幅的相干激发方向不平行或不垂直时,辐射光谱均呈现不对称分布。

一、引 言

压缩光的产生必须借助非线性器件,一个非线性器件总是成对地激发输出场模^[1]。由于非线性耦合导致的输出模之间的相关,因此压缩光具有时间平稳正交位相噪声统计特性(TSQP)^[2]。在文献[3]中,我们已分析了具有TSQP统计特性的一多模压缩光与一均匀加宽的二能级原子系综的相互作用的动力学特征。我们发现在这种光场中,原子的Rabi振荡现象可能消失。原子的吸收线型将呈现亚自然线宽与超自然线宽现象。本文首先采用广义 p 表象^[4],获得了原子变量的广义Fokker-Planck方程。根据Itô积分规则,立即得到原子变量的随机微分方程。其次,应用随机统计理论方法计算的一二能级原子系综在多模压缩光驱动下的共振辐射光谱。结果表明,对应不同的光场起伏压缩程度,辐射光谱的中峰将出现亚自然线宽或超自然线宽线型。辐射光谱的边峰宽度在任何情况下均被展宽。边峰强度与位置则依赖于光场起伏的压缩方向角与振幅相干激发方向角之差,以及起伏的压缩程度。当压缩方向与相干激发方向平行或垂直时,辐射光谱有对称分布,而对于其它方向,辐射光谱呈现不对称分布特征。

二、原子在外场中的辐射模型

我们考虑在一个中心位置固定的体积元 V 内均匀加宽的二能级原子系综在多模压缩光驱动下的共振辐射过程。系综内的每个二能级原子由Pauli算符 σ_μ , $\sigma_\mu^\dagger$ 和 σ_μ^z 描述。下角标 μ 表示第 μ 个原子, $\mu = 1, 2, \dots, N$ 。 N 是系综内原子总数目。在偶极近似与旋波近似下,场与原子相互作用哈密顿量为

$$H_1 = - \left[\sum_{\mu} \mu_{\mu} \cdot \hat{E}^{(+)}(0, t) \sigma_{\mu} + \text{c.c.} \right] \quad (1)$$

其中 $\hat{E}^{(+)}(0, t)$ 是在原子系综中心位置 $\mathbf{r} = 0$ 处的场。在相互作用区域, $\hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t)$ 即是外部入射场。当它是多模压缩光场时,由文献[1]的讨论,场算符

$$E^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e} \left(\frac{\hbar \omega}{2 \varepsilon_0 V} \right)^{\frac{1}{2}} (\hat{E}_1 + i \hat{E}_2) e^{-i \omega t + i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$$

处于多模压缩态^[2]

$$|\phi\rangle = |\alpha(\nu), \xi(\varepsilon)\rangle = \hat{D}[\alpha(\nu)] \hat{S}[\xi(\varepsilon)] |0\rangle. \quad (2)$$

其中 $\hat{E}_1, \hat{E}_2$ 是电场的正交位相算符, $\mathbf{e}$ 是电场的偏振矢量, $\mathbf{k}$ 是它的波矢, $\alpha(\nu)$ 是压缩光场的复振幅, $\xi(\varepsilon)$ 是电场正交位相起伏的压缩参量. 对理想多模压缩态, $\xi(\varepsilon) = r(\varepsilon)e^{-2i\varphi(\varepsilon)}$, $r(\varepsilon)$ 是起伏的压缩因子, $\varphi(\varepsilon)$ 是相应的压缩方向. 根据电动力学知识, 驱动场 $\hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t)$ 引起原子极化, 极化源作为一点偶极子, 再向周围空间辐射荧光场, 在辐射区域(不存在入射场), 荧光场^[3]有以下形式:

$$\hat{E}_i^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \varphi_i(\mathbf{r}) \hat{\sigma} \left(t - \frac{|\mathbf{r}|}{c} \right),$$

$$\varphi_i(\mathbf{r}) = \left(-\frac{\omega_i^2 \sqrt{2}}{4\pi c^2 r^3} \right) (\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{r}. \quad (3)$$

其中 $\hat{\sigma} = \sum_{\mu} \sigma_{\mu}$ 是原子系综的总偶极算符. 图 1 是原子在压缩光驱动下的荧光辐射与探测示意图. 按照文献[5], 在位置 $\mathbf{r}$ 处, 辐射场的一级相关函数是

$$\begin{aligned} G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}, t') &= \langle \hat{E}_i^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}_i^{(+)}(\mathbf{r}, t') \rangle \\ &= |\varphi_i(\mathbf{r})|^2 \langle \hat{\sigma}^+(t) \hat{\sigma}(t') \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

图 1 原子在压缩光中的荧光辐射与探测示意图 当原子与场构成的体系达到平衡态时, 相关函数 $G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}, t')$ 仅依赖于时间差 $\tau = t - t'$, 即

$G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}, t') = |\varphi_i(\mathbf{r})|^2 \langle \hat{\sigma}^+(\tau) \hat{\sigma}(0) \rangle$. 引入适当的归一化函数 $\varphi_i(\mathbf{r})$, 以便 $\int_V d^3\mathbf{r} |\varphi_i(\mathbf{r})|^2 = 1$. 在这样选定 $\varphi_i(\mathbf{r})$ 后, 空间某一接受体积 $\bar{V}$ 内原子的辐射光谱可以定义为

$$\begin{aligned} G(\nu) &\equiv \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{-i\nu\tau} \left[\int_V d^3\mathbf{r} G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}, t') \right] \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{-i\nu\tau} \langle \hat{\sigma}^+(\tau) \hat{\sigma}(0) \rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

三、原子变量的广义 Fokker-Planck 方程

由(1)式给出的原子与多模压缩光相互作用的哈密顿量出发, 在文献[3]中, 已经详细推导了在相互作用表象中原子约化密度矩阵的时间演化方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= \frac{\gamma_i(1 + \sigma_0)}{4} \sum_{\mu} (2\sigma_{\mu}\rho\sigma_{\mu}^{\dagger} - \sigma_{\mu}^{\dagger}\sigma_{\mu}\rho - \rho\sigma_{\mu}^{\dagger}\sigma_{\mu}) \\ &+ \frac{\gamma_i(1 - \sigma_0)}{4} \sum_{\mu} (2\sigma_{\mu}^{\dagger}\rho\sigma_{\mu} - \sigma_{\mu}\sigma_{\mu}^{\dagger}\rho - \rho\sigma_{\mu}\sigma_{\mu}^{\dagger}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \left[\frac{1}{2} \gamma_1 e^{-2i\theta} \sum_{\mu} (2\sigma_{\mu}^+ \rho \sigma_{\mu}^+ - \sigma_{\mu}^+ \sigma_{\mu}^+ \rho - \rho \sigma_{\mu}^+ \sigma_{\mu}^+) + \text{c. c.} \right] \\
& - \frac{i\Delta\omega_a}{2} \left[\sum_{\mu} \sigma_{\mu}^2, \rho \right] + i \left[\left(\sum_{\mu} \sigma_{\mu} \varepsilon^* + \sum_{\mu} \sigma_{\mu}^+ \varepsilon \right), \rho \right], \quad (6)
\end{aligned}$$

其中 $\Delta\omega_a = \omega_a - \omega$ 是原子与光场之间的频率失谐量. $\gamma_1, \gamma_2, \sigma_0$ 和 θ 依赖于驱动场的噪声光谱密度. 一般情况下, 它们取值范围受下面条件限制:

$$\frac{1}{2} \gamma_1 - \gamma_2 \geq 0, 0 \leq \sigma_0 \leq 1, 0 \leq \theta < \pi. \quad (7)$$

θ 是与驱动场量子起伏压缩方向有关的角量. 对于理想多模压缩光, 有以下简单关系:

$$\begin{aligned}
\gamma_1 &= \gamma(1 + 2\sinh^2 r), \quad \gamma_2 = \gamma \cosh r \sinh r, \\
\theta &= \varphi, \quad \sigma_0 = \frac{1}{1 + 2\sinh^2 r}. \quad (8)
\end{aligned}$$

$\gamma = 2|g(\omega_a)|^2$ 是原子的自然线宽. $g(\omega_a) \equiv \left(\frac{\omega}{2\hbar\epsilon_0 V} \right)^{\frac{1}{2}} \langle 2|\mu_{\mu}|1 \rangle \cdot \mathbf{e}$ 是原子与场的耦合系数. 对于均匀加宽的二能级系统, $g(\omega_a)$ 与下角标 μ 无关.

$$\varepsilon = \int_{-R}^R \frac{d\varepsilon}{2\pi} \left(\frac{\omega + \varepsilon}{\omega} \right)^{\frac{1}{2}} g(\omega_a + \varepsilon) \alpha(\omega + \varepsilon) e^{-i\varepsilon t},$$

R 是压缩光场的带宽范围. 本文中, 我们考虑较简单的情形, $\alpha(\omega + \varepsilon) = 2\pi E e^{-i\phi} \delta(\varepsilon)$, E 和 ϕ 是常数. ϕ 通常称为光场的相干激发方向. 根据标准方法^[6], 算符方程(6)可以被转换成 c 数 Fokker-Planck 方程. 对于量子场与原子的相互作用, 严格的处理方法是采用广义 p 表象来表示密度算符 $\rho^{[4]}$. 定义特征函数

$$\chi(\xi, \xi^+, \zeta, t) = \text{Tr}(\rho(t) e^{i\xi^+ \hat{a}^+} e^{i\xi \hat{a}} e^{i\zeta \hat{D}}) \quad (9)$$

以及三维复相空间准几率分布函数

$$P(v, v^+, D, t) = \mathcal{N} \iiint d^2\xi^+ d^2\xi d^2\zeta e^{-i(v\xi^+ + v^+\xi + \zeta D)} \chi(\xi, \xi^+, \zeta, t). \quad (10)$$

复 c 数 v, v^+ 和 D 与算符 $\hat{a}, \hat{a}^+$ 和 $\hat{D}$ 有如下对应关系:

$$v \rightarrow \hat{a} \equiv \sum_{\mu} \sigma_{\mu}, \quad v^+ \rightarrow \hat{a}^+ \equiv \sum_{\mu} \sigma_{\mu}^+, \quad D \rightarrow \hat{D} \equiv \sum_{\mu} \sigma_{\mu}^2.$$

$\mathcal{N}$ 是适当的归一化因子. 由上面的定义, 在复杂的算符运算之后, 方程(6)转换成如下的广义 Fokker-Planck 方程:

$$\frac{\partial P(\mathbf{u})}{\partial t} = \sum_i \left[-\frac{\partial}{\partial u_i} \mathcal{A}_i(\mathbf{u}) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial u_i \partial u_j} \mathcal{D}_{ij}(\mathbf{u}) \right] P(\mathbf{u}). \quad (11a)$$

其中 $\mathbf{u} \equiv (v, v^+, D)$. 漂移系数 $\mathcal{A}_i(\mathbf{u})$ 和扩散系数 $\mathcal{D}_{ij}(\mathbf{u})$ 分别有以下形式:

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_v &= -zv - \gamma_1 e^{-2i\theta} v^+ - \frac{iQ}{2} e^{-i\phi} D, \\
\mathcal{A}_{v^+} &= -z^* v^+ - \gamma_1 e^{2i\theta} v + \frac{iQ}{2} e^{i\phi} D, \\
\mathcal{A}_D &= -\gamma_1 (D + N\sigma_0) + iQ e^{-i\phi} v^+ - iQ e^{i\phi} v, \\
\mathcal{D}_{vv} &= iQ e^{-i\phi} v + \gamma_1 e^{-2i\theta} (N + D), \\
\mathcal{D}_{v^+v^+} &= -iQ e^{i\phi} v^+ + \gamma_1 e^{2i\theta} (N + D),
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{D}_{DD} &= 2\gamma_1(N + \sigma_0 D) + 2iQe^{i\phi}v - 2iQe^{-i\phi}v^+, \\
\mathcal{D}_{v^+v} &= \mathcal{D}_{vv^+} = \frac{\gamma_1(1 - \sigma_0)}{2}N, \quad \mathcal{D}_{vD} = \mathcal{D}_{Dv} = -\gamma_1(1 - \sigma_0)v, \\
\mathcal{D}_{v^+D} &= \mathcal{D}_{Dv^+} = -\gamma_1(1 - \sigma_0)v^+.
\end{aligned} \quad (11b)$$

式中 $z = \frac{\gamma_1}{2} + i\Delta\omega_a$, $Q = 2g(\omega_a)E$ 是经典对应的 Rabi 频率. 作代换 $v \rightarrow ve^{-i\phi}$, $v^+ \rightarrow v^+e^{i\phi}$ 并定义 $\Delta\phi = 2(\theta - \phi)$, 由 Itô 积分规则^[7], 最终我们得到与 Fokker-Planck 方程(11)相联系的随机微分方程 (SDE)

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\mathbf{A}\mathbf{u} + \mathbf{\Delta} + \mathbf{D}^{\frac{1}{2}}\boldsymbol{\eta}(t) \quad (12a)$$

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} v \\ v^+ \\ D \end{pmatrix}, \quad \mathbf{\Delta} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -\gamma_1\sigma_0 N \end{pmatrix}, \quad \mathbf{A} = \begin{pmatrix} z & \gamma_2 e^{-i\Delta\phi} & \frac{iQ}{2} \\ \gamma_2 e^{i\Delta\phi} & z^* & -\frac{iQ}{2} \\ iQ & -iQ & \gamma_1 \end{pmatrix},$$

$\mathbf{D} =$

$$\begin{pmatrix} iQv + \gamma_2 e^{-i\Delta\phi}(N + D) & \frac{1}{2}\gamma_1(1 - \sigma_0)N & -\gamma_1(1 - \sigma_0)v \\ \frac{1}{2}\gamma_1(1 - \sigma_0)N & -iQv^+ + \gamma_2 e^{i\Delta\phi}(N + D) & -\gamma_1(1 - \sigma_0)v^+ \\ -\gamma_1(1 - \sigma_0)v & -\gamma_1(1 - \sigma_0)v^+ & 2\gamma_1(N + \sigma_0 D) + 2iQv - 2iQv^+ \end{pmatrix} \quad (12b)$$

$\boldsymbol{\eta}(t) = (\eta_v(t), \eta_{v^+}(t), \eta_D(t))$ 是高斯随机白噪声变量. 它们满足如下关系:

$$\begin{aligned}
\langle \eta_i(t) \rangle_R &= 0, \quad \langle \eta_i(t) \eta_j(t') \rangle_R = \delta_{ij} \delta(t - t') \\
(i, j &= v, v^+, D).
\end{aligned} \quad (12c)$$

$\langle \mathcal{O} \rangle_R$ 代表变量 $\mathcal{O}$ 的随机统计平均值.

四、原子的辐射光谱

根据第二节讨论, 由(5)式决定的原子的辐射光谱依赖于原子偶极算符的相关函数. 原子算符的相关函数可以通过相应的复 c 数在相空间的平均值来计算, 如

$$\begin{aligned}
\langle \hat{\sigma}^+(\tau) \hat{\sigma}(0) \rangle &= \left[\mathcal{N} \iiint d^2v d^2v^+ d^2D v^+ v P(v, v^+, D, \tau) \right] \\
e^{i\omega\tau} &\equiv \langle v^+(\tau) v(0) \rangle_R e^{i\omega\tau}.
\end{aligned} \quad (13)$$

根据随机统计方法^[5], 对应于稳态双时随机相关矩阵 $\langle \mathbf{x}(\tau) \mathbf{x}^T(0) \rangle_R$, 稳态光谱矩阵被定义为

$$\hat{S}(v) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\nu\tau} \langle \mathbf{x}(\tau) \mathbf{x}^T(0) \rangle_R d\tau, \quad (14)$$

$\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_i, \dots)^T$ 是随机变量矩阵, $\langle x_i \rangle_R = 0$. 若随机变量 $\mathbf{x}$ 满足方程

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = -\mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{D}^{\frac{1}{2}}\boldsymbol{\eta}(t), \quad (15)$$

则(14)式有下面简单形式:

$$\hat{S}(\nu) = \frac{1}{2\pi} (\mathbf{A} + i\nu\hat{I})^{-1} \mathbf{D} (\mathbf{A} - i\nu\hat{I})^{-1}. \quad (16)$$

由第三节结果, 令 $\mathbf{x} = \mathbf{u} - \hat{\mathbf{A}}^{-1}\mathbf{\Delta}$, 我们发现方程(12)与(15)具有同样的形式. 因此从(16)式立即可得原子的辐射光谱为

$$G(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \hat{\sigma}^+(\tau) \hat{\sigma}(0) \rangle e^{-i\nu\tau} d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \nu^+(\tau) \nu(0) \rangle_R e^{-i(\nu-\omega)\tau} d\tau = g(\nu) + (\mathbf{A}\mathbf{\Delta})_{21} \delta(\nu - \omega), \quad (17a)$$

$$g(\nu) = S_{21}(\nu - \omega) = \left\{ \sum_{mn} \{ \text{cofactor}[\mathbf{A} + i(\nu - \omega)\hat{I}]_{m2} \mathbf{D}_{mn} \text{cofactor}[\mathbf{A}^T - i(\nu - \omega)\hat{I}]_{1n} \} \right\} / \{ 2\pi |f[i(\nu - \omega)]|^2 \} \quad (17b)$$

其中函数

$$f(x) = (x+z)(x+z^*)(x+\gamma_1) + Q^2 \left(x + \frac{1}{2} \gamma_1 + \gamma_2 \cos \Delta\phi \right) - \gamma_2^2 (x + \gamma_1). \quad (17c)$$

(17b) 式中矩阵 $\mathbf{A}$ 和 $\mathbf{D}$ 由 (12b) 式确定. (17a) 式中的 δ 函数项是辐射场的相干部分. $g(\nu)$ 则给出了辐射场的非相干部分, 也就是通常说的共振荧光谱^[8].

五、数值结果与讨论

原子的共振荧光谱 $g(\nu)$ 一般情况下有较复杂的形式, 只能依靠数值计算来分析. 但在两个特殊情况下, 可以大致推断荧光谱的线型. 我们知道共振荧光谱的线型主要受方程 $f(x) = 0$ 的根所制约^[8]. 当驱动光场是理想多模压缩态时, 对于共振 ($\Delta\omega_a = 0$) 和强场 $Q \gg \gamma$ 情况, 若 $\Delta\phi = 0$, 三次方程 $f(x) = 0$ 有三个根 $x_0, x^\pm$

$$x_0 = -\frac{1}{2} \gamma e^{2r},$$

$$x^\pm = -\gamma \left(\cosh r + \frac{1}{2} e^{-2r} \right) \pm i \sqrt{Q^2 - \frac{\gamma^2}{16} e^{4r}}. \quad (18a)$$

若 $\Delta\phi = \pi$ ($\theta - \phi = \frac{\pi}{2}$), 三个根变成

$$x_0 = -\frac{1}{2} \gamma e^{-2r},$$

$$x^\pm = -\gamma \left(\cosh r + \frac{1}{2} e^{2r} \right) \pm i \sqrt{Q^2 - \frac{\gamma^2}{16} e^{-4r}}. \quad (18b)$$

参照文献[8]的讨论, 根 $x_0, x^\pm$ 分别确定了原子共振荧光谱的特征. $|x_0|$ 给出了光谱中峰的半宽度. 而 $|\text{Re}(x^\pm)|$ 则确定了两边峰的半宽度. 两边峰的位置分别落在 $\text{Im}(x^\pm)$

处. 由 (18a) 式, 我们发现, 当 $\Delta\phi = 0$, 中峰半宽是压缩因子 r 的指数增长函数. 因此共振荧光谱中峰在 $r > 0$ 时出现超自然线宽现象. 同时, 边峰的位置也依赖 r . 当 r 增加时, 它随之减小. 这表明光谱的两边峰随 r 增加而向中峰移动. 这一现象与原子在压缩光中能级 Stark 分裂的减小相对应^[3]. 它反映了驱动场的量子特性对原子动力学行为的影响, 完全区别于 Mollow^[8] 所讨论的经典场驱动下的原子辐射特性. 然而, 当 $\Delta\phi = \pi$ 时, (18b) 式则给出了与上述相反的结论. 荧光谱中峰出现亚自然线宽现象. 它的边峰位置则随 r 增加而趋向恒定值 $\pm Q$. 此外, 由 (18a) 和 (18b) 式均可见, 边峰的半宽在任何情况下都被指数式展宽. 数值结果更进一步显示了上面分析的现象. 图 2(a) 对应 $\Delta\phi = 0$ 情形. 它展现了中峰与边峰线型随压缩因子 r 变化的全过程. 从图 2(a) 中可以看到边峰的强度随 r 增加而增长. 这表明具有较大起伏压缩量的驱动光场, 当压缩方向与相干激发方向一致时 ($\Delta\phi = 0$), 能强烈激发荧光谱的边峰. 图 2(b) 示出了与 $\Delta\phi = \pi$ 对应的结果. 荧光谱中峰随 r 增加不断变窄(亚自然线宽), 同时, 边峰

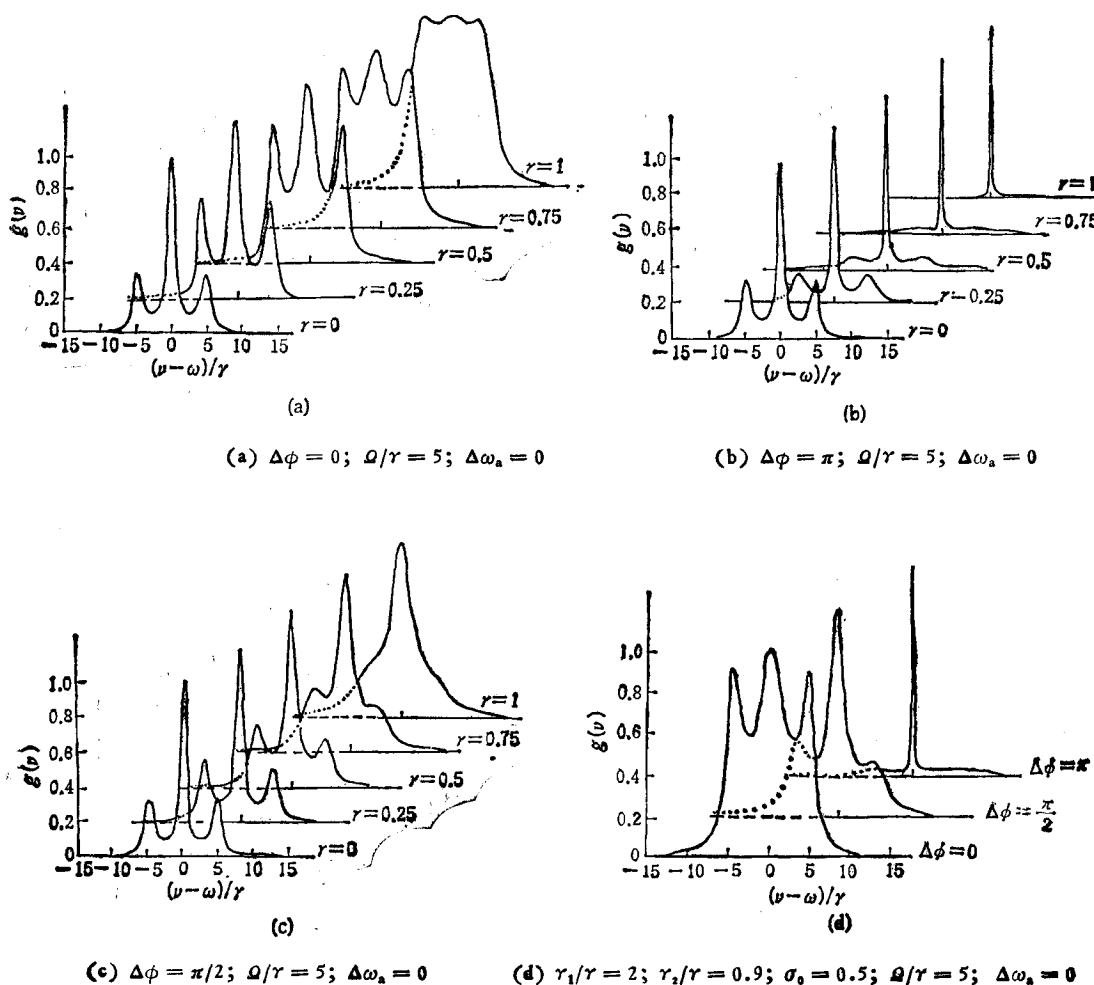


图 2 压缩光中原子的辐射光谱

的强度则随 r 增加逐渐减小,直至最终边峰消失。因此可以推断,当相干激发方向与压缩方向垂直时 ($\theta - \phi = \frac{\pi}{2}$),较大压缩量的驱动场不能激发共振荧光谱中峰。值得提到的是当 $\Delta\phi \neq 0$ 或 π 时,共振荧光谱表现出不对称分布(见图 2(c))。作为比较,我们还计算了非理想多模压缩光驱动下的原子共振荧光谱。从图 2(d)可见,它与有较大的压缩因子 r 的理想多模压缩光驱动时的光谱有相似的特征。

六、结 论

本文应用随机统计的方法,研究了一均匀加宽的二能级原子系综在多模压缩光场驱动下的共振辐射光谱。结果表明,压缩光场有可能诱致辐射光谱的中峰线型的亚自然线宽与超自然线宽现象;同时可能导致边峰相对于中峰的位置偏离经典 Rabi 频率 $\pm Q$ 。在一定条件下,辐射光谱呈现非对称分布。

- [1] C. M. Caves, *Phys. Rev.*, **A31**(1985), 3068.
- [2] C. M. Caves, *Phys. Rev.*, **D26**(1982), 1817.
- [3] 张卫平、谭维翰,已投物理学报.
- [4] P. D. Drummond and C. W. Gardiner, *J. Phys. A*, **13**(1980), 2353.
- [5] Weihan Tan and Weiping Zhang, *Opt. Commun.*, **65**(1988), 61.
- [6] P. D. Drummond and D. F. Walls, *Phys. Rev.*, **A23**(1981), 2563.
- [7] C. W. Gardiner, *Handbook of Stochastic Methods* (Springer-Verlag, 1983).
- [8] B. R. Mollow, *Phys. Rev.*, **188**(1969), 1969.

RESONANT RADIATION OF ATOM IN SQUEEZED LIGHT FIELD

ZHANG WEI-PING TAN WEI-HAN

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica

(Received 11 June 1988)

ABSTRACT

In the paper, applying the stochastic statistical methods, we obtain the resonant radiation spectrum of a two-level atom ensemble driven by multimode squeezed light. Corresponding to different squeezing degrees of the quantum fluctuations of the driving field, the central peak of radiation spectrum exhibits subnatural and supernatural linewidth phenomenon, and in all cases the side peaks are broadened. The positions of the side peaks and the character of symmetry of radiation spectrum depend upon the coherent excitation direction and the squeezing direction of the driving field.