

压缩真空态中三能级原子的 定态共振荧光

杨国健 黄祖洽

北京师范大学低能核物理研究所, 北京, 100875

胡 岗

北京师范大学物理系, 北京, 100875

1990年12月18日收到

本文得到了与压缩白噪声真空库耦合的三能级原子在强相干驱动场作用下的定态共振荧光谱. 结果表明谱分布强烈地依赖于库场压缩性及相干驱动场与库场压缩分量之间的位相差.

PACC: 3250F; 3290

一、引 言

在相干光场作用下的单个或多个三能级原子的共振荧光问题一直使人们感兴趣. 深入细致的研究不断地揭示出辐射场的新性质^[1]. 上述工作都是基于如下假设进行的, 即受相干场驱动的原子通过向真空自发辐射实现辐射阻尼. 最近由于实验制备压缩态光获得成功^[2], 人们开始关心以压缩真空库^[3]作为原子辐射环境的自发辐射问题. 对二能级原子系统的研究表明, 宽带的压缩真空库场使原子极化的一个分量以很大的弛豫速率衰变, 而另一分量则以低于正常弛豫速率衰变^[4]. 原子弛豫速率的变化导致了原子荧光光谱和吸收光谱的变化^[5]. 这一变化的产生与压缩真空库的相敏感白噪声有关^[6].

本文将压缩真空库的模型应用于三能级原子系统, 考虑一个与这种库场耦合、且受双相干场驱动的单个三能级原子的共振荧光问题. 本文仅讨论反映原子荧光辐射经典性质的共振荧光谱分布, 以后将给出有关共振荧光场压缩态这一典型非经典现象的研究结果.

二、共振荧光系统的主方程

假设一个具有如图1所示的V型结构的三能级裸原子, 受频率为 ω_β ($\beta = 1, 2$) 的双相干光场的驱动作用. $|i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) 为该原子的三个能级, 分别与其三个能量 E_i ($i = 1, 2, 3$) 相对应. 相应于原子转变 $|\beta\rangle \rightarrow |3\rangle$ ($\beta = 1, 2$) 的转变频率为 $\omega_{A\beta}$. 在电偶极和旋波两种近似条件下, 可得系统的哈密顿量为

$$H = H_0 + H_1 + H_2 = \sum_{\alpha=1}^3 E_{\alpha} A_{\alpha\alpha} - \sum_{\beta=1}^2 [\mu_{\beta 3} \varepsilon_{\beta} e^{-i\omega_{\beta} t} A_{3\beta} + \text{c.c.}] + \sum_{\beta=1}^2 [A_{\beta 3} \Gamma_{\beta} + A_{3\beta} \Gamma_{\beta}^{\dagger}], \quad (1)$$

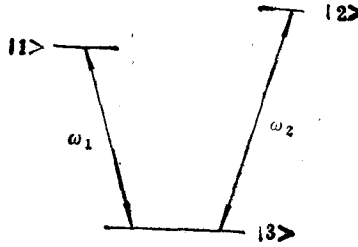


图 1 原子-场耦合示意图

其中 $H_i (i=0,1,2)$ 分别与等号右边三项对应。 H_0 代表原子自身能量对 H 的贡献。算子 $A_{\alpha\beta} = A_{\alpha}^{\dagger} A_{\beta}$, 而 $A_{\alpha} (A_{\alpha}^{\dagger}) (\alpha=1,2,3)$ 为该原子第 α 个能级的湮没(产生)算子, 它们满足对易关系

$$[A_{\alpha\beta}, A_{\tau k}] = A_{\alpha k} \delta_{\beta\tau} - A_{\tau\beta} \delta_{\alpha k} \quad (2)$$

及封闭性

$$\sum_{\alpha=1}^3 A_{\alpha\alpha} = 1. \quad (3)$$

H_1 描述相干驱动场与原子的相互作用, 其中 $\mu_{\beta 3}$ 为原子偶极矩; $\varepsilon_{\beta} = |\varepsilon_{\beta}| \exp(i\phi_{\beta})$ ($\beta=1,2$) 为相干场的复振幅。 H_2 描述原子与量子化多模库场的相互作用能。根据 Lax^[7] 和 Gardiner^[8] 的量子噪声理论, 噪声源的个数应等于原子转变数, 所以 Γ_{β} 和 $\Gamma_{\beta}^{\dagger}$ 为与第 β 个库的库场正、负频率部分相对应的库算子。我们对系统作如下假设: (a) 耦合到原子的所有量子化多模库场都处于压缩真空态, 因而不存在原子向非压缩真空自发辐射; (b) 库场带宽是如此之宽, 对原子来说, 以至于库可视为一个具有 δ 函数相关性质的压缩白噪声真空库。基于这些假设, 库场算子的一阶时间相关函数可表示为

$$\begin{aligned} \langle \Gamma_{\beta}^{\dagger}(t) \Gamma_{\beta}(t') \rangle &= \gamma_{\beta} N_{\beta} \delta(t-t'), \\ \langle \Gamma_{\beta}(t) \Gamma_{\beta}^{\dagger}(t') \rangle &= \gamma_{\beta} (N_{\beta} + 1) \delta(t-t'), \\ \langle \Gamma_{\beta}(t) \Gamma_{\beta}(t') \rangle &= \gamma_{\beta} M_{\beta} \delta(t-t'), \\ \langle \Gamma_{\beta}^{\dagger}(t) \Gamma_{\beta}^{\dagger}(t') \rangle &= \gamma_{\beta} M_{\beta}^* \delta(t-t') \quad \beta=1,2, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 γ_{β} 为与原子第 β 个转变相对应的原子弛豫系数, N_{β} 为第 β 个库场的平均光子数, 它与 M_{β} 均为描述库场压缩性质的常量, 且满足关系:

$$|M_{\beta}|^2 \leq N_{\beta}(N_{\beta} + 1), M_{\beta} = |M_{\beta}| \exp(i\phi_{M_{\beta}}) \quad \beta=1,2. \quad (5)$$

根据(1)–(5)式, 可以求得描述系统原子算子的约化密度矩阵主方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -i[H_0 + H_1, \rho] + \sum_{\beta=1}^2 \frac{1}{2} \gamma_{\beta} (N_{\beta} + 1) (2A_{3\beta} \rho A_{\beta 3} - A_{\beta 3} A_{3\beta} \rho$$

$$\begin{aligned}
& -\rho A_{\beta 3} A_{3\beta}) + \sum_{\beta=1}^2 \frac{1}{2} \gamma_{\beta} N_{\beta} (2 A_{\beta 3} \rho A_{3\beta} - A_{3\beta} A_{\beta 3} \rho - \rho A_{\beta 3} A_{3\beta}) \\
& - \sum_{\beta=1}^2 \gamma_{\beta} [M_{\beta} e^{-2i\omega_{\beta} t} A_{\beta 3} \rho A_{3\beta} + M_{\beta}^* e^{2i\omega_{\beta} t} A_{3\beta} \rho A_{3\beta}].
\end{aligned} \quad (6)$$

在旋转坐标系中,主方程(6)可简化成

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho}{\partial t} = & -i \left[\sum_{\beta=1}^2 Q_{\beta} (A_{\beta 3} + A_{3\beta}), \rho \right] \\
& + \sum_{\beta=1}^2 \frac{1}{2} \gamma_{\beta} (N_{\beta} + 1) (2 A_{\beta 3} \rho A_{3\beta} - A_{\beta 3} \rho - \rho A_{3\beta}) \\
& + \sum_{\beta=1}^2 \frac{1}{2} \gamma_{\beta} N_{\beta} (2 A_{3\beta} \rho A_{\beta 3} - A_{3\beta} \rho - \rho A_{\beta 3}) \\
& - \sum_{\beta=1}^2 \gamma_{\beta} |M_{\beta}| (e^{-i\phi_{\beta}} A_{\beta 3} \rho A_{3\beta} + e^{i\phi_{\beta}} A_{3\beta} \rho A_{\beta 3}).
\end{aligned} \quad (7)$$

在得到(7)式时我们已经假设两个相干驱动场分别与原子的两个转变共振。另外定义: $Q_{\beta} = |\mu_{\beta 3} \mathbf{e}_{\beta}|$ ($\beta = 1, 2$) 为相应于第 β 个驱动场的 Rabi 频率; $\phi_{\beta} = 2\phi_{\beta} - \phi_{M_{\beta}}$ ($\beta = 1, 2$) 代表第 β 个驱动场与库场压缩分量之间的相位差,而算子 $A_{\beta\alpha}$ 仍表示 $A_{\beta\alpha} = |\beta\rangle\langle\alpha|$ ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$)。显然若令 $M_{\beta} = 0$, (7) 式退化为向热库辐射的主方程, N_{β} 则代表热库平均光子数;若令 $N_{\beta} = M_{\beta} = 0$, (7) 式则回到向真空辐射时的主方程。

三、定态共振荧光谱

为讨论方便,引入正则变换(原子修饰态表示)

$$|i\rangle = \sum_{j=1}^3 h_{ij} \theta_j \quad i = 1, 2, 3, \quad (8)$$

其中 θ_j ($j = 1, 2, 3$) 为原子和驱动场相互作用哈密顿算子 H_1 相应于本征值 $0, -\lambda$ 和 λ ($\lambda = \sqrt{Q_1^2 + Q_2^2}$) 的三个本征矢。变换矩阵为

$$(h_{ij}) = \begin{bmatrix} \frac{-Q_2}{\lambda} & \frac{Q_1}{\sqrt{2}\lambda} & \frac{Q_1}{\sqrt{2}\lambda} \\ \frac{Q_1}{\lambda} & \frac{Q_2}{\sqrt{2}\lambda} & \frac{Q_2}{\sqrt{2}\lambda} \\ 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix}. \quad (9)$$

在修饰态表示中, H_1 可写成

$$H_1 = \lambda(-\theta_1^* \theta_2 + \theta_3^* \theta_3) = \sum_{k=1}^3 f_k R_{kk}, \quad (10)$$

其中

$$R_{kk} = \theta_k^+ \theta_k, f_k = \begin{cases} 0 & k=1 \\ -\lambda & k=2 \\ \lambda & k=3 \end{cases} \quad (11)$$

而算子 $A_{\alpha\beta}$ 变成

$$A_{\alpha\beta} = \sum_{i,j=1}^3 h_{\alpha i} h_{\beta j} R_{ij}. \quad (12)$$

不难证明算子 $R_{\alpha\beta}$ 满足与 $A_{\alpha\beta}$ 相同的对易关系(2)式和封闭性(3)式。

若要在相互作用表象中表示主方程(7),需对其作如下变换:

$$\bar{\rho}(t) = \exp\left(-it \sum_{k=1}^3 f_k R_{kk}\right) \rho(t) \exp\left(it \sum_{k=1}^3 f_k R_{kk}\right). \quad (13)$$

我们假设相干驱动场很强,它满足条件 $\Omega_\beta \gg \gamma_\beta N_\beta$ (但这并不要两个驱动场都满足这一条件),从而可在变换后的(7)式中略去频率为 $lf_k (l, k \neq 0)$ 的振荡项。再考虑到变换关系(12)式,就能将(7)式简化成

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = & \sum_{k=1}^3 \{ [C(k) + if_k] R_{kk} \bar{\rho} + [C(k) - if_k] \bar{\rho} R_{kk} \} \\ & + \sum_{k,m=1}^3 A(k,m) R_{kk} \bar{\rho} R_{mm} \\ & + \sum_{k,m=1}^3 B(k,m) R_{km} \bar{\rho} R_{mk}, \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $C(k) = -\sum_{\beta=1}^2 \frac{1}{2} \gamma_\beta [(N_\beta + 1)h_{\beta k}^2 + 3h_{\beta k}^2]$,

$$A(k,m) = \sum_{\beta=1}^2 \gamma_\beta (2N_\beta + 1 - 2|M_\beta| \cos \phi_\beta) h_{\beta k} h_{\beta m} h_{\beta k} h_{\beta m}, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} B(k,m) = & \sum_{\beta=1}^2 \gamma_\beta [(N_\beta + 1)h_{\beta k}^2 h_{\beta m}^2 + N_\beta h_{\beta k}^2 h_{\beta m}^2 \\ & - 2|M_\beta| \cos \phi_\beta h_{\beta k} h_{\beta m} h_{\beta k} h_{\beta m}]. \end{aligned}$$

根据算子平均值公式 $\langle R_{ij}(t) \rangle = \text{Tr}[R_{ij} \bar{\rho}(t)]$, 不难得到 $\langle R_{ij}(t) \rangle$ 的时间演化方程:

$$\frac{d\langle R_{ij} \rangle}{dt} = [C(i) + C(j) + A(i,j) - i(f_i - f_j)] \langle R_{ij} \rangle \quad i \neq j, \quad (16)$$

$$\frac{d\langle R_{ii} \rangle}{dt} = [2C(i) + A(i,i)] \langle R_{ii} \rangle + \sum_{m=1}^3 B(i,m) (1 - \delta_{im}) \langle R_{mm} \rangle. \quad (17)$$

下面由关系式(12)和方程(16),(17)来求定态共振荧光谱。

用拉氏变换方法求解动力学方程(16),(17)是很方便的。定义系数:

$$\begin{aligned} v_{ij} + if_{ij} = & -C(i) - C(j) - A(i,j) + i(f_i - f_j), \\ Q_{ij} = & B(i,j) \quad i \neq j, \\ Q_{ii} = & 2C(i) + A(i,i), \end{aligned} \quad (18)$$

$$L_{ij} = (z - Q)_{ii}^{-1},$$

则平均值 $\langle R_{ij}(t) \rangle$ 的拉氏变换可表示为

$$\langle R_{ij}(z) \rangle = \langle R_{ij}(\tau_0) \rangle / (z + r_{ij} + if_{ij}) \quad i \neq j, \quad (19a)$$

$$\langle R_{ii}(z) \rangle = \sum_{j=1}^3 L_{ij} \langle R_{ij}(\tau_0) \rangle. \quad (19b)$$

将(19)式代入(12)式,并考虑到量子 regression 理论^[8],我们可以求得算子 $A_{\beta 3}(t)$ 一阶相关矩的拉氏变换式为

$$\begin{aligned} \langle A_{\beta 3}(z) A_{3\beta}(\tau_0) \rangle &= \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^3 \frac{h_{\beta i} h_{3j}}{z + v_{ij} + if_{ij}} \langle R_{ij}(\tau_0) A_{3\beta}(\tau_0) \rangle \\ &\quad + \sum_{i,j=1}^3 h_{\beta i} h_{3j} L_{ij} \langle R_{ij}(\tau_0) A_{3\beta}(\tau_0) \rangle \\ &= \sum_{\substack{m,i,j=1 \\ i \neq j}}^3 \frac{h_{\beta m} h_{\beta i} h_{3j}^2}{z + v_{ij} + if_{ij}} \langle R_{im}(\tau_0) \rangle \\ &\quad + \sum_{i,l,m}^3 h_{\beta i} h_{\beta l} h_{3i} h_{3m} L_{il} \langle R_{im}(\tau_0) \rangle. \end{aligned} \quad (20)$$

上式在 $\tau_0 \rightarrow \infty$ 时的表达式即为在压缩白噪声真空库中单个三能级原子在强相干驱动场作用下的定态共振荧光谱分布。它的明确形式为

$$\begin{aligned} S(\omega) &= \langle A_{\beta 3}(z) A_{3\beta}(\tau_0) \rangle \Big|_{\substack{z=i(\omega-\omega_{A\beta}) \\ \tau_0 \rightarrow \infty}} \\ &= \left[\frac{h_{12}^2}{v_{12} + i(\omega - \omega_{A\beta} + \lambda)} + \frac{h_{33}^2}{v_{13} + i(\omega - \omega_{A\beta} - \lambda)} \right] h_{\beta 1}^2 \langle R_{11}(\infty) \rangle \\ &\quad + \frac{h_{\beta 2}^2 h_{33}^2}{v_{23} + i(\omega - \omega_{A\beta} - 2\lambda)} \langle R_{22}(\infty) \rangle \\ &\quad + \frac{h_{\beta 3}^2 h_{32}^2}{v_{32} + i(\omega - \omega_{A\beta} + 2\lambda)} \langle R_{33}(\infty) \rangle \\ &\quad + \frac{h_{\beta 2}^2 h_{33}^2}{Q_{23} + v_{22} + i(\omega - \omega_{A\beta})} [\langle R_{22}(\infty) \rangle + \langle R_{33}(\infty) \rangle], \end{aligned} \quad (21)$$

其中 $\langle R_{\alpha\beta}(\infty) \rangle$ ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$) 为方程(16),(17)的定态解,其形式如下:

$$\langle R_{\alpha\beta}(\infty) \rangle = \begin{cases} g_{\alpha} / \sum_{k=1}^3 g_k & \alpha = \beta, \\ 0 & \alpha \neq \beta, \end{cases} \quad (22)$$

而 g_k ($k = 1, 2, 3$) 满足关系:

$$\begin{aligned} g_1 &= Q_{12} Q_{23} + Q_{11} v_{22}, \\ g_2 &= Q_{13} Q_{21} + Q_{23} v_{11}, \\ g_3 &= v_{11} v_{22} - Q_{12} Q_{21}. \end{aligned} \quad (23)$$

显然(21)式表示一个五峰结构的定态谱,它们分别对应修饰态原子的五种可能跃迁。

谱中一对外边峰和一对内边峰分别被原子共振转变峰以两倍和一倍有效 Rabi 频率 λ 等距对称分开, 对称性来自于等式 $\nu_{\alpha\beta} = \nu_{\beta\alpha}$ ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$)。所有谱线都具有洛仑兹线型。图 2 为根据(21)式计算得到的数值结果, 它与上述预测的谱分布一致。与通常三能级原子共振荧光谱不同的是, 谱分布不仅依赖于原子弛豫系数 γ_β 、驱动场强度 Ω_β , 而且还依赖于库场参数 N_β 和 M_β 。下式为中心模对内外边模峰高之比:

$$\frac{p(0)}{p(\pm\lambda)} = \frac{\left[\sum_{\beta=1}^3 \gamma_\beta (N_\beta + 1) h_{\beta 1}^2 \right] \left\{ \sum_{\alpha=1}^3 \gamma_\alpha [(N_\alpha + 1)(h_{\alpha 1}^2 + h_{\alpha 2}^2) + N_\beta] \right\}}{\left[\sum_{\beta=1}^3 \gamma_\beta N_\beta h_{\beta 1}^2 h_{\beta 2}^2 \right] \left\{ \sum_{\beta=1}^3 \gamma_\beta [2(N_\beta + 1 + 2|M_\beta| \cos \phi_\beta) h_{\beta 2}^2 + N_\beta] \right\}}, \quad (24a)$$

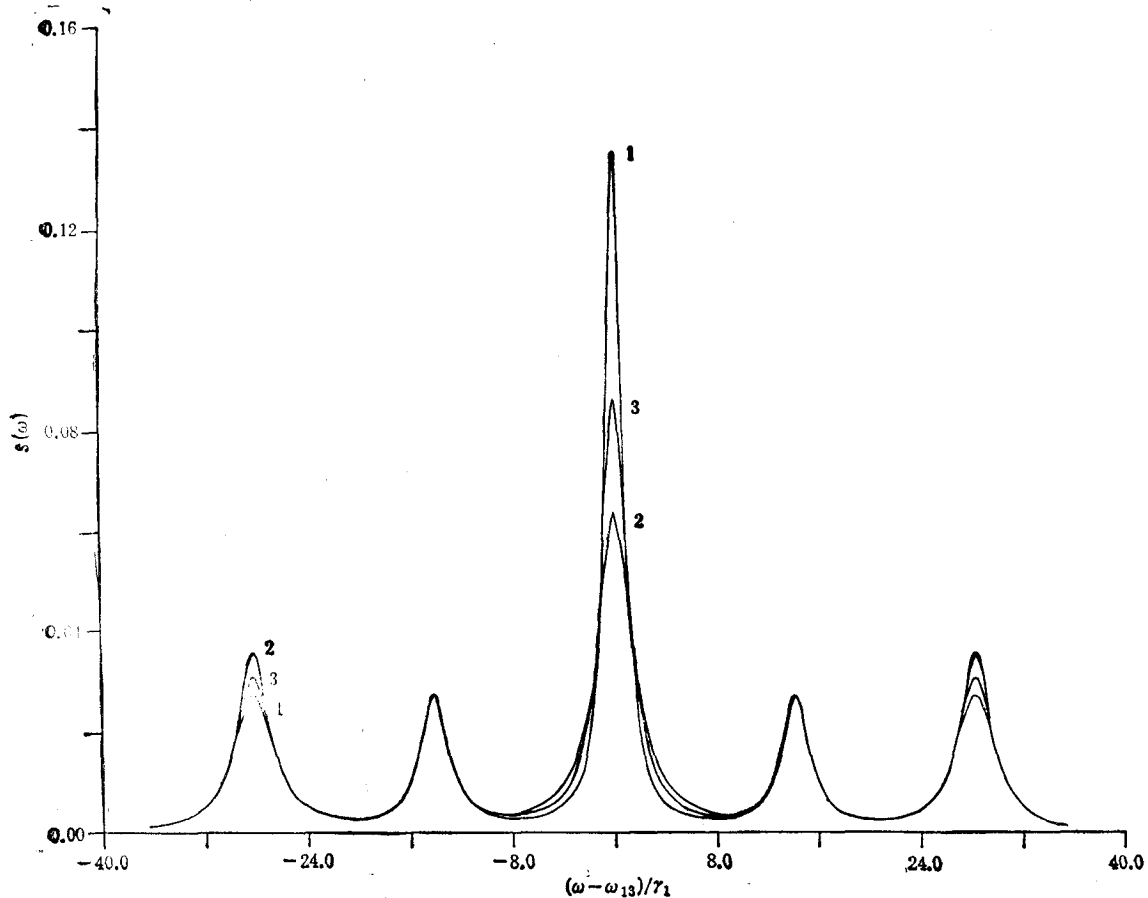


图 2 谱分布与 ϕ_β ($\beta = 1, 2$) 关系图 曲线 1 为 $\phi_\beta = \pi$ ($\beta = 1, 2$); 曲线 2 为 $\phi_\beta = 0$ ($\beta = 1, 2$); 曲线 3 为 $\phi_1 = \pi, \phi_2 = 0$; $\Omega_1 = \Omega_2 = 10$; $\gamma_1/\gamma_2 = 1$; $N_\beta = 0.5$; $|M_\beta| = 0.45$ ($\beta = 1, 2$)。

本图和图 3 均假设 $N_3 = N_1$ 和 $|M_1| = |M_2|$

$$\frac{p(0)}{p(\pm 2\lambda)} = \frac{\sum_{\beta=1}^2 \gamma_{\beta} [N_{\beta} + (4N_{\beta} + 3 - 2|M_{\beta}| \cos \phi_{\beta}) h_{\beta 2}^2]}{\sum_{\beta=1}^2 \gamma_{\beta} [N_{\beta} h_{\beta 1}^2 h_{\beta 3}^2 + (2N_{\beta} + 1 + 2|M_{\beta}| \cos \phi_{\beta}) h_{\beta 2}^2]}. \quad (24b)$$

上式揭示了谱线强度对相位差 ϕ_{β} , 库场压缩性的依赖关系。当驱动场与库场压缩分量同位相时, 即 $\phi_{\beta} = \pi$ ($\beta = 1, 2$), 上述各比值增大, 它表示中心模获得较大的辐射强度 (见图 2 曲线 1); 反位相时, 即 $\phi_{\beta} = 0$ ($\beta = 1, 2$), 比值减小, 它表示外边模获得较大辐射强度 (见图 2 曲线 2); 当 ϕ_{β} 取其它值时, 如让一个驱动场与库场压缩分量同位相 ($\phi_1 = \pi$), 而另一个反位相 ($\phi_2 = 0$), 外边模和中心模同时受到驱动场和库场的增强和抑制作用, 其结果是各模都获得一定的辐射强度 (见图 2 曲线 3)。从图 2 看到, 内边模峰高不受 ϕ_{β} 变化的影响, 这说明内边模是相不敏感的。

谱分布的相敏感性也可从谱线的半宽度反映出来。各谱线的半宽度为

$$\begin{aligned} \Delta\omega(0) &= \sum_{\beta=1}^2 \gamma_{\beta} [(2|M_{\beta}| \cos \phi_{\beta} + N_{\beta} + 1) h_{\beta 2}^2 + N_{\beta} h_{\beta 2}^2] \\ \Delta\omega(\pm \lambda) &= \sum_{\beta=1}^2 \frac{\gamma_{\beta}}{2} (N_{\beta} + 1) (h_{\beta 1}^2 + h_{\beta 2}^2), \\ \Delta\omega(\pm 2\lambda) &= \sum_{\beta=1}^2 \gamma_{\beta} [(N_{\beta} + 1) h_{\beta 2}^2 + (2N_{\beta} + 1 - 2|M_{\beta}| \cos \phi_{\beta}) h_{\beta 1}^2 h_{\beta 2}^2]. \end{aligned} \quad (25)$$

上式清楚地表明同位相使中心模谱线变窄、外边模谱线加宽。反位相时使外边模谱线变窄、中心模谱线加宽。内边模仍独立于相位差的变化。另外在(5)式允许的条件下, $|M_{\beta}|$ 越大, 中心模和外边模的相敏感性就越强。

表征库场压缩深度的重要参量 N_{β} ($\beta = 1, 2$, 而参数 $|M_{\beta}|$ 由(5)式所约束)是另外一个决定谱分布的库参量。计算结果表明, 降低库场压缩性可以使中心模和外边模的辐射强度很快提高。但是却压低了内边模的辐射强度。当库场不再压缩时, 内边模消失, 谱分布回到通常向真空辐射时的共振荧光谱。此时谱分布呈三峰结构, 中心模和一对外边模的峰值比为 3, 与 N_{β} ($\beta = 1, 2$) 相比, 它们都获得最大辐射强度。实际上, 参数 N_{β} 以权重因子的形式出现在内边模强度表达式中, 它直接决定了该模的辐射性质。另外(25)式表明, 所有谱线半宽度正比于 N_{β} , 所以库场压缩性使谱线变宽。有趣的是内边模谱线加宽和强度增强随 N_{β} 变化呈相同变化趋势, 而对中心模和外边模来说, 则呈相反变化趋势。上述分析表明, 压缩真空库在决定共振荧光谱分布中起了类似于量子热噪声库的作用, 而在共振荧光系统中, 热噪声一般总是使谱线加宽。从 $|M_{\beta}| = 0$ ($\beta = 1, 2$), (7)式变成以热噪声库为原子辐射环境时的主方程, 我们就立即知道出现这一结果的原因。图 3 为数值计算结果, 它给出了上述分析的定量描述。

本文讨论了处于压缩白噪声真空态中单个三能级原子在强相干驱动场作用下的定态共振荧光问题。与通常真空库不同的是, 压缩库场改变了共振荧光谱。最突出的是它引发了谱频率为 $\pm \lambda$ 的内边模, 并使其它模的谱线加宽, 强度降低。另外与内边模相不敏感性相反, 中心模表现出很强的相敏感性。从(24), (25)式发现, 增加库场压缩深度, 可以增

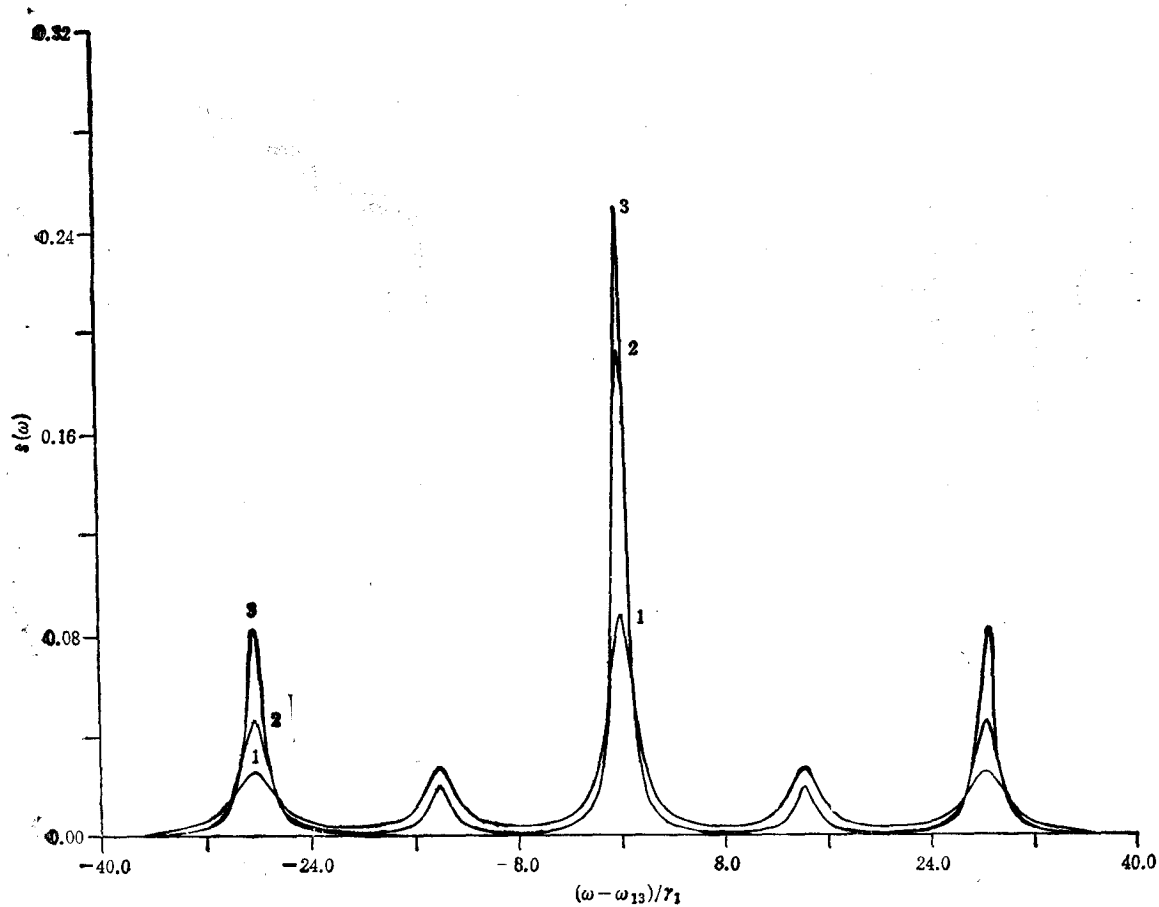


图 3 谱分布与 N_β ($\beta = 1, 2$) 关系图曲线 1—3 分别对应于参数 1) $N_\beta = 0.6$, $|M_\beta| = 0.2$;
2) $N_\beta = |M_\beta| = 0.2$; 3) $N_\beta = |M_\beta| = 0$; $Q_1 = Q_2 = 10$; $r_2/r_1 = 1$; $\psi_1 = \psi_2 = \pi$

强这种相敏感性。

文献[9]对如何制备压缩真空场作了理论分析,提出以具有零点起伏的真空场作为单端退化参量放大器的输入场,通过提高放大系数和腔阻尼系数及使系统满足适当的位相条件,原则上可以获得宽带的压缩白噪声真空场。但是,在实际情况中,由于放大器的放大、阻尼系数的有限性,其输出的压缩真空场带宽也就不能很宽,所以上述讨论只是近似成立。最近用压缩白噪声真空库作为原子辐射阻尼库已见报道^[10]。我们相信,与这种库耦合的三能级原子系统的辐射性质将会出现新的变化。

- [1] N. N. Bogolubov, Jr., T. Quang and A. S. Shumovsky, *Phys. Lett.*, 112A(1985), 323;
L. M. Narducci, C.-L. Oppo and M. O. Scully, *Opt. Commun.*, 75(1989), 111;
A. S. Jayarao, S. V. Lawande and R. D. Souza, *Phys. Rev.*, A39(1989), 3464.
- [2] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz and J. F. Valley, *Phys. Rev. Lett.*, 55(1985), 2409.
- [3] C. W. Gardiner and M. J. Collet, *Phys. Rev.*, A31(1985), 3761.
- [4] C. W. Gardiner, *Phys. Rev. Lett.*, 56(1986), 1917.
- [5] H. J. Carmichael, A. S. Lane and D. F. Walls, *J. Mod. Opt.*, 34(1987), 821;
T. Quang, M. Kozierowski and L. H. Lan, *Phys. Rev.*, A39(1989), 644.

- [6] G. M. Palma and P. L. Knight, *Phys. Rev.*, **A39**(1989), 1962;
K. Zaheer and M. S. Zubairy, *Phys. Rev.*, **A39**(1989), 2000.
- [7] M. Lax, *Phys. Rev.*, **145**(1966), 110.
- [8] M. Lax, in *Statistical Physics, Phase Transitions and Superfluidity*, edited by M. Chretien, E. P. Gross and S. Deser (Gordon and Breach, New York, 1968), Vol. 2, p. 269.
- [9] M. J. Collet and C. M. Gardiner, *Phys. Rev.*, **A30**(1984), 1386.
- [10] A. S. Parkins and C. W. Gardiner, *Phys. Rev.*, **A37**(1988), 3867;
H. Ritsch and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1988), 1097.

STEADY-STATE RESONANCE FLUORESCENCE FROM A THREE-LEVEL ATOM IN A SQUEEZED VACUUM

YANG GUO-JIAN HUANG ZU-QIA

Institute of Low Energy Nuclear Physics, Beijing Normal University, Beijing, 100875

HU GANG

Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing, 100875

(Received 18 December 1990)

ABSTRACT

Steady-state resonance fluorescence spectrum from a three-level atom driven coherently by two intense optical fields and damped by a squeezed vacuum is obtained, which shows the dependence of the spectrum strongly on the squeezing of the vacuum field and the phase difference between the squeezed component of the vacuum field and the driven fields.

PACC: 3250F; 3290