

驱动场作用下光子晶体中三能级原子的自发发射

谢双媛²⁾ 羊亚平¹⁾²⁾ 林志新²⁾ 吴 翔¹⁾²⁾

¹⁾(中国高等科学技术中心, 北京 100080)

²⁾(同济大学物理系, 上海 200092)

(1998 年 9 月 11 日收到)

讨论了在双光子驱动场作用下, 三能级原子在光子晶体中的自发发射问题. 由于量子干涉和光的局域化作用, 两个上能级中的占据数将具有周期振荡或准周期振荡的性质, 这不仅依赖于两个上能级与禁带的相对位置, 同时也依赖于原子的初始状态, 而且还与驱动场的强度、驱动场的入射位相有关. 这些性质既与真空中带有驱动场的原子的自发发射性质不同, 也有别于无驱动场作用下光子晶体中三能级原子的自发发射性质.

PACC: 4270; 4250; 3280

1 引 言

近年来, 由于不同原子跃迁之间的干涉和原子的相干性导致了新的光学现象的出现, 如无粒子数反转光放大^[1], 电磁场导致无吸收透明^[2], 自发辐射相消^[3]等. 一般是以真空中带有相干驱动场的系统作为研究对象的, 然而, 原子的自发发射场以光速向外传播, 而且自由振荡非常弱.

光子晶体是一种人造的具有光子能带和能隙的周期性介质材料, 频率处于能隙中向各个方向传播的电磁波将被禁止^[4-7]. 光子晶体中原子的自发发射将出现新的现象, 如光的局域化^[4], 光子-原子束缚态^[8], 部分稳态原子居于激发态^[9]等等. 近年来, 已有许多关于光子晶体中原子的自发发射的研究^[8-13], 并且引起了人们的广泛兴趣.

本文将讨论在双光子驱动场作用下, 三能级原子在光子晶体中的自发发射的性质. 研究结果表明: 两个上能级的占据数, 随着能级、能带相对位置的改变, 将具有周期振荡或准周期振荡的性质. 随着时间的增长, 周期振荡的振幅将趋于不变, 而准周期振荡的振幅将衰减至零, 占据数趋于某一常数. 同时, 占据数的这些性质还与原子的初始状态、驱动场强度、驱动场入射位相有关.

2 主要公式

本文考虑在双光子驱动场作用下处于光子晶体中的一个三能级原子的自发发射. 该三能级原子具有两个上能级 $|a_1\rangle$ 和 $|a_2\rangle$, 一个下能级 $|a_3\rangle$. $|a_1\rangle$ 和 $|a_2\rangle$ 通过相同的真空

模与 $|a_3\rangle$ 耦合, 其相应的共振频率分别为 ω_1 和 ω_2 . 假定 $|a_3\rangle$ 对应的能量本征值为零(见图 1). 两上能级之间在驱动场作用下可发生跃迁. 在旋波近似下, 系统的哈密顿量为

$$\hat{H} = H_0 + V, \quad (1)$$

$$H_0 = \hbar\omega_1 |a_1\rangle\langle a_1| + \hbar\omega_2 |a_2\rangle\langle a_2| + \sum_k \hbar\omega_k b_k^\dagger b_k,$$

$$V = i\hbar \sum_k [g_k^{(1)} b_k^\dagger |a_3\rangle\langle a_1| + g_k^{(2)} b_k^\dagger |a_3\rangle\langle a_2| - g_k^{(1)} b_k |a_1\rangle\langle a_3| - g_k^{(2)} b_k |a_2\rangle\langle a_3|] + i\hbar\Omega^2 [e^{2i(\phi_k - \omega_k t)} |a_2\rangle\langle a_1| - e^{-2i(\phi_k - \omega_k t)} |a_1\rangle\langle a_2|], \quad (2)$$

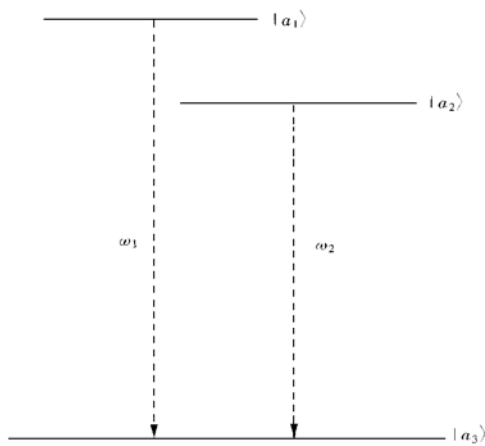


图 1 三能级原子

其中 k 表示真空模的动量和极化, $b_k^\dagger$ 和 b_k 表示辐射场中第 k 个模式的产生算符和湮没算符, 其频率为 ω_k . 拉比频率 Ω 为外加驱动场强度, ϕ 是驱动场入射位相. 当 $\Omega = 0$ 时, 将简化为文献[12]中三能级原子自发发射的情况. $g_k^{(i)} = \frac{\omega_k d_i}{\hbar} \left[\frac{\hbar}{2\epsilon_0 \omega_k V_0} \right]^{1/2} \cdot \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{u}_{d_i}$, d_i 和 $\mathbf{u}_{d_i}$ 分别为 $|a_i\rangle \rightarrow |a_3\rangle$ 的跃迁偶极矩的大小和方向单位矢量 ($i = 1, 2$). V_0 是体积, $\mathbf{e}_k$ 表示真空模 k 两个偏振方向的单位矢量, ϵ_0 是介电常量. 在光子晶体的能带带边, 色散关系可近似表示为^[8,9]: $\omega_k = \omega_c + A(k - k_0)^2$, 这里 ω_c 是能带的截止频率, $A = \omega_c/k_0^2$, 是常数.

假定原子初始时刻处于激发态, 在任意时刻 t , 系统的状态矢量可写为

$$|\Psi(t)\rangle = A_1(t) e^{-i\omega_1 t} |a_1\rangle |0\rangle_f + A_2(t) e^{-i\omega_2 t} |a_2\rangle |0\rangle_f + \sum_k B_k(t) e^{-i\omega_k t} |a_3\rangle |1_k\rangle_f, \quad (3)$$

式中态矢量 $|a_1\rangle |0\rangle_f$ 和 $|a_2\rangle |0\rangle_f$ 表示处于原子的激发态 $|a_1\rangle$ 和 $|a_2\rangle$, 但无发射光子; $|a_3\rangle |1_k\rangle_f$ 表示原子处于基态而且有一个 k 模式光子. $A_1(0)$, $A_2(0)$ 是满足归一化条件的任意常数, $B_k(0) = 0$.

假设两上能级之间跃迁频率等于驱动场频率的二倍, 即 $2\nu = \omega_1 - \omega_2$. 由薛定谔方程 $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = \hat{H} |\Psi(t)\rangle$, 可得到关于 $A_{1,2}(t)$ 和 $B_k(t)$ 的演化方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} A_1(t) &= - \sum_k g_k^{(1)} B_k(t) e^{-i(\omega_k - \omega_1)t} - \Omega^2 e^{-2i\phi} A_2(t), \\ \frac{\partial}{\partial t} A_2(t) &= - \sum_k g_k^{(2)} B_k(t) e^{-i(\omega_k - \omega_2)t} + \Omega^2 e^{2i\phi} A_1(t), \\ \frac{\partial}{\partial t} B_k(t) &= g_k^{(1)} A_1(t) e^{i(\omega_k - \omega_1)t} + g_k^{(2)} A_2(t) e^{i(\omega_k - \omega_2)t}. \end{aligned} \quad (4)$$

先对第三个方程进行形式求解, 并将其代入前两个方程中, 然后利用拉普拉斯变换求

解, 可得

$$\begin{aligned} sA_1(s) - A_1(0) &= \left[- \sum_k \frac{(g_k^{(1)})^2}{s - i(\omega_1 - \omega_k)} \right] A_1(s) \\ &\quad + \left[- \sum_k \frac{g_k^{(1)} g_k^{(2)}}{s - i(\omega_1 - \omega_k)} \right] A_2(s - i\omega_{12}) - \Omega^2 e^{-2i\phi} A_2(s), \\ sA_2(s) - A_2(0) &= \left[- \sum_k \frac{g_k^{(1)} g_k^{(2)}}{s - i(\omega_2 - \omega_k)} \right] A_1(s + i\omega_{12}) \\ &\quad + \left[- \sum_k \frac{(g_k^{(2)})^2}{s - i(\omega_2 - \omega_k)} \right] A_2(s) + \Omega^2 e^{2i\phi} A_1(s). \end{aligned}$$

设

$$\begin{aligned} \gamma_{mn} &= \sum_k \frac{g_k^{(m)} g_k^{(n)}}{s + i(\omega_k - \omega_1)} \quad (m, n = 1, 2) \\ &= \frac{\omega_m \omega_n d_m d_n}{2\epsilon_0 \hbar V_0} \sum_k \frac{(\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{u}_m)(\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{u}_n)}{\omega_k [s + i(\omega_k - \omega_1)]} \\ &= \frac{\omega_m \omega_n d_m d_n}{2\epsilon_0 \hbar V_0} \sum_k' \frac{\mathbf{u}_m \cdot \mathbf{u}_n - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_m)(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_n) k^{-2}}{\omega_k [s + i(\omega_k - \omega_1)]}. \end{aligned}$$

利用色散关系, 并把求和转化为积分 $\sum_k' \rightarrow \frac{V_0}{(2\pi)^3} \int d^3k$, 可求得 $\gamma_{mm} = \frac{\beta_m^{3/2}}{i \sqrt{s - \omega_{mc}}} (\beta_m$
 $= \frac{(\omega_m d_m)^2}{6\pi\epsilon_0 \hbar} \frac{k_0^3}{\omega_c^{3/2}}, m = 1, 2)$; 当两个跃迁的偶极矩相互平行时, $\gamma_{12} = \frac{(\beta_1 \beta_2)^{3/4}}{i \sqrt{s - \omega_{1c}}}$; 当它
 们反平行时, $\gamma_{12} = - \frac{(\beta_1 \beta_2)^{3/4}}{i \sqrt{s - \omega_{1c}}}$; 当它们相互垂直时, $\gamma_{12} = 0$. 值得注意的是, 这里
 $\sqrt{s - \omega_{mc}}$ 的相角在 γ 的计算过程中已经被定义, 即 $-\pi/2 < \arg(\sqrt{s - \omega_{mc}}) <$
 $\pi/2$. 并定义 $\omega_{12} = \omega_1 - \omega_2$, $\omega_{1c} = \omega_1 - \omega_c$, $\omega_{2c} = \omega_2 - \omega_c$, $\omega_{1c} > \omega_{2c}$.

在以下的讨论中, 假定两个跃迁的偶极矩相互垂直. 垂直时, 由于外加驱动场的影响, 两个上能级的发射将互相影响, 不能近似看作两个独立的二能级原子的自发发射. 则振幅 $A_1(t)$ 和 $A_2(t)$ 的拉普拉斯变换形式如下:

$$\begin{aligned} A_1(s) &= \frac{A_1(0)(s + \gamma_{22}) - \Omega^2 e^{-2i\phi} A_2(0)}{(s + \gamma_{11})(s + \gamma_{22}) + \Omega^4}, \\ A_2(s) &= \frac{A_2(0)(s + \gamma_{11}) + \Omega^2 e^{2i\phi} A_1(0)}{(s + \gamma_{11})(s + \gamma_{22}) + \Omega^4}, \end{aligned} \quad (5)$$

且 $\beta_1 = \beta_2 = \beta$. 振幅 $A_1(t)$ 和 $A_2(t)$ 可以由拉普拉斯反演得到

$$A_1(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} A_1(s) e^{st} ds, \quad A_2(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} A_2(s) e^{st} ds. \quad (6)$$

这里选取的 σ 必须使复平面上的直线 $s = \sigma$ 在所有奇点(极点和支点)的右边. 为了计算上述积分, 必须知道有多少个极点及其性质. 经过繁琐的计算可知, 这里所要涉及的极点包括:

1) 方程 $G(s) = \left[s + \frac{\beta^{3/2}}{i \sqrt{s - \omega_{1c}}} \right] \left[s + \frac{\beta^{3/2}}{i \sqrt{s - \omega_{2c}}} \right] + \Omega^4 = 0$ 在区域 $(\text{Im}(s) < \omega_{1c})$

$\text{Re}(s) < 0$ 范围之外的根; 2) 方程 $H(s) = \left[s + \frac{\beta^{3/2}}{\sqrt{is + \omega_{1c}}} \right] \left[s + \frac{\beta^{3/2}}{i\sqrt{-is - \omega_{2c}}} \right] + \Omega^4 = 0$ 在区域 $(\omega_{2c} < \text{Im}(s) < \omega_{1c}, \text{Re}(s) < 0)$ 范围内的根, 3) 方程 $F(s) = \left[s + \frac{\beta^{3/2}}{\sqrt{is + \omega_{1c}}} \right] \left[s + \frac{\beta^{3/2}}{\sqrt{is + \omega_{2c}}} \right] + \Omega^4 = 0$ 在区域 $(\text{Im}(s) < \omega_{2c}, \text{Re}(s) < 0)$ 范围内的根. 假设极点的虚部为 b , 则与之对应的频率为 $\omega_j - b (j = 1, 2)$. 如果 $\omega_j - b < \omega_c$, 则该频率处于能隙中, 对应的缀饰态将代表一个局域模式, 如果 $\omega_j - b > \omega_c$, 则该频率处于导带中, 对应的缀饰态将代表一个传输模式.

通过数值计算可知, 极点至多有四个, 至少有两个. 至于极点的具体情况, 则由能带与能级的相对位置关系而定, 而且也与驱动场强度有关.

1) 对于纯虚根的情况: 由方程 $G(s) = 0$ 求出的根为纯虚根. 由严格证明可知, 当 $\omega_{1c} \geq \frac{\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_{12}}}$ 时, 有且仅有一个纯虚根 s_1 ; 当 $\omega_{1c} < \frac{\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_{12}}}$ 时, 有且仅有两个纯虚根 s_1 和 s_2 . 而且纯虚根的虚部大于 ω_{1c} . 假设极点的虚部为 b , 对于上能级 $|a_1\rangle$, 对应的频率为 $\omega_{11} = \omega_1 - b_1 < \omega_c$, $\omega_{12} = \omega_1 - b_2 < \omega_c$, 相应的光子-原子缀饰态将代表局域模式; 对于上能级 $|a_2\rangle$, 对应的频率为 $\omega_{21} = \omega_2 - b_1 < \omega_c$, $\omega_{22} = \omega_2 - b_2 < \omega_c$, 相应的光子-原子缀饰态也将代表局域模式. 而且这些局域模式是不随时间衰减的.

2) 对于其他一般复数根, 很难用解析形式推导判断, 需要借助于数值计算. 在图 2 至图 6 中画出了这些复数根出现的范围, 图中坐标 (x, y, z) 分别对应 $\Omega^2, \omega_{12}, \omega_{1c}$.

A. 由方程 $H(s) = 0$ 求出复数根 $s_3 = a_3 + ib_3, s_4 = a_4 + ib_4, a_3 < 0, a_4 < 0, \omega_{2c} < b_3 < \omega_{1c}, \omega_{2c} < b_4 < \omega_{1c}$. 在图 2 和图 3 中画出了 s_3 出现的临界位置, 假定图 2 中曲面上点的坐

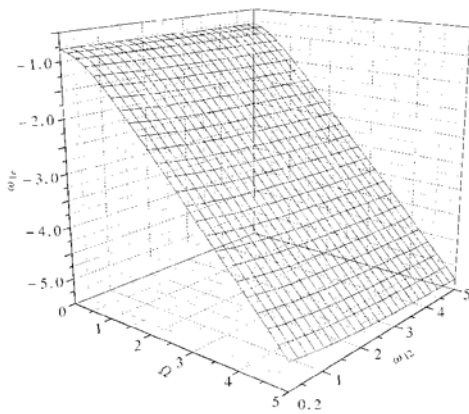


图 2 s_3 出现在曲面构成的区域中

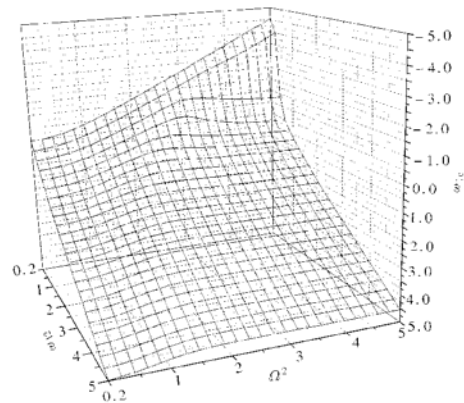
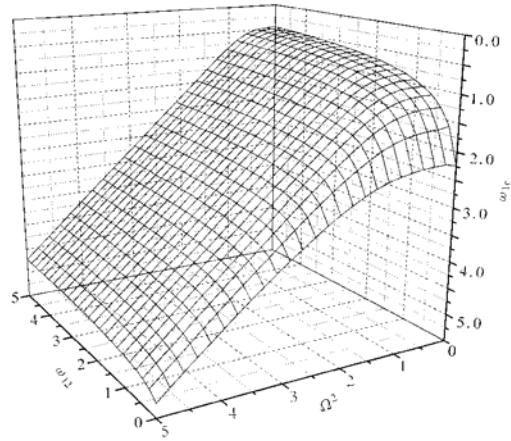
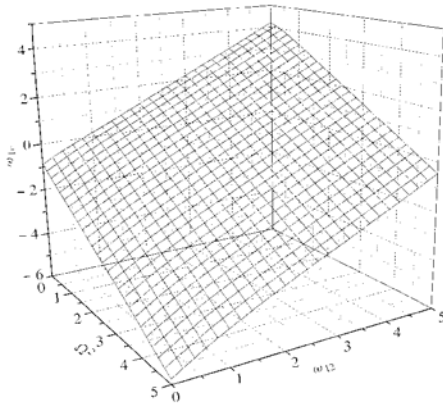
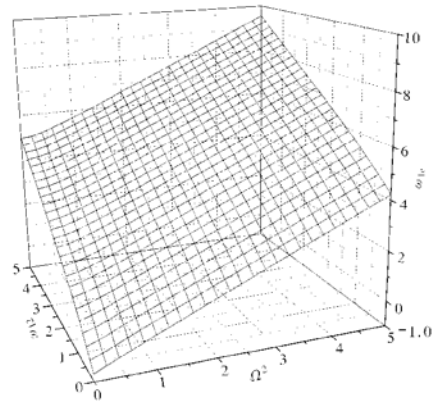


图 3 s_3 出现在曲面构成的区域中

标为 (x_{c1}, y_{c1}, z_{c1}) , 图 3 中曲面上点的坐标为 (x_{c2}, y_{c2}, z_{c2}) , 当取定 $x_{c1} = x_{c2} = \Omega^2, y_{c1} = y_{c2} = \omega_{12}$ 时, 只有当 $z_{c1} \leq \omega_{1c} \leq z_{c2}$ 时, s_3 出现. 在图 4 中画出了 s_4 出现的临界位置, 假定图 4 中曲面上点的坐标为 (x_{c3}, y_{c3}, z_{c3}) , 当取定 $x_{c3} = \Omega^2, y_{c3} = \omega_{12}$ 时, 只有当 $z_{c3} \leq \omega_{1c}$ 时, s_4 出现. 对于上能级 $|a_1\rangle$ 而言, 与 s_3, s_4 对应的频率分别为 $\omega_{pr11} = \omega_1 - b_3 > \omega_c, \omega_{pr12}$

$= \omega_1 - b_4 > \omega_c$, 则相应的由上能级 $|a_1\rangle$ 形成的缀饰态代表传输模式; 对于上能级 $|a_2\rangle$ 而言, 与 s_3, s_4 对应的频率分别为 $\omega_{123} = \omega_2 - b_3 < \omega_c$, $\omega_{124} = \omega_2 - b_4 < \omega_c$, 则相应的由上能级 $|a_2\rangle$ 形成的缀饰态代表局域模式, 且随时间的增长而衰减.

B. 由方程 $F(s) = 0$ 求出复数根 $s_5 = a_5 + ib_5$, $s_6 = a_6 + ib_6$, $a_5 < 0$, $a_6 < 0$, $b_5 < \omega_{2c}$, $b_6 < \omega_{2c}$. 在图 5 中画出了 s_5 出现的临界位置, 假定图 5 中曲面上点的坐标为 (x_{c4}, y_{c4}, z_{c4}) , 当取定 $x_{c4} = \Omega^2$, $y_{c4} = \omega_{12}$ 时, 只有当 $z_{c4} \leq \omega_{1c}$ 时, s_5 出现. 在图 6 中画出了 s_6 出现的临界位置, 假定图 6 中曲面上点的坐标为 (x_{c5}, y_{c5}, z_{c5}) , 当取定 $x_{c5} = \Omega^2$, $y_{c5} = \omega_{12}$ 时, 只有当 $z_{c5} \leq \omega_{1c}$ 时, s_6 出现. 因为 $b_5 < \omega_{2c}$, $b_6 < \omega_{2c}$, $\omega_{2c} < \omega_{1c}$, 所以 $b_5 < \omega_{1c}$, $b_6 < \omega_{1c}$. 对于上能级 $|a_1\rangle$ 而言, 与 s_5, s_6 对应的频率分别为 $\omega_{pr13} = \omega_1 - b_5 > \omega_c$, $\omega_{pr14} = \omega_1 - b_6 > \omega_c$, 则相应的由上能级 $|a_1\rangle$ 形成的缀饰态代表传输模式; 对于上能级 $|a_2\rangle$ 而言, 与 s_5, s_6 对应的频率分别为 $\omega_{pr21} = \omega_2 - b_5 > \omega_c$, $\omega_{pr22} = \omega_2 - b_6 > \omega_c$, 则相应的由上能级 $|a_2\rangle$ 形成的缀饰态也代表传输模式.

图 4 s_4 出现的区域图 5 s_5 出现的区域图 6 s_6 出现的区域

由以上可知, 原子上能级 $|a_1\rangle$ 和 $|a_2\rangle$ 可形成局域态和传输态. 对于 $|a_1\rangle$ 和 $|a_2\rangle$ 能级形成各种模式, 即对应频率位置组合方式如表 1 所示.

由表 1 可以看出, 随着 Ω , ω_{12} , ω_{1c} 的变化, 原子的自发发射场将由只有局域模式、没有传输模式, 转变成局域模式和一个、二个或三个传输模式并存, 这可用于制作光学多道开关.

由残数定理, 两个上能级的振幅可写为

$$A_{1,2}(t) = A_{1,2}^{(1)}(t) + A_{1,2}^{(2)}(t) + A_{1,2}^{(3)}(t) + A_{1,2}^{(4)}(t) + A_{1,2}^{(5)}(t), \quad (7)$$

其中 $A_{1,2}^{(1)}(t)$ 和 $A_{1,2}^{(2)}(t)$ 来源于第一、二个极点, $A_{1,2}^{(3)}(t)$ 和 $A_{1,2}^{(4)}(t)$ 来源于第三、四个极点, 如果没有第三或第四个极点, 则对应项为零, $A_{1,2}^{(5)}(t)$ 来源于沿着一阶支点的积分, 当 βt 很大时, 这一项也趋向于零.

表 1 频率位置的组合方式

类 型	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L
$\omega_{l11}, \omega_{l21}$	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
$\omega_{l12}, \omega_{l22}$	1	1	1	1	1	0	0	0	0	0	0	0
ω_{pr11} 或 $\omega_{pr12}, \omega_{l23}$ 或 ω_{l24}	0	0	1	0	1	0	1	1	1	0	0	0
$\omega_{pr11}, \omega_{pr12}, \omega_{l23}, \omega_{l24}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	0
ω_{pr13} 或 $\omega_{pr14}, \omega_{pr21}$ 或 ω_{pr22}	0	1	1	0	0	0	0	1	0	0	1	1
$\omega_{pr13}, \omega_{pr14}, \omega_{pr21}, \omega_{pr22}$	0	0	0	1	0	1	1	0	0	0	0	0

注: 1 代表频率出现, 0 代表频率不出现. 例如, 当 $\Omega^2 = 0.8\beta$, $\omega_{l2} = 2.0\beta$, $0.83\beta < \omega_{lc} < 1.71\beta$ 时, 出现 G 类型, 即上能级 $|a_1\rangle$ 形成的缀饰态有一个局域模式和三个传输模式, 而上能级 $|a_2\rangle$ 形成的缀饰态有一个局域模式、一个衰减的局域模式和二个传输模式.

3 主要结果

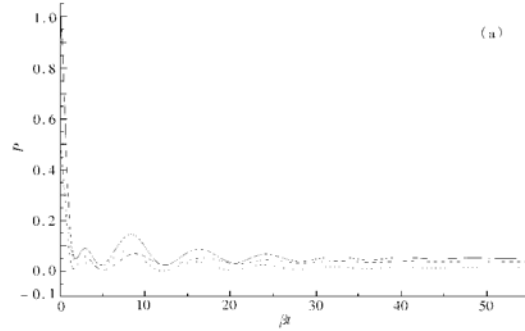
讨论两个上能级中的占据数 $P_1 = |A_1(t)|^2$ 和 $P_2 = |A_2(t)|^2$.

$$1. \omega_{lc} \geq \beta^{3/2} / \sqrt{\omega_{l2}}$$

设此时极点为 s_1, s_2, s_3 和 s_4 (如果有第三或第四个极点). 当 $\omega_{lc} \geq \frac{\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_{l2}}}$ 时, 解析证明有且仅有一个纯虚根, 不妨令 $s_1 = ib_1$, 则 $\omega_1 - b_1 < \omega_c$, 其对应频率在能隙内, 缀饰态是无衰减的光子-原子束缚态, 并且是局域的. 其他极点相应的缀饰态或是对于上能级 $|a_1\rangle$ 代表传输模式, 或是对于上能级 $|a_2\rangle$ 代表局域模式或传输模式, 并且都随时间衰减. $A^{(5)}(t)$ 是频率为 ω_c 的准缀饰态, 它也随时间衰减. 总之, $\omega_{lc} \geq \frac{\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_{l2}}}$ 时, 局域态、传播态以及准缀饰态的量子干涉导致了两个上能级中的占据数的准周期振荡 (如图 7(a)). 图 7(a) 表明, 占据数振荡的振幅随着时间而衰减. 当时间趋向无穷时, 方程(7)中只有第一项对占据数有贡献, 其余项则可以忽略. 因此, 准周期振荡的振幅趋向于零, 两个上能级中的占据数趋向于常数 P_{10} 和 P_{20} . 实际上, 光子-原子束缚态将使部分粒子稳居于激发态. 当取定 Ω, ϕ 时, 并且两个上能级与禁带相对位置固定时, P_{10} 和 P_{20} 将取决于原子的初始状态. 可以解析地证明, 当 $\phi = \pi/4$, $\frac{A_1(0)}{A_2(0)} = -\Omega^2 \left[b_1 - \frac{\beta^{3/2}}{\sqrt{b_1 - \omega_{2c}}} \right]^{-1}$ 时, P_{10} 和 P_{20} 取最小值, 且为零 (如图 7(b)). 此时, 两个上能级中的占据数将全部跃迁到下能级中, 上能级中无任何粒子. 实际上, 也就是没有真正的无衰减的光子-原子束缚态存在. 同样可以证明, 当 $\phi = \pi/4$, $\frac{A_1(0)}{A_2(0)} = \left[b_1 - \frac{\beta^{3/2}}{\sqrt{b_1 - \omega_{2c}}} \right] \Omega^{-2}$ 时, P_{10} 和 P_{20} 取最大值 (如图 7(c)). 尽管两个上

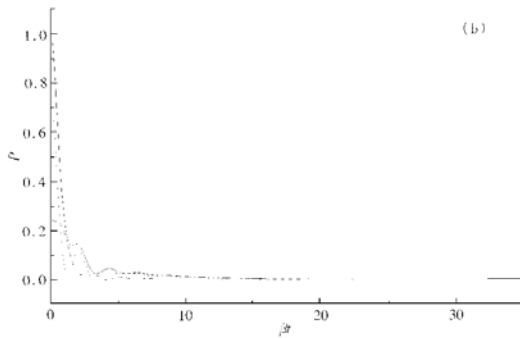
能级中的占据数依赖于初态, 但它们的比率与原子的初态无关, 可以证明, $\frac{P_{10}}{P_{20}} =$

$$\left| \left[b_1 - \frac{\beta^{3/2}}{\sqrt{b_1 - \omega_{2c}}} \right] \Omega^{-2} \right|^2.$$

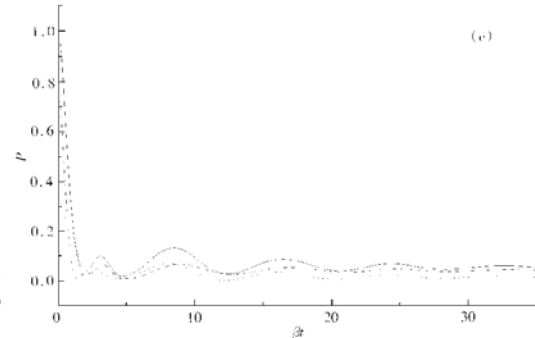


$$(a) \quad \phi = \pi/4, \quad \Omega^2 = 1.0\beta, \quad \omega_{12} = 1.0\beta, \quad \omega_{1c} = 2.4\beta, \quad |\Psi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a_1\rangle + |a_2\rangle)$$

上能级占据数随时间的演化 ---为 P_1 , ... 为 P_2 , ——为 $P = P_1 + P_2$



(b) $\phi = \pi/4, \quad \Omega^2 = 1.0\beta, \quad \omega_{12} = 1.0\beta, \quad \omega_{1c} = 2.4\beta, \quad |\Psi(0)\rangle = 0.4991|a_1\rangle - 0.8665|a_2\rangle$ 上能级占据数随时间的演化 图注同图 7(a)



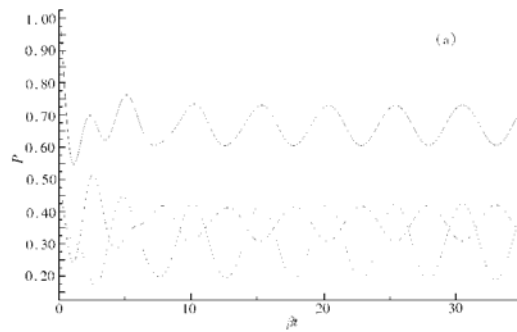
(c) $\phi = \pi/4, \quad \Omega^2 = 1.0\beta, \quad \omega_{12} = 1.0\beta, \quad \omega_{1c} = 2.4\beta, \quad |\Psi(0)\rangle = 0.8665|a_1\rangle + 0.4991|a_2\rangle$ 上能级占据数随时间的演化 图注同图 7(a)

图 7

$$2. \quad \omega_{1c} < \beta^{3/2} / \sqrt{\omega_{12}}$$

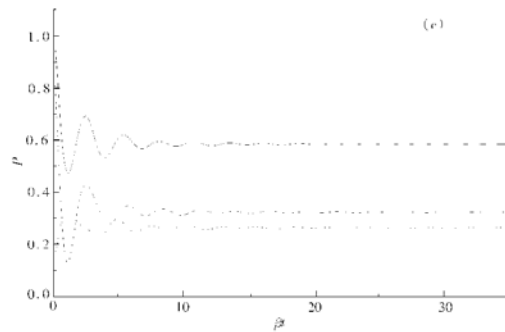
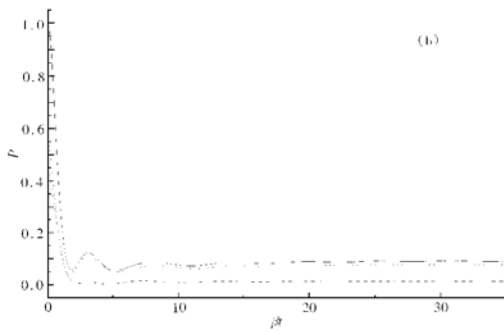
在这种情况下, 可解析证明有两个极点是纯虚数, 令 $s_1 = ib_1, s_2 = ib_2$, 且 $\omega_1 - b_j < \omega_c$ ($j = 1, 2$). 相应的频率处于能隙中, 对应两个局域模式. 如果第三或第四个极点存在, 对应的缀饰态或是对于上能级 $|a_1\rangle$ 代表传输模式, 或是对于上能级 $|a_2\rangle$ 代表局域模式或传输模式, 并且都随时间衰减. 所以, $\omega_{1c} < \beta^{3/2} / \sqrt{\omega_{12}}$ 时, 辐射场中有两个局域模式. 有或没有衰减的局域模式或传播模式. 以上模式与准缀饰态之间的量子干涉决定了上能级中的占据数随时间的演化. 如图 8(a). 图 8(a) 是上能级占据数随时间的演化曲线. 从图 8(a) 中可

以看到, 随着时间增大, 上能级中的占据数将作周期振荡. 这是由于衰减的局域模式、传播模式和准缀饰态随时间衰减为零, 两个局域模式之间的干涉引起了周期振荡. 两个上能级及总的占据数具有周期振荡的性质表明, 局域场之间及它们与原子之间在不断地交换能量. 在取某些特殊的初始状态时, 占据数的周期振荡将会退化. 可以证明, 当 $\phi = \pi/4$, $\frac{A_1(0)}{A_2(0)} = -\Omega^2 \left[b_j - \frac{\beta^{3/2}}{\sqrt{b_j - \omega_{2c}}} \right]^{-1}$ ($j = 1, 2$) 时, 两个光子-原子束缚态中的一个将会消失, 随着时间的增长, 周期振荡的振幅将趋于零, 占据数趋向于常数(如图 8(b)和(c)).



$$(a) \quad \phi = \pi/4, \quad \Omega^2 = 1.0\beta, \quad \omega_{12} = 1.0\beta, \quad \omega_{1c} = 0.4\beta, \quad |\Psi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a_1\rangle + |a_2\rangle)$$

上能级占据数随时间的演化 图注同图 7(a)



(b) 和 (c) $\phi = \pi/4, \quad \Omega^2 = 1.0\beta, \quad \omega_{12} = 1.0\beta, \quad \omega_{1c} = 0.4\beta, \quad |\Psi(0)\rangle = 0.6698|a_1\rangle - 0.7425|a_2\rangle$ (b), $|\Psi(0)\rangle = 0.9207|a_1\rangle + 0.3904|a_2\rangle$ (c) 上能级占据数随时间的演化 图注同图 7(a)

图 8

以上讨论表明, 由于能带和能级的相对位置的不同, 两个上能级占据数将表现出准周期或周期振荡, 而与文献[13]所讨论的在驱动场作用下光子晶体中三能级原子的自发发射有差别. 与真空中带有驱动场的三能级原子的自发发射性质不同, 两个上能级占据数不仅依赖于能带和能级的相对位置, 也依赖于原子的初始状态. 这些性质与无驱动场作用下光子晶体中三能级原子的自发发射相类似, 但是在驱动场作用下, 驱动场的强度和入射位

相对占据数也有影响.

3. 当时间趋向无穷时, 方程(7)中只有等号右端第一项对占据数有贡献, 其余项则可以忽略. 可解析证明:

$$\begin{aligned} |A_1(t)|^2 &= \lim_{t \rightarrow \infty} \sum_j \frac{(A_j^2 A_1^2(0) + \Omega^4 A_2^2(0) + 2A_j \Omega^2 A_1(0) A_2(0) \sin 2\phi) e^{2b_j t}}{|G'(s)|^2}, \\ |A_2(t)|^2 &= \lim_{t \rightarrow \infty} \sum_j \frac{(B_j^2 A_2^2(0) + \Omega^4 A_1^2(0) + 2B_j \Omega^2 A_1(0) A_2(0) \sin 2\phi) e^{2b_j t}}{|G'(s)|^2}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中 $A_j = b_j - \frac{\beta^{3/2}}{\sqrt{b_j - \omega_{2c}}}$, $B_j = b_j - \frac{\beta^{3/2}}{\sqrt{b_j - \omega_{1c}}}$, $A_j B_j = \Omega^4 (j = 1, 2)$. b_j 为纯虚根的虚部. 驱动场强度 Ω 对于两个上能级的占据数也有影响. 在图 9(a), (b) 和图 8(a) 中画出了 Ω 不同时, 占据数随时间的演变. 比较可知, 随着驱动场强度由弱到强, 对于只有一种局域模式的占据数准周期振荡衰减更快, 振幅更容易趋于零; 而对于有两种局域模式的占据数周期振荡, 周期减小, 加快了局域场之间及它们与原子之间的能量交换. 这是由于通过改变驱动场强度, 可增强或减弱量子干涉和光的局域化作用, 从而控制占据数的衰减或周期振荡. 因此, 占据数可存储驱动场强度的信息.

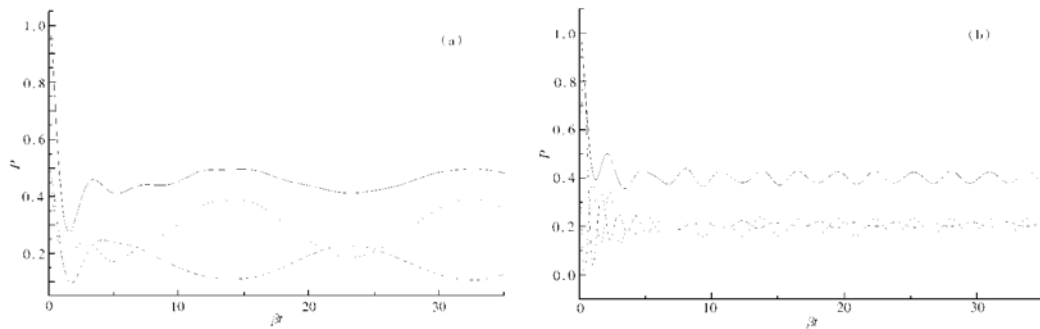


图 9 $\phi = \pi/2$, $\omega_{12} = 1.0\beta$, $\omega_{1c} = 0.4\beta$, $|\Psi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a_1\rangle + |a_2\rangle)$, $\Omega^2 = 0.1\beta$ (a), $\Omega^2 = 4.0\beta$ (b) 上能级占据数随时间的演化 图注同图 7(a)

4. 由(8)式可知, 当 $A_1(0)$ 或 $A_2(0)$ 为零时, 即原子初始时处于上能级 $|a_1\rangle$ 或上能级 $|a_2\rangle$, $|A_1(t)|^2$ 与 $|A_2(t)|^2$ 将不依赖于 ϕ , 即无论 ϕ 取何值, 两个上能级的占据数随时间的演变规律不变. 这时两个上能级的占据数将只能存储驱动场强度的信息. 当原子初始处于上能级 $|a_1\rangle$ 和 $|a_2\rangle$ 的叠加态时, ϕ 将对 $|A_1(t)|^2$ 和 $|A_2(t)|^2$ 产生影响. 比较图 8(a) 与图 10(a) 和(b), 可知: 当 $A_j > 0$ 时, 随着 $\sin 2\phi$ 由小到大变化时, $|A_1(t)|^2$, $|A_2(t)|^2$ 也将由小到大变化. 当 $\phi = \pi/4$ 时, $|A_1(t)|^2$, $|A_2(t)|^2$ 可达最大值; 当 $\phi = -\pi/4$ 时, $|A_1(t)|^2$, $|A_2(t)|^2$ 取最小值. 由此可知 ϕ 可增大或减小 $|A_1(t)|^2$, $|A_2(t)|^2$, 因此两个上能级的占据数能存储驱动场强度和入射位相的信息. 可利用这一性质制成光学存储器, 这与文献[13]是一样的.

总之, 在双光子驱动场作用下光子晶体中三能级原子的自发发射, 由于量子干涉和光

的局域化作用, 两个上能级中的占据数将具有周期振荡或准周期振荡的性质, 这不仅依赖于两个上能级与禁带的相对位置, 也依赖于原子的初始状态, 同时还受驱动场的强度、驱动场的入射位相影响. 这些性质与真空中带有驱动场的三能级原子的自发发射性质不同, 也与无驱动场作用下光子晶体中三能级原子的自发发射性质有差别.

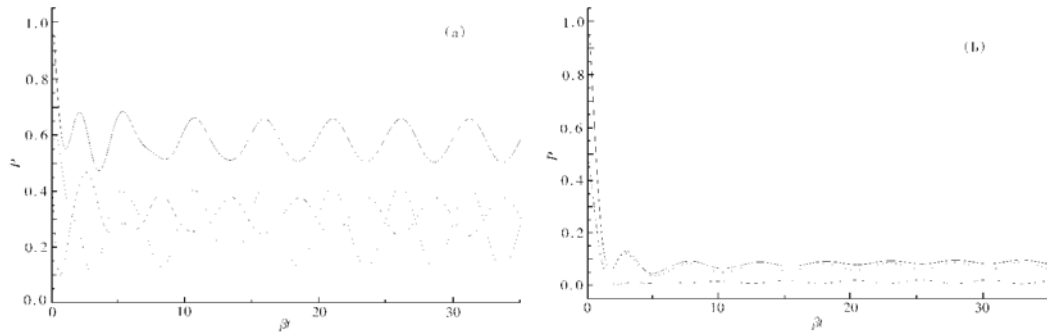


图 10 $\Omega^2 = 1.0\beta$, $\omega_{12} = 1.0\beta$, $\omega_{1c} = 0.4\beta$, $|\Psi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a_1\rangle + |a_2\rangle)$, $\phi = \pi/8$ (a), $\phi = -\pi/4$ (b) 上能级占据数随时间的演化 图注同图 7(a)

通过改变光子晶体的环境使光子晶体的能带位置发生变化, 或通过外界作用改变上能级的位置, 这样就可以改变能带和能级的相对位置, 复数根将由零变成一个、两个、三个, 而每个复根将会产生一个传播脉冲, 从而控制有一个、两个、三个或没有传播脉冲出现在辐射场中, 进而起到多通道开关的作用. 两个上能级的占据数受驱动场强度和入射位相影响, 可利用这一性质制成光学存储器.

本文讨论了在双光子驱动场作用下光子晶体中三能级原子的自发发射. 对两个上能级的占据数的性质作了研究, 对可能应用作了简要讨论.

感谢朱诗尧教授和陈 鸿教授有益的讨论和帮助.

- [1] O. Kocharovskaya, *JETP Lett.*, **48**(1988), 630; S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1033; M. O. Scully, S. Y. Zhu, A. Garridiles, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2813.
- [2] S. E. Harris *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1107.
- [3] S. Y. Zhu, M. O. Scully, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 388; H. R. Xia, C. Y. Ye, S. Y. Zhu, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 1032.
- [4] S. John, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2169; E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 2059; S. John, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 2486.
- [5] E. Yablonovitch, T. Gmitter, *Phys. Rev. Lett.*, **63**(1989), 1950; K. M. Ho, C. T. Chan, C. M. Soukoulis, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 3152; E. Yablonovitch, T. Gmitter, K. M. Leung, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 2295; G. Kweon, N. M. Lawandy, *J. Mod. Opt.*, **41**(1994), 311; U. Grunig, V. Lehmann, C. M. Engelhardt, *Appl. Phys. Lett.*, **66**(1995), 3254; I. I. Tarhan, G. H. Watson, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 315.
- [6] J. P. Dowling, C. M. Bowden, *J. Opt. Soc. Am.*, **B10**(1993), 353; M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden, M. J. Bloemer, *Phys. Rev. Lett.*, **73**(1994), 1368.

- [7] C. C. Cheng, V. Arbet-Engels, A. Scherer, E. Yablonovitch, *Phys. Scr.*, **T68**(1997), 17.
- [8] S. John, J. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 2418; S. John, J. Wang, *Phys. Rev.*, **B43**(1991), 12772.
- [9] S. John, T. Quang, *Phys. Rev.*, **A50**(1994), 1764.
- [10] S. John, T. Quang, *Phys. Rev. Lett.*, **74**(1995), 3419; S. John, T. Quang, *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 1320; S. John, T. Quang, *Phys. Rev. Lett.*, **78**(1997), 1888.
- [11] S. Bay, P. Lambropoulos, K. Molmer, *Opt. Commun.*, **132**(1996), 237; S. Bay, P. Lambropoulos, K. Molmer, *Phys. Rev.*, **A55**(1997), 1485.
- [12] S.-Y. Zhu, H. Chen, H. Huang, *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1997), 205.
- [13] T. Quang, M. Woldeyohannes, S. John, *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1997), 5238.

SPONTANEOUS EMISSION FROM A DRIVEN ATOM EMBEDDED IN A PHOTONIC CRYSTAL

XIE SHUANG-YUAN^{b)} YANG YA-PING^{a)b)} LIN ZHI-XIN^{b)} WU XIANG^{a)b)}

^{a)} (China Center of Advanced Science and Technology (CCAST) (World Laboratory), Beijing 100080)

^{b)} (Department of Physics, Tongji University, Shanghai 200092)

(Received 11 September 1998)

ABSTRACT

We have studied the spontaneous emission from a three-level atom with an external-driving field in a photonic crystal. As a result of quantum interference and photon localization, the population in the two upper levels displays quasi-oscillatory or oscillatory behavior. This depends on the initial atomic state and the relative positions of the two upper levels from the forbidden gap. The intensity and the phase of the external field can affect spontaneous emission from the atom. The properties are different from a three-level atom either in vacuum or in a photonic crystal without an external driving field.

PACC: 4270; 4250; 3280