

光子晶体中三能级原子的自发发射

羊亚平¹⁾²⁾ 林志新²⁾ 谢双媛²⁾ 冯伟国¹⁾²⁾ 吴 翔¹⁾²⁾

¹⁾(中国高等科学技术中心(世界实验室), 北京 100080)

²⁾(同济大学物理系, 上海 200092)

(1998 年 5 月 25 日收到; 1998 年 8 月 7 日收到修改稿)

讨论了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, 两个上能级中的粒子数布居将具有周期振荡或准周期振荡, 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, 且有别于真空中三能级原子的自发发射性质.

PACC: 3280

1 引 言

光子晶体是一种人造的具有周期性的介质结构, 它具有一些特殊的性质: 在它的能带中, 可以有一个或多个完整的光子能隙, 频率处于能隙中向各个方向传播的电磁波将被禁止; 辐射波的色散关系以及电磁波模密度也都发生了改变^[1-4]. 这些性质将在许多方面得到应用, 同时也使处于这种环境中的一些物理过程出现许多异常而有趣的现象, 如光的局域化, 光子-原子束缚态^[5], 部分稳态原子居于激发态^[6]等等. 因此, 近年来, 光子晶体中原子的自发发射引起了人们的广泛兴趣^[5-9].

关于三能级原子自发发射, Zhu, Chen 和 Huang^[9]指出, 两上能级跃迁之间的量子干涉将导致大振幅的准周期振荡, 但该文仅考虑了一种特殊情况: 能带的截止频率在两个上能级对应频率的中心. 本文将就能带的截止频率在其它位置时展开讨论, 研究发现: 随着能带与能级相对位置的改变, 自发发射的性质也将出现变化. (1) 从辐射场来看, 随着相对位置的改变, 局域场中的局域模可以由一个变为二个, 这将会影响上能级的粒子数布居; 在传播场中, 随着相对位置的变化, 传播脉冲的模式可以由零变为一个, 甚至进一步变为二个等. 这种变化有可能被用于多通道光子开关的设计. (2) 从上能级的粒子数布居来看, 随着相对位置的改变, 粒子数布居将可能出现周期振荡或准周期振荡. 随着时间的推移, 周期振荡将保持一定的振幅而不衰减, 而准周期振荡的振幅将衰减至零. 当然, 粒子数布居还依赖于原子的初始状态. 对于以上各类性质出现的相应的判据, 以及上能级粒子数布居在某些情况下取极大值和极小值的条件, 本文将给予详细说明.

2 主要公式

考虑处于光子晶体中的一个三个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). 在旋波近似下, 系统的哈密顿量为

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

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

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

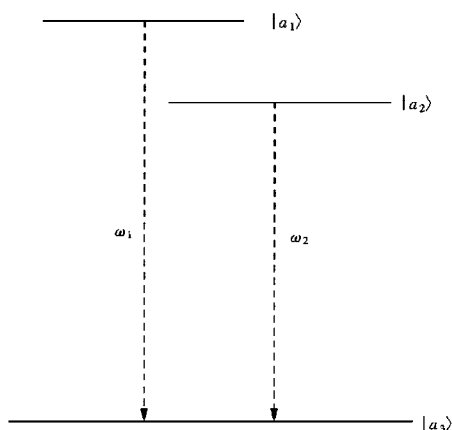


图 1 三能级原子

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 ; $g_k^{(i)} = \frac{\omega_i d_i}{\hbar} \left[\frac{\hbar}{2\epsilon_0 \omega_k V_0} \right]^{1/2} \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{u}_{d_i}$, 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^[5,6] $\omega_k = \omega_c + A(k - k_0)^2$, 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, 则哈密顿量将决定原子的自发发射. 在任意时刻 t , 系统的状态矢量可写为

$$|\Psi(t)\rangle = A_1(t) e^{-i\omega_1 t} |a_1\rangle |0\rangle_f + A_2(t) e^{-i\omega_2 t} |a_2\rangle |0\rangle_f + \sum_k B_k(t) e^{-i\omega_k t} |a_3\rangle |1_k\rangle_f, \quad (2)$$

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, $B_k(0) = 0$.

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

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} A_1(t) &= - \sum_k g_k^{(1)} B_k(t) e^{-i(\omega_k - \omega_1)t}, \\ \frac{\partial}{\partial t} A_2(t) &= - \sum_k g_k^{(2)} B_k(t) e^{-i(\omega_k - \omega_2)t}, \\ \frac{\partial}{\partial t} B_k(t) &= g_k^{(1)} A_1(t) e^{i(\omega_k - \omega_1)t} + g_k^{(2)} A_2(t) e^{i(\omega_k - \omega_2)t}. \end{aligned} \quad (3)$$

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, 可得振幅 $A_1(t)$ 和 $A_2(t)$ 的拉普拉斯变换形式如下:

$$\begin{cases} A_1(s) = \frac{A_1(0)(s - i\omega_{12} + \gamma_{22}) - A_2(0)\gamma_{12}}{(s + \gamma_{11})(s - i\omega_{12} + \gamma_{22}) - (\gamma_{12})^2}, \\ A_2(s - i\omega_{12}) = \frac{A_2(0)(s + \gamma_{11}) - A_1(0)\gamma_{12}}{(s + \gamma_{11})(s - i\omega_{12} + \gamma_{22}) - (\gamma_{12})^2}. \end{cases} \quad (4)$$

这里

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

利用色散关系,并把求和转化为积分 $\sum_k' \rightarrow \frac{V_0}{(2\pi)^3} \int d^3 k$, 可求得 $\gamma_{mm} = \frac{\beta_m^{3/2}}{i\sqrt{-is - \omega_{1c}}} (\beta_m$
 $= \frac{(\omega_m d_m)^2 k_0^3}{6\pi \epsilon_0 \hbar \omega_c^{3/2}}, m = 1, 2)$; 当两个跃迁的偶极矩相互平行时, $\gamma_{12} = \frac{(\beta_1 \beta_2)^{3/4}}{i\sqrt{-is - \omega_{1c}}}$; 当它

们反平行时, $\gamma_{12} = -\frac{(\beta_1 \beta_2)^{3/4}}{i\sqrt{-is - \omega_{1c}}}$; 当它们相互垂直时, $\gamma_{12} = 0$. 值得注意的是, 这里

$\sqrt{-is - \omega_{1c}}$ 的相角在 γ 的计算过程中已经被定义, 即 $-\pi/2 < \arg(\sqrt{-is - \omega_{1c}}) < \pi/2$. 这在一些文献中没有受到应有的重视. 实际上, 这将影响拉普拉斯反演以及极点的讨论. 并定义 $\omega_{12} = \omega_1 - \omega_2$, $\omega_{1c} = \omega_1 - \omega_c$, $\omega_{2c} = \omega_2 - \omega_c$.

在以下的讨论中, 假定两个跃迁的偶极矩相互平行(反平行时与平行时的讨论在形式上相似, 若将 $A_2(0)$ 替换成 $-A_2(0)$, 得到的结果将完全相同; 垂直时, 两个上能级的发射将相互独立, 可近似看作两个二能级原子, 当然, 初始时二能级原子的上能级粒子数布居并不一定为 1. 关于二能级原子的自发发射, 在文献[6]中已有讨论), 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

$$A_1(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} A_1(s) e^{st} ds, \quad A_2(t) = \frac{e^{-i\omega_{12}t}}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} A_2(s - i\omega_{12}) e^{st} ds. \quad (5)$$

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 $G(s) = s(s - i\omega_{12}) + \frac{(2s - i\omega_{12})\beta^{3/2}}{i\sqrt{-is - \omega_{1c}}} = 0$ 在区域 $(\text{Im}(s) < \omega_{1c}, \text{Re}(s) < 0)$ 范

围之外的根; 2) 方程 $H(s) = s(s - i\omega_{12}) + \frac{(2s - i\omega_{12})\beta^{3/2}}{\sqrt{is + \omega_{1c}}} = 0$ 在区域 $(\text{Im}(s) < \omega_{1c},$

$\text{Re}(s) < 0)$ 范围内的根. 通过数值计算可知, 极点至多有三个, 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. 对于纯虚根, 可以进行严格证明: 当 $\omega_{1c} \geq -\omega_{2c}$ 时, 有且仅有一个纯虚根; 当 $\omega_{1c} < -\omega_{2c}$ 时, 有且仅有两个纯虚根. 对于其它一般复数根, 很难用解析形式来推导判断, 故借助于数值计算, 寻找复数根存在的临界

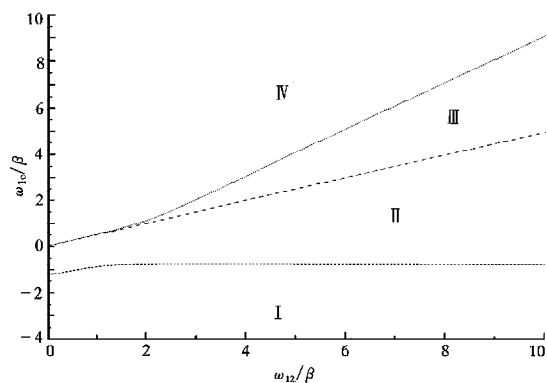


图 2 极点分布的区域

位置. 在图 2 中, 我们利用计算结果画出了三条曲线, 将整个空间划分成了四个区域: 在区域 I 中, 仅有两个纯虚根存在; 在区域 II 中以及区域 I 与 II 的交线上, 存在两个纯虚根和一个复根; 在区域 III 中以及区域 II 与 III 的交线上, 存在一个纯虚根和一个复根; 在区域 IV 中以及 III 与 IV 的交线上, 有一个纯虚根和两个复根存在. 且复根的实部小于零, 虚部小于 ω_{1c} ; 纯虚根的虚部大于 ω_{1c} . 假设极点的虚部为 b , 则与此对应频率为 $\omega_1 - b$. 如果 $\omega_1 - b < \omega_c$, 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 $\omega_1 - b > \omega_c$, 则该频率处于导带中, 相应的缀饰态代表传播模式.

由残数定理, 振幅可写为

$$A_{1,2}(t) = A_{1,2}^{(1)}(t) + A_{1,2}^{(2)}(t) + A_{1,2}^{(3)}(t) + A_{1,2}^{(4)}(t), \quad (6)$$

其中 $A_{1,2}^{(1)}(t)$ 和 $A_{1,2}^{(2)}(t)$ 来源于第一、二个极点, $A_{1,2}^{(3)}(t)$ 来源于第三个极点, 如果没有第三个极点, 这一项为零, $A_{1,2}^{(4)}(t)$ 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.

3 主要结果

首先, 我们讨论两个上能级中的粒子数布居 $P_1 = |A_1(t)|^2$ 和 $P_2 = |A_2(t)|^2$.

3.1 $\omega_{1c} = -\omega_{2c}$

本文是利用数值计算的方法进行研究的, 为了检验该方法的可靠性, 我们首先讨论 $\omega_{1c} = -\omega_{2c}$ 的情形, 以便与文献[9]的结果进行比较. 此时能带与能级的相对位置关系位于图 2 中 II 与 III 的交线上, 存在两个极点, 其中一个是纯虚根, 一个是复根. 因此, 根据 (6) 式, $A_{1,2}(t)$ 可以写成

$$A_{1,2}(t) = A_{1,2}^{(1)}(t) + A_{1,2}^{(2)}(t) + A_{1,2}^{(4)}(t).$$

取与文献[9]相同的参数: $\omega_{12} = 2\beta$, $\omega_{1c} = \beta$; 原子的初始状态为 (a) $|\Psi(0)\rangle = |a_2\rangle$; (b) $|\Psi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a_1\rangle + |a_2\rangle)$. 经过数值计算, 可以得到上能级粒子数布居随时间的演化情况, 见图 3. 与文献[9]中相比较, 可以清楚地看到, 结果是完全相同的, 这也就从一个侧面佐证了本文数值计算的可靠性.

3.2 $\omega_{1c} > -\omega_{2c}$

设此时极点为 s_1 , s_2 和 s_3 (如果存在第三个极点). $\omega_{1c} > -\omega_{2c}$, 可以解析地证明, 这

些极点中有且仅有一个是纯虚数,不妨令 $s_1 = i b_1$, 则 $\omega_1 - b_1 < \omega_c$, 其对应频率在能隙内, 缀饰态是衰减的光子-原子束缚态, 并且是局域的. 第二个极点 $s_2 = a_2 + i b_2$, 且 $a_2 < 0$, $\omega_1 - b_2 > \omega_c$, 则对应的缀饰态是导带中的传播模式, 并且随时间衰减. 如果存在第三个极点, $s_3 = a_3 + i b_3$, $a_3 < 0$, $\omega_1 - b_3 > \omega_c$, 其结果与 s_2 相似. $A^{(4)}(t)$ 是频率为 ω_c 的准缀饰态, 它也随时间衰减. 总的来说, $\omega_{1c} \geq \omega_{2c}$ 时, 在局域场内只有一个局域模式, 在辐射场内有一个或两个传播模式. 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粒子数布居的准周期振荡 (见图 4). 图 4 表明, 粒子数布居振荡的振幅随着时间而衰减.

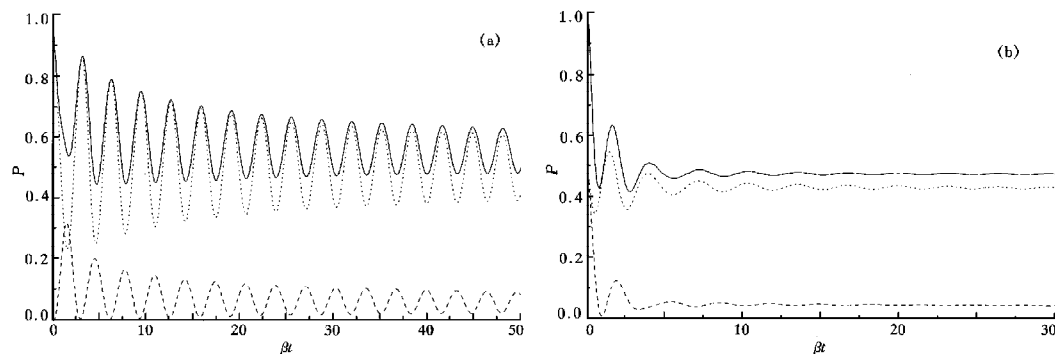


图 3 $\omega_{12} = 2\beta$, $\omega_{1c} = \beta$ 时, 上能级粒子数布居随时间的演化 (a) 为 $|\Psi(0)\rangle = |a_2\rangle$; (b) 为 $|\Psi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a_1\rangle + |a_2\rangle)$; --- 为 P_1 ; ... 为 P_2 ; —— 为 $P_1 + P_2$

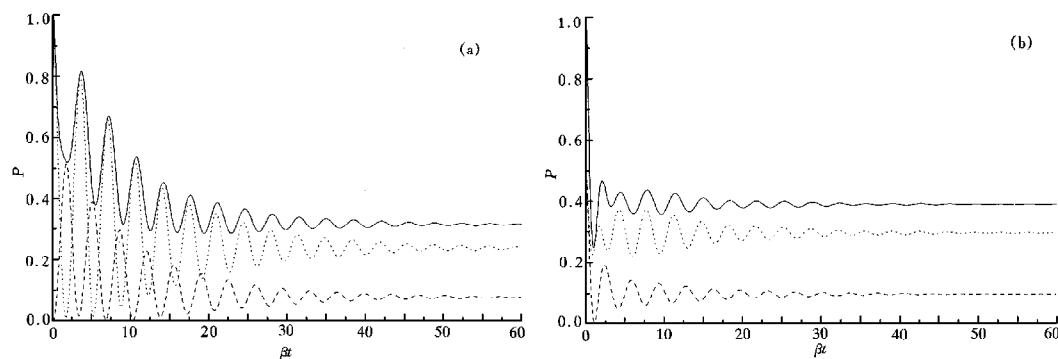


图 4 $\omega_{12} = \beta$, $\omega_{1c} = 0.9\beta$ (位于图 2 区域 IV 中), 上能级粒子数布居随时间的演化 (a) 为 $|\Psi(0)\rangle = |a_2\rangle$; (b) 为 $|\Psi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a_1\rangle + |a_2\rangle)$; 图注同图 3

当时间趋向无穷时, 方程(6)等号右端只有第一项对粒子数布居有贡献, 其余项则可以忽略. 因此, 准周期振荡的振幅趋向于零, 两个上能级中的粒子数布居趋向于常数 P_{10} 和 P_{20} . 实际上, 光子-原子束缚态将使部分粒子稳据于激发态. 当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 $\frac{A_1(0)}{A_2(0)} = -\frac{b_1}{b_1 - \omega_{12}}$ 时, P_{10} 和 P_{20} 取最小值, 且为零 (见图 5). 此时, 两个上能级中的粒子数布居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 $\frac{A_{10}}{A_{20}} = \frac{b_1 - \omega_{12}}{b_1}$ 时, P_{10} 和 P_{20} 取最大值 (见图 6). 尽管两个上能级中的粒子数布居依赖于初态, 但它们的比率与初态无关, 可以证明, $\frac{P_{10}}{P_{20}} = \left| \frac{b_1 - \omega_{12}}{b_1} \right|^2$.

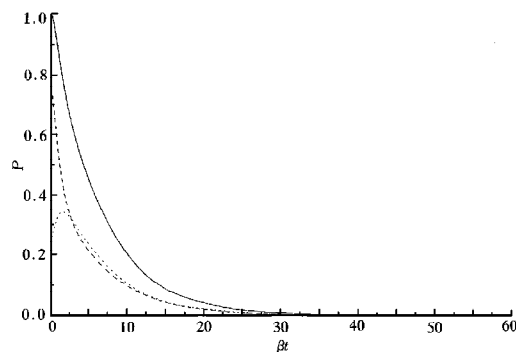


图 5 $\omega_{12} = \beta$, $\omega_{1c} = 0.9\beta$ (位于图 2 区域 IV 中), 上能级粒子数布居随时间的演化 $|\Psi(0)\rangle = 0.8693|a_1\rangle - 0.4942|a_2\rangle$; 图注同图 3

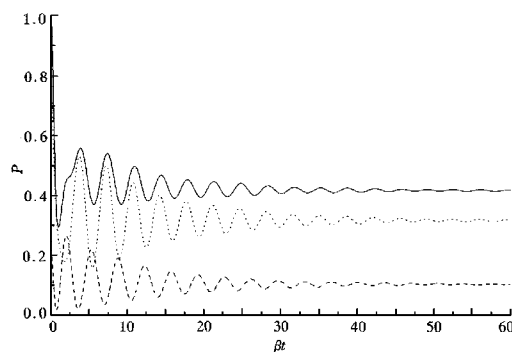


图 6 $\omega_{12} = \beta$, $\omega_{1c} = 0.9\beta$ (位于图 2 区域 IV 中), 上能级粒子数布居随时间的演化 $|\Psi(0)\rangle = 0.4942|a_1\rangle + 0.8693|a_2\rangle$; 图注同图 3

3.3 $\omega_{1c} < -\omega_{2c}$

在这种情况下, 同样可以证明, 将有两个极点是纯虚数, 令 $s_1 = ib_1$, $s_2 = ib_2$, 且 $\omega_1 - b_j < \omega_c$ ($j=1,2$). 相应的缀饰态是两个无衰减的光子-原子束缚态, 即局域场中有两个局域模式. 如果第三个极点存在, 则令 $s_3 = a_3 + ib_3$, 且有 $a_3 < 0$ 和 $\omega_1 - b_3 > \omega_c$. 相应的缀饰态是衰减的传播态. 所以, $\omega_{1c} < -\omega_{2c}$ 时, 辐射场中有两个局域模式, 有一个或没有传播模式. 以上模式与准缀饰态之间的量子干涉决定了上能级中的粒子数布居随时间的演化. 图 7 是上能级粒子数布居随时间的演化曲线. 从图 7 中可以看到, 随着时间增加, 上能级中的粒子数布居将作周期振荡. 这是由于传播态和准缀饰态随时间衰减为零, 两个局域模之间的干涉引起了周期振荡. 两上能级及总的粒子数布居具有周期振荡表明, 局域场之间及它们与原子之间在不断地交换能量. 当然, 两上能级粒子数布居的比率也将随着时间而变化.

在取某些特殊的初始状态时, 粒子数布居的周期振荡将会退化. 可以证明, 当 $\frac{A_1(0)}{A_2(0)} = -\frac{b_j}{b_j - \omega_{12}}$ ($j=1,2$) 时, 两个光子-原子束缚态中的一个将会消失, 随着时间的增加, 粒子数布居趋向于常数 (见图 8).

因此, 比较图 3, 4, 7 可以看到: 当 $\omega_{1c} > -\omega_{2c}$ 时, 两个上能级中的粒子数布居表现为

准周期振荡,其振荡幅度将随着时间衰减为零,即粒子数布居趋向一常数;当 $\omega < -\omega_{2c}$ 时,它们表现为周期振荡,即使当时间很久,其振荡幅度将保持一定大小;而当 $\omega = -\omega_{2c}$ 时,振荡的振幅也将衰减,但衰减的速度较慢,是由周期振荡到准周期振荡的过渡情况.

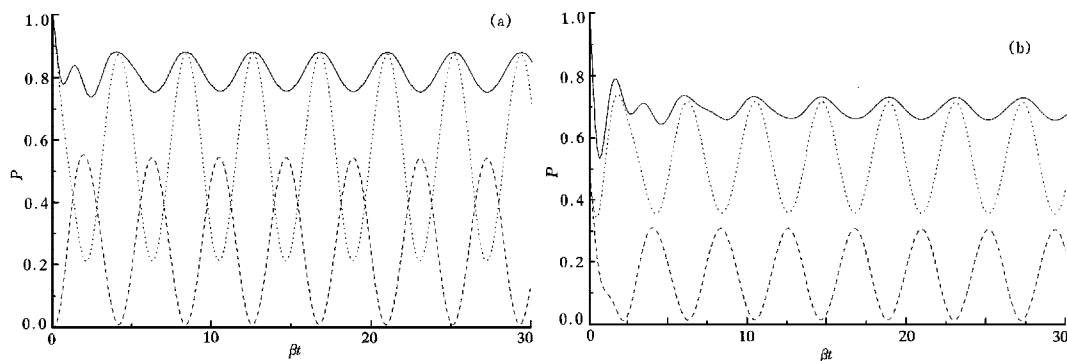


图 7 $\omega_{12} = \beta$, $\omega_{1c} = -\beta$ (位于图 2 区域 I 中), 上能级粒子数布居随时间的演化 (a) 为 $|\Psi(0)\rangle = |a_2\rangle$;

(b) 为 $|\Psi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a_1\rangle + |a_2\rangle)$; 图注同图 3

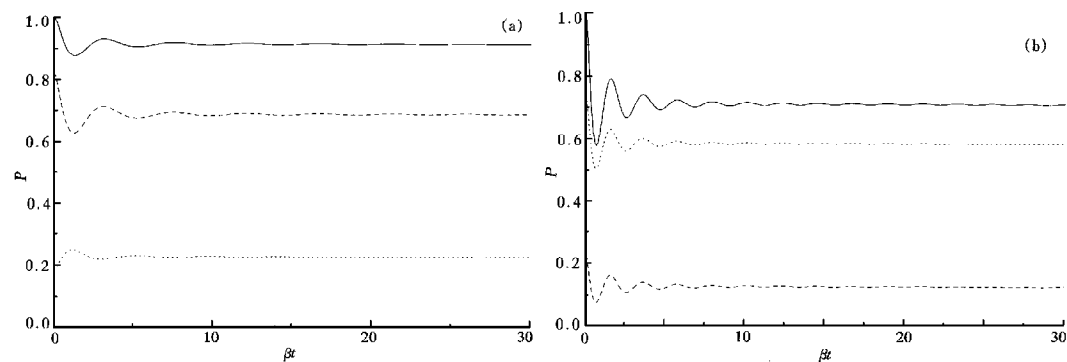


图 8 $\omega_{12} = \beta$, $\omega_{1c} = -\beta$ (位于图 2 区域 I 中), 上能级粒子数布居随时间的演化 (a) 为 $|\Psi(0)\rangle = 0.9072|a_1\rangle - 0.4207|a_2\rangle$; (b) 为 $|\Psi(0)\rangle = 0.4978|a_1\rangle + 0.8673|a_2\rangle$; 图注同图 3

从辐射场来看,当能带与能级的相对位置由图 2 中的区域 I, 经过区域 II, III 而到达区域 IV 时,复根将由零个变成一个,两个.而每个复根将会产生一个传播脉冲^[9].因此,传播场中的脉冲模将从没有变成一个,继而变成两个.

若改变光子晶体的环境(如加入电磁场),使光子晶体的介电常量发生变化,则光子晶体的能带位置可以发生变化.当然,也可以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,从而控制有一个、两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.

本文讨论了光子晶体中三能级原子的自发发射. 对两个上能级粒子数布居的性质以及受初态的影响作了研究, 并对辐射场的性质及可能应用作了简要的讨论.

感谢朱诗尧教授和陈 鸿教授有益的讨论和帮助.

- [1] S. John, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2169; E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 2059; S. John, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 2486.
- [2] 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.
- [3] 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.
- [4] C. C. Cheng, V. Arbet-Engels, A. Scherer, E. Yablonovitch, *Phys. Scr.*, **T68**(1997), 17.
- [5] S. John, J. Wang, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 2418; S. John, J. Wang, *Phys. Rev.*, **B43**(1991), 12772.
- [6] S. John, T. Quang, *Phys. Rev.*, **A50**(1994), 1764.
- [7] 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; T. Quang, M. Woldeyohannes, S. John, *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1997), 5238.
- [8] S. Bay, P. Lambropoulos, K. Molmer, *Opt. Commun.*, **132**(1996), 237; S. Bay, P. Lambropoulos, K. Molmer, *Phys. Rev.*, **A55**(1997), 1485.
- [9] S.-Y. Zhu, H. Chen, H. Huang, *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1997), 205.

SPONTANEOUS EMISSION FROM A THREE-LEVEL ATOM IN PHOTONIC CRYSTAL

YANG YA-PING^{a),b)} LIN ZHI-XIN^{b)} XIE SHUANG-YUAN^{b)} FENG WEI-GUO^{a),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 25 May 1998; revised manuscript received 7 August 1998)

ABSTRACT

Spontaneous emission from a three-level atom in a photonic crystal is investigated. As a result of quantum interference and photon localization, the populations in the two upper levels displays oscillatory or quasioscillatory behavior. This depends on the relative position of the two upper levels from forbidden gap and the initial state of atom. These Properties differ from those of three-level atom in vacuum.

PACC: 3280