

各向异性光子晶体中 Λ 型原子动力学性质研究*

黄仙山 羊亚平

(同济大学物理系, 上海 200092)

(2004 年 10 月 26 日收到, 2005 年 1 月 31 日收到修改稿)

讨论了各向异性光子晶体中外驱动场作用下 Λ 型原子的动力学性质及辐射谱特性. 通过理论分析和数值计算发现, 原子上下能级的布居数将出现准周期性振荡的性质, 其振荡的频率和振荡的幅度与上能级的耗散系数 γ , 驱动场的作用强度, 驱动场和共振频率失谐度 δ 等相关; 原子上能级与光子晶体带边的相对位置将直接影响到原子自发辐射的模式. 此外, 从辐射谱的角度分析光子晶体对原子周围辐射场的特性及其传输性质的影响.

关键词: 光子晶体, 布居数, 辐射谱

PACC: 4250, 3280, 4270

1. 引言

光与原子的相互作用是量子光学研究的重要内容之一. 在外场的驱动下, 原子系统的演化将呈现许多新的量子特性和现象, 诸如原子布居数的周期崩塌与回复^[1], 电磁自感透明^[2], 原子的相干布居囚禁^[3], 粒子数无反转光放大^[4]等.

光子晶体是一种人工设计的具有光子能带和能隙的周期性介电材料, 频率处于禁带中朝各个方向传播的电磁波将被禁止. 光与原子的相互作用受到其所处环境的影响, 因此处于光子晶体中的原子与光场相互作用将出现许多新的现象, 比如光的局域化^[5], 光子-原子束缚态^[6,7], 激发态出现稳定原子^[8], 巨 Lamb 移动^[9]等. 这为控制光的发射、传播和实现光的存储提供了很好的理论设想和试验依据, 它在光电器件和光学芯片方面有着诱人的应用前景.

本文将讨论在各向异性光子晶体中受驱动场作用的 Λ 型原子动力学性质和辐射谱特性. 在以往已有的研究中, 文献 [10] 考虑了各向同性光子晶体中 Λ 型原子系统中的相干现象, 文献 [11] 则考虑了缺陷模存在时的原子相干性质. 本文则着重讨论原子的动力学性质及辐射谱, 本文给出基本理论和主要公式, 考察原子上下能级布居数的变化情况, 在驱动场的作用下, 上下能级的布居数出现准周期性振荡

的性质, 且上能级的耗散系数 γ , 驱动场强度, 驱动场和共振频率失谐度 δ 将对布居数振荡的频率和幅度有很明显的调制作用; 研究了上能级与带边的相对位置对原子周围辐射模式的影响, 用辐射谱清晰给出辐射场局域模式, 传输模式和弥散模式随观察位置的演化.

2. 基本理论

考虑一个处于各向异性光子晶体中并在驱动场作用下的 Λ 型原子系统, 如图 1 所示. 假定原子初态处于基态 $|0\rangle$, 激发态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的共振频率处于光子晶体带边附近, 而基态 $|0\rangle$ 与激发态 $|1\rangle$ 之间的共振频率远离能隙带边, δ 是驱动场频率 ω_l 与 $|0\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 共振频率 ω_{10} 之间的失谐度, $\delta = \omega_l - \omega_{10}$. 在偶极近似和旋波近似下, 系统的哈密顿量可以表示成

$$\begin{aligned} H = & \sum_{\lambda=0}^2 \hbar\omega_{\lambda} |\lambda\rangle\langle\lambda| + \sum_k \hbar\omega_k a_k^{\dagger} a_k \\ & + i\hbar\Omega (e^{-i\omega_l t} |1\rangle\langle 0| - e^{i\omega_l t} |0\rangle\langle 1|) \\ & + i\hbar \sum_k g_k (a_k^{\dagger} |2\rangle\langle 1| - a_k |1\rangle\langle 2|) \\ & - i\hbar \frac{\gamma}{2} |1\rangle\langle 1|, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 γ 表示原子由激发态能级 $|1\rangle$ 向其他能级的衰减系数, $\Omega = -\boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} E$ 为外驱动场 $\boldsymbol{\varepsilon} E$ 与跃迁偶极矩 $\boldsymbol{\mu}$ 之间的相互作用. k 表示电磁模的动量和极化;

* 国家自然科学基金 (批准号 90203007) 及上海市启明星跟踪计划 (批准号 04QMHI407) 资助的课题.

a_k^+ (a_k) 表示辐射场中第 k 个模式的产生算符(湮没算符); $g_k = \frac{\omega_{12} d_1}{\hbar} \left[\frac{\hbar}{2\epsilon_0 \omega_k V_0} \right]^{1/2} \mathbf{e}_k \cdot \mathbf{u}_{d_1}$, d_1 (\mathbf{u}_{d_1}) 为 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 的跃迁偶极矩 d_1 的大小(方向单位矢量), V_0 是量子化体积, \mathbf{e}_k 表示真空模 k 两个偏振方向的单位矢量, ω_k 表示辐射光子的频率, ϵ_0 为真空介电常数.

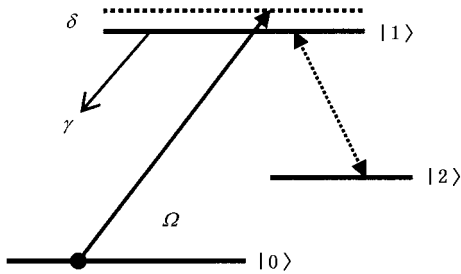


图1 Λ 型三能级原子

假定系统初始处于 $|0\rangle$ 态, 则任意时刻 t 系统状态矢量可以写成

$$|\psi(t)\rangle = A_0(t) e^{-i\omega_0 t} |0\rangle, \{0\} \\ + \sum_k A_2(t) e^{-i(\omega_k + \omega_2)t} |2\rangle, \{1_k\} \\ + A_1(t) e^{-i\omega_1 t} |1\rangle, \{0\}, \quad (2)$$

$|2\rangle, \{1_k\}$ 表示原子位于激发态 $|2\rangle$ 上并发射一个光子, $|1\rangle, \{0\}$ 和 $|0\rangle, \{0\}$ 分别表示原子位于激发态 $|1\rangle$ 和基态 $|0\rangle$ 上而没有光子产生. 由于系统的初始条件知道 $|A_0(0)|^2 = 1$, $A_1(0) = A_2(0) = 0$.

在倒格矢 \mathbf{k} 空间中, 各向异性的光子晶体带边附近的色散关系与特定的对称点有限集合 \mathbf{k}_0^i 相联系, 可近似表示为^[6]

$$\omega_k = \omega_c + A |\mathbf{k} - \mathbf{k}_0^i|^2, \quad (3)$$

ω_c 是能带带边的截止频率, A 是与晶体结构相关的常数.

将(1)和(2)式代入薛定谔方程, 可以得到 $A_i(t)$ ($i=0, 1, 2$) 随时间的演化方程

$$\frac{\partial}{\partial t} A_1(t) = -\frac{\gamma}{2} A_1(t) - \sum_k g_k A_2(t) e^{-i(\omega_k - \omega_{12})t} \\ + \Omega A_0(t) e^{-i\omega_1 - \omega_{10}t}, \quad (4a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} A_2(t) = g_k A_1(t) e^{i(\omega_k - \omega_{12})t}, \quad (4b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} A_0(t) = -\Omega A_1(t) e^{i(\omega_1 - \omega_{10})t}, \quad (4c)$$

其中 $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$. 利用拉普拉斯变换求解上述方程可以得到

$$A_1(s) = \Omega \mathcal{L}[(s + \gamma/2)(s + i\delta) + \Gamma(s + i\delta) + \Omega^2], \quad (5)$$

其中

$$\Gamma = \sum_k \frac{g_k^2}{s + i(\omega_k - \omega_{12})} \\ = \frac{-i\beta^{3/2}}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{-is - \omega_{1c}}}}, \quad [12]$$

$$\omega_{1c} = \omega_{12} - \omega_c,$$

$$\beta^{3/2} = \frac{(\omega_{12} d_1)^2}{8\pi\epsilon_0 \hbar A^{3/2}} \sum_i \sin^2 \theta_i,$$

θ_i 是原子偶极矩与 \mathbf{k}_0^i 之间的夹角. 利用拉普拉斯反演可得

$$A_1(t) = \sum_j \frac{\Omega e^{x_j^{(1)} t}}{F(x_j^{(1)})} + \sum_j \frac{\Omega e^{x_j^{(2)} t}}{G(x_j^{(2)})} - \frac{e^{i\omega_1 t}}{\pi} \\ \times \int_0^\infty \frac{\sqrt{ix} \mathcal{A}(\omega_c - ix) \mathcal{A}(x) e^{-xt}}{[B(x) \mathcal{Q}(\omega_c - ix) - i\mathcal{A}(x) \sqrt{\omega_c}]^2 + iC(x)x} dx, \quad (6)$$

$$\mathcal{A}(x) = -x + i(\omega_{1c} + \delta);$$

$$B(x) = (-x + i\omega_{1c} + \gamma/2)(-x + i(\omega_{1c} + \delta)) + \Omega^2,$$

$$F(x) = (x + \gamma/2)(x + i\delta) - \frac{i(x + i\delta)}{\sqrt{\omega_c + \sqrt{-\omega_{1c} - ix}}} + \Omega^2,$$

$$G(x) = (x + \gamma/2)(x + i\delta) - \frac{i(x + i\delta)}{\sqrt{\omega_c - i\sqrt{\omega_{1c} + ix}}} + \Omega^2.$$

$F'(x), G'(x)$ 分别为 $F(x), G(x)$ 的导数. $x_j^{(1)}$ 是方程 $F(x) = 0$ 在 $\text{Im}(x) > \omega_{1c}$ 或 $\text{Re}(x) > 0$ 范围内的根; $x_j^{(2)}$ 是方程 $G(x) = 0$ 在 $\text{Im}(x) < \omega_{1c}$ 且 $\text{Re}(x) < 0$ 范围内的根. 原子的动力学性质与根的取值情况紧密相关. 可以解析证明 $\gamma \neq 0$ 时没有纯虚根. 数值计算发现, 根的取值依赖于上能级与带边的相对位置、耗散系数、驱动场强度及失谐度 δ 等. 根的取值情况可以分成五个区域, 如图 2 所示, 区域 I, 两个根均为 $x_j^{(1)}$; 区域 II, 一个 $x_j^{(1)}$ 根和一个 $x_j^{(2)}$ 根; 区域 III, 两个 $x_j^{(2)}$ 根; 区域 IV, 一个 $x_j^{(1)}$ 根; 区域 V, 一个 $x_j^{(2)}$ 根. 对于根 $x_j^{(1)}, x_j^{(2)}$, 其相应的辐射场频率为 $\omega_{12} - x_j^{(1)} < \omega_c$ ($\omega_{12} - x_j^{(2)} > \omega_c$) 处于带隙中(导带中), 相应的辐射场是局域场(传输场).

空间某点 \mathbf{r} 处的辐射场可以表示为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_k \sqrt{\frac{\hbar \omega_k}{2\epsilon_0 V}} e^{-i(\omega_k t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} A_2(t) \mathbf{e}_k. \quad (7)$$

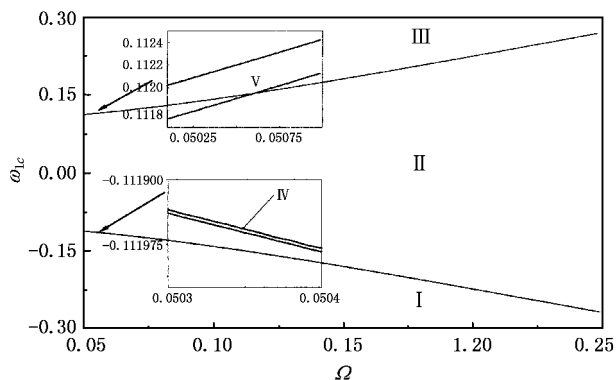


图2 根分布 $\delta = 0.1, \gamma = 0.001$, 各量均以 β 为单位

由(4)(6)和(7)式有

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum_j E_j(\mathbf{r}, t) + \sum_j E_{p_j}(\mathbf{r}, t) + E_d(\mathbf{r}, t),$$

即总的场强可以分成局域场,传输场和弥散场^[12]三种传播模式.

3. 布居数演化性质

为讨论失谐度 δ 、上能级耗散系数、驱动场强度及原子能级相对于能带位置等因数对原子动力学性质的

影响,我们考察处于激发能级 $|1\rangle$ 和基态能级 $|0\rangle$ 布居数随时间的演化性质,即 $P_1 = |A_1(t)|^2$ 和 $P_0 = |A_0(t)|^2$.

图3描述了不同失谐度 δ 的情况下 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 的布居数的演化情况. 由于上能级耗散系数为零而原子能级 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 的相对位置远在带隙中($|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 之间的跃迁被禁戒),因此原子布居数主要留在 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 能级. 由于驱动场相互作用,原子吸收光子由基态 $|0\rangle$ 跃迁到激发态 $|1\rangle$,再由激发态发射光子而跃迁到基态,因此原子在基态和激发态间往复跃迁振荡,布居数出现周期性振荡(当耗散系数不为零时,将呈现准周期振荡). 驱动场频率和原子共振 ω_{10} 越靠近,原子被激发的概率将增加,振荡的幅值也越大;反之,在失谐度 δ 比较大的情况下,振荡的幅值将减小. 此外,布居数振荡的频率随着失谐度 δ 增大而增加.

在实际的原子系统中,当其处在基态时是最稳定的,而处于激发态的原子由于自发辐射,原子间的碰撞等诸多因素导致激发态原子的衰变. 图4考虑了上能级在不同的耗散背景下的布居数随时间演化的情况. 很显然,布居数呈现准周期振荡的特性.

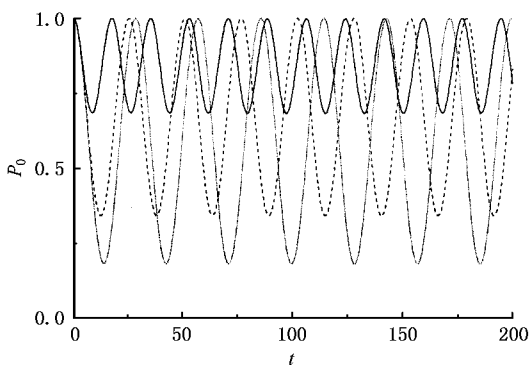
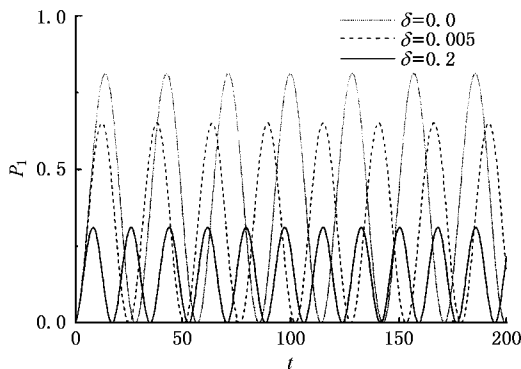


图3 基态能级 $|0\rangle$ 和激发态能级 $|1\rangle$ 布居数在不同 δ 时随时间的演化 ($\Omega = 0.1, \gamma = 0.0, \omega_{1c} = -0.29$ 各量均以 β 为单位)

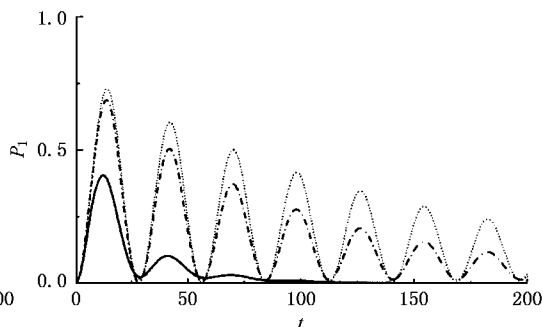
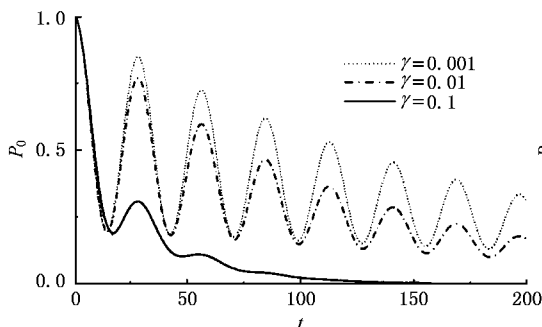


图4 基态能级 $|0\rangle$ 和激发态能级 $|1\rangle$ 布居数在 γ 影响下随时间演化 ($\Omega = 0.1, \delta = 0.0, \omega_{1c} = 0.5$, 各量均以 β 为单位)

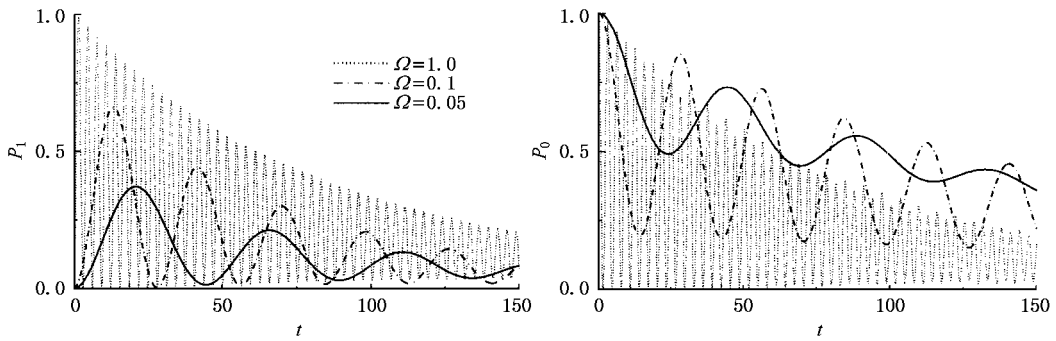


图 5 基态能级 $|0\rangle$ 和激发态能级 $|1\rangle$ 布居数在不同 Ω 时随时间演化 ($\delta=0.0, \gamma=0.01, \omega_{1c}=1.055$, 各量均以 β 为单位)

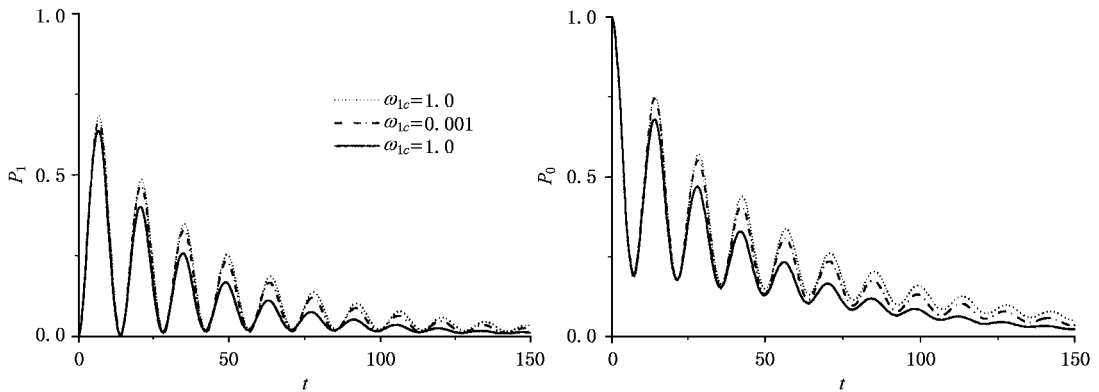


图 6 上能级与带边的相对位置 ω_{1c} 对布居数的影响 ($\Omega=0.2, \delta=0.1, \gamma=0.05$, 各量均以 β 为单位)

由于存在背景耗散及 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 之间的跃迁, 处于上能级的原子会部分衰减到基态以外的其他能级, 上能级布居数的振荡幅值随着时间演化而衰减. 随着 γ 的增大, 衰减的速度加快, 但振荡的频率不变.

图 5 考虑了不同外驱动场强度对布居数的影响. 随着外场强度的增大, 原子电偶极矩和外场的作用增强, 基态的原子被激发到上能级的概率将增加, 布居数振荡幅值的衰减减慢, 振荡频率加快.

图 6 考察了跃迁频率 ω_{12} 与光子晶体带边的相对位置对布居数的影响. $\omega_{1c} = -1.0$ 时, 存在两个处于区域 I 的根, 原子周围对应存在两个衰减的局域场; $\omega_{1c} = 0.001$ 时两个根在区域 II, 存在一个衰减的局域场和一个传输场; $\omega_{1c} = 1.0$ 时两个根位于区域 III, 存在两个传输模式的场. 由于局域模式的场不

能传输, 而是聚集在原子周围, 不断与原子重新作用, 并交换能量, 仅通过耗散和弥散部分衰减, 所以布居数准周期振荡的振幅衰减较慢, 传播场将直接向外传播, 能量也随之传送远离原子, 布居数振幅衰减较快. 因此, 当跃迁频率 ω_{12} 从光子晶体能带深部向能隙深部移动的过程中, 原子布居数准周期振荡的振幅的衰减变慢.

4. 辐射谱

辐射场的谱线由下式决定:

$$S(\mathbf{r}, \omega) = \left| \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty dt \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t} \right|^2 = |F(\mathbf{r}, \omega)|^2. \quad (8)$$

利用 (8) 式对 (7) 式中的辐射场进行傅里叶变换, 可以得到

$$S(\mathbf{r}, \omega) = \left| \sum_{j=1}^2 F_{l_j}(\mathbf{r}, \omega) + \sum_{j=1}^2 F_{p_j}(\mathbf{r}, \omega) + F_d(\mathbf{r}, \omega) \right|^2, \quad (9)$$

$$F_{l_j} = -\frac{\mathbf{E}_0(\mathbf{r})}{2AF'(x_j^{(1)})} \cdot \frac{e^{-r\sqrt{(\omega_c - \omega)A}} \Theta(\omega_c - \omega) + e^{ir\sqrt{(\omega - \omega_c)A}} \Theta(\omega - \omega_c)}{i(\omega - \omega_{12} - ix_j^{(1)})},$$



$$F_{p_j} = -\frac{E_0(\mathbf{r})}{2AG'(x_j^{(2)})} \cdot \frac{e^{-r\sqrt{(\omega_c - \omega)\gamma A}} \Theta(\omega_c - \omega) + e^{ir\sqrt{(\omega - \omega_c)\gamma A}} \Theta(\omega - \omega_c)}{i(\omega - \omega_{12} - ix_j^{(2)})}$$

$$F_d = -\frac{E_0(\mathbf{r})}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\alpha(x)\sqrt{ix}\Omega(\omega_c - ix)}{[B(x)\chi(\omega_c - ix) - i\alpha(x)\sqrt{\omega_c}] + iC^2(x)x} dx$$

$$\times \frac{e^{-r\sqrt{(\omega_c - \omega)\gamma A}} \Theta(\omega_c - \omega) + e^{ir\sqrt{(\omega - \omega_c)\gamma A}} \Theta(\omega - \omega_c)}{i(\omega - \omega_c - ix)}$$

(9)式中,若 $x_j^{(1,2)}$ 不存在,则相应的项由零代替。 $\Theta(x)$ 是跳跃函数,即当 $x \geq 0$ 时 $\Theta(x) = 1$,否则 $\Theta(x) = 0$ 。定义辐射谱 $S(r, \omega) = S(\mathbf{r}, \omega) |A|^2 /$

$$|E_0(\mathbf{r})|^2$$
。其中, $E_0(\mathbf{r}) = [\omega_{12} \cdot d_1 (8\pi^2 \epsilon_0 r i)] \sum_j e^{ik_j^i \cdot r} [\boldsymbol{\mu}_{d_1} - \mathbf{k}_0^j (\mathbf{k}_0^j \cdot \boldsymbol{\mu}_{d_1}) / (\mathbf{k}_0^j \cdot \mathbf{k}_0^j)]$ 。

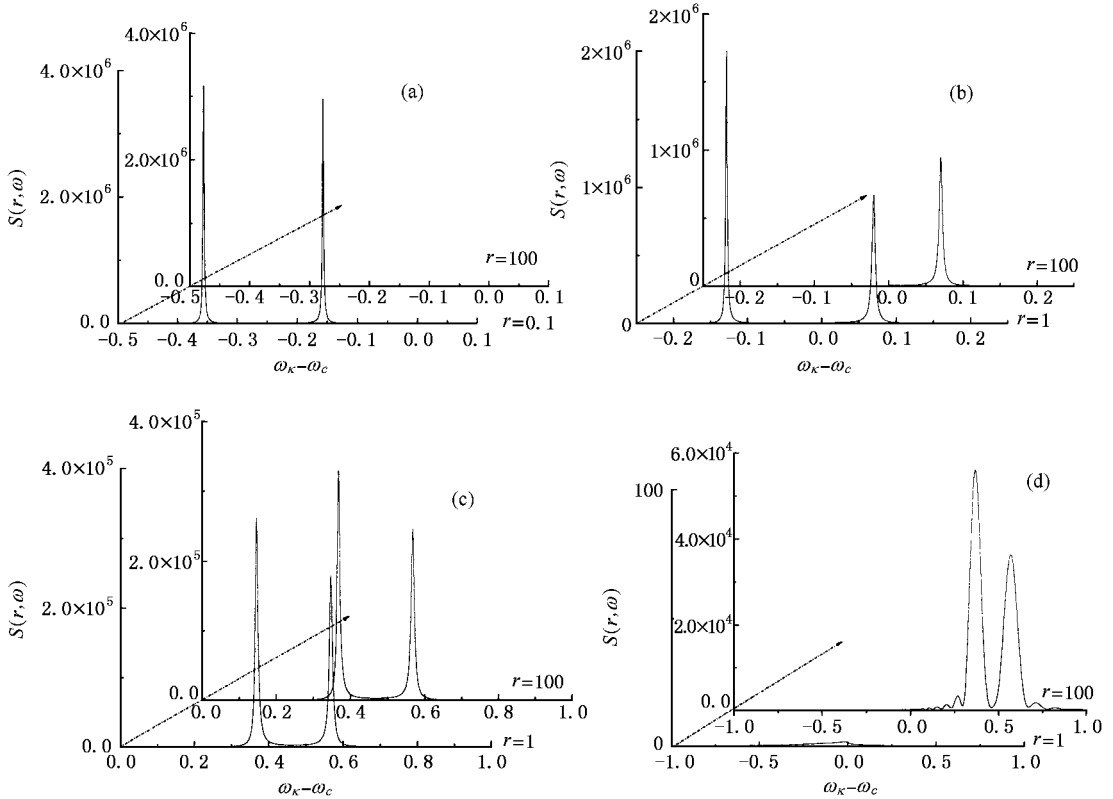


图 7 (a)(b)(c)分别是区域 I、II、III 的总辐射谱, $S(r, \omega)$ 是任意单位, r 是以 $\sqrt{\beta}A$ 为单位, 其余各量均以 β 为单位, (d) 分别是 (c) 的弥散部分, $\delta = 0.1, \delta = -0.1, \gamma = 0.005$, (a) $\omega_{1c} = -0.159$; (b) $\omega_{1c} = 0.07$; (c) (d) $\omega_{1c} = 0.568$

图 7 (a, b, c) 分别为 ω_{1c} 处于三个主要区域 (I, II, III) 时的辐射谱线。当 ω_{1c} 处于区域 I 时, 存在两个根 $x_j^{(1)}$ 相应地在辐射场中存在两个局域模式的场。该局域场滞留在原子的周围, 不会随时间向空间传播, 其振幅随距离以指数形式衰减。其谱线如图 7 (a) 所示, 在带隙中存在两个峰。随着观察位置 r 的增大, 辐射谱的两个峰值将衰减。这与耗散系数 $\gamma = 0$ 时的情况有所区别。当 $\gamma = 0$ 时, 存在两个纯虚根 $x_j^{(1)}$, 相应的局域场不随时间衰减, 谱线中的

两个峰的宽度随着观测距离的增加而变窄, 逐渐变成谱线中的两根线^[13]。当 $\gamma \neq 0$ 时, 根 $x_j^{(1)}$ 是两个复根, 相应的局域场将随时间衰减, 谱线中的两个峰的峰值随观测距离的增加而衰减, 并逐渐消失。当 ω_{1c} 处于区域 II 时, 存在一个 $x_1^{(1)}$ 和一个 $x_1^{(2)}$, 相应地在辐射场中存在一个局域模式和一个传输模式的场。无论是局域场, 还是传输场, 其振幅随距离以指数形式衰减。其谱线如图 7 (b) 所示, 存在两个峰, 一个处于带隙中, 另一个处于导带中。由于频率处于

导带内的场将全部传输远离原子,因此随着观察位置 r 的增大,局域模式的谱线将衰减,而处于导带的辐射谱的峰值保持不变.两个 $x_j^{(2)}$ 根出现在区域 III,对应的传播模式频率在带边以上,辐射场中存在两个传输模式.如图 7(c)所示,辐射场的总谱线强度不随观测位置 r 的变化而改变.在这种情况下,辐射场内含有传输场和弥散场.但对于传输场来讲,其幅值随位置 r 的增大而减少.这主要由于传输场在传输过程中,由于光子晶体的影响,使得部分传输场转化成的弥散场,因此使得传输场部分的谱线峰值随着距离 r 的增加而减小,而谱线中弥散场的成分随距离 r 的增加而增加,如图 7(d)所示.

5. 结 论

本文讨论了三维光子晶体中驱动场作用下的 Δ

型原子动力学性质及辐射谱问题.通过改变驱动强度、失谐度、上能级与能带的相对位置关系等因数,可以控制原子上下能级占居数振荡的频率和幅度.上能级不同的耗散系数 γ 也将直接影响上下能级占据数的衰减速度.此外,通过改变上能级与带边的相对位置,辐射模式将出现由两个局域模式,一个局域模式一个传播模式到两个传播模式的转变,可以利用该性质设计单通道和多通道光学开关,控制光的发射与传播.辐射谱将与观测的位置相关,且由于光子晶体的作用部分传输场的能量可以转为弥散场的能量.

特别感谢谢双媛博士的有益讨论和帮助.

-
- [1] Rempe G and Walther H 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 353
Eberly J H *et al* 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 1323
- [2] Li Y Q and Xiao M 1995 *Opt. Lett.* **20** 1489
Chen H X *et al* 1998 *Phys. Rev. A* **58** 1545
- [3] Knight P L, Lauder M A and Dalton B J 1990 *Phys. Rep.* **190** 1
- [4] Harris E A and Macklin J J 1989 *Phys. Rev. A* **40** 4135
Fry E S *et al* 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 3235
- [5] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [6] John S, Wang J 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2418
John S, Wang J 1991 *Phys. Rev. B* **43** 12772
Bay S *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2654
- [7] Quang T *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 5238
Wang X H *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 113904
- [8] John S and Quang T 1994 *Phys. Rev. A* **50** 1764
Zhu S Y, Chen H and Huang H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 205
Yang Y P and Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **61** 043809
- [9] Wang X H *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 073901
- [10] Paspalakis E *et al* 1999 *Phys. Rev. A* **60** R33
Angelakis D G *et al* 2001 *Phys. Rev. A* **64** 013801
- [11] Du C *et al* 2002 *Phys. Lett. A* **307** 196
- [12] Yang Y P and Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **62** 013805
Zhu S Y, Yang Y P, Chen H *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2136
Yang Y P, Fleischhauer M and Zhu S Y 2003 *Phys. Rev. E* **68** 015602(R)
Yang Y P, Lin Z X, Xie S Y 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 603 (in Chinese) [羊亚平、林志新、谢双媛 1999 物理学报 **48** 603]
Xie S Y, Yang Y P, Wu X 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 1459 (in Chinese) [谢双媛、羊亚平、吴翔 1999 物理学报 **48** 1459]
Xie S Y, Yang Y P, Wu X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1478 (in Chinese) [谢双媛、羊亚平、吴翔 2000 物理学报 **49** 1478]
- [13] Yang Y P, Fleischhauer M and Zhu S Y 2003 *Phys. Rev. A* **68** 043805

Dynamic properties of a Λ -type atom embedded in photonic crystal^{*}

Huang Xian-Shan Yang Ya-Ping

(*Department of Physics , Tongji University , Shanghai 200092 , China*)

(Received 26 October 2004 ; revised manuscript received 31 January 2005)

Abstract

The dynamical properties and spectrum characteristics of a Λ -type atom with an external field embedded in three-dimensional photonic crystals are investigated. With the help of numerical calculation and theoretical analysis , we find that the populations of the upper and lower levels display quasi-oscillation , and the frequency and amplitude of the oscillation is greatly affected by the intensity of the external-driving field Ω , the detuning δ and the background decay of the upper level γ . Spontaneous emission of the atom is apparently influenced by the relative position of the upper level from the forbidden gap. Furthermore , the properties of the emission field around the atom are analyzed by means of spontaneous emission spectrum.

Keywords : photonic crystals , population , emission spectrum

PACC : 4250 , 3280 , 4270

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 90203007) , and the Phosphor Tracing Plan of Shanghai Science Committee (Grant No. 04QMHI407) .