

光子晶体中四能级系统的量子相干效应*

房元锋 杜春光 李师群

(清华大学物理系,量子信息与测量教育部重点实验室,北京 100084)

(2005 年 12 月 12 日收到 2006 年 2 月 16 日收到修改稿)

研究了处于光子带隙材料中的四能级原子系统的电磁感应透明、自发辐射和光子开关效应,分析了其稳态与瞬态特性,发现特殊的模密度能够导致反常的吸收、色散、自发辐射及瞬态无反转增益,并可以通过外加调制场进行控制.详细讨论了特殊频率处模密度的变化对透明窗口和光子开关效应的影响.

关键词:光子带隙材料,电磁感应透明,模密度,光子开关

PACC: 4250, 3280

1. 引言

自 1990 年以来,随着冷原子技术的不断进步和应用,国内外的各种量子光学效应如电磁感应透明(EIT)、电磁感应吸收(EIA)、无反转增益(LWI)以及光群速度减慢等的研究取得了很大进展^[1-4].在这些研究中,通常利用量子相干和干涉效应来改变三能级结构的原子系统的吸收和色散性质^[5].在各种三能级的 EIT 研究中,常常采用强的耦合光使原子系统产生相干,从而引起对弱探测光的吸收的减弱,进而导致 EIT.与此类似但不尽相同,Quang, Bay 以及 Paspalakis 等人研究了在被修饰的真空场(主要是光子带隙材料)中三能级原子系统的 EIT^[6-8].近年来,随着量子信息、量子计算机以及光存储等技术的发展,人们对四能级原子系统量子相干效应的研究也日益增多^[9].人们的研究集中在对于 Y 形、N 形、阶梯形和三脚架形等四能级系统的稳态的研究上.与三能级系统相比,四能级系统具有的某些特点正是人们的兴趣所在,比如它可以通过调制光的开关来影响原来的三能级系统的相干特性,从而实现光子纠缠以及光子开关等^[10,11].与普通电磁感应透明相比,真空诱导的电磁感应透明有其特殊的优点,比如不需要外加强相干场诱导,而是自发地建立相干,从而避免了对材料的干扰,并可以实现极低光强条

件下的量子相干效应.

由于真实的光子带隙材料模密度是非奇异的,所以有一个重要问题需要澄清,即当模密度是非奇异时,还能否出现感应透明和光子开关效应.另外,与三能级原子相比,四能级原子的瞬态行为比较复杂,目前光子带隙材料中四能级原子的瞬态行为研究得还很少.瞬态行为的研究不仅能够验证关于稳态的研究结论,而且对无反转增益和相干控制的研究有重要意义.本文讨论了一种镶嵌在光子带隙材料中的四能级原子系统的稳态与瞬态光学特性,分析了它们对模密度特性的依赖性,并分析了调制场的作用.

另一方面,自从光子晶体概念提出以来,光子晶体中原子的自发辐射性质一直是一个令人感兴趣的研究课题.最近的研究发现,决定原子的自发辐射性质的因素有多种,例如自发辐射不仅与模密度(整体模密度和局域模密度^[12])有关,还与原子的空间位置和极化方向等多种因素有关^[13,14].同时,如果存在外加相干场,则多能级系统量子相干效应也会显著改变自发辐射谱(即使是在自由空间而非光子晶体中).因此光子晶体环境中多能级原子的自发辐射谱是复杂多样的,将同时受光子带隙和外加相干场的影响.本文分析了四能级原子的自发辐射谱,发现可以通过外加相干场控制自发辐射谱的暗线(频率)位置.

* 清华大学基础研究基金(批准号:JCqm2005037),国家自然科学基金(批准号:10504016)和国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号:001CB309308)资助的课题.

2. 与探测光、调制光及光子带隙材料相互作用的四能级原子模型^[9]

图 1 是与调制光、光子带隙材料相互作用的四能级原子模型,其中 $|1\rangle - |2\rangle$ 能级之间是探测光, Rabi 频率是 Ω_a ; $|3\rangle - |4\rangle$ 能级之间是调制光, Rabi 频率是 Ω_b , 而 $|2\rangle - |3\rangle$ 之间耦合的就是光子带隙材料。

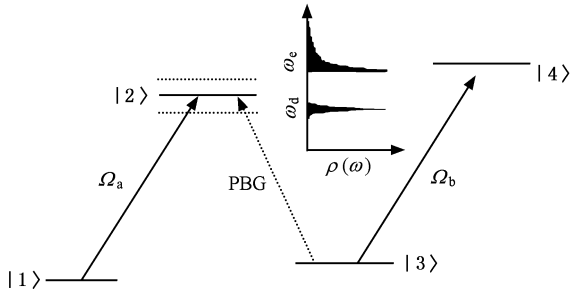


图 1 四能级原子模型

将原子掺杂到光子带隙材料中会引起一个缺陷,忽略偶极相互作用和光子在原子间的隧穿后,可以把这种缺陷看成是一个 Q 值很高的微腔,该腔中的场模式具有几乎单一的角频率 ω_d ,每个原子位于一个这样的微腔中;光子晶体带边角频率为 ω_e ,则模密度为^[15]

$$\rho(\omega) = \rho_d \delta(\omega - \omega_d) + \rho_e \frac{\Theta(\omega - \omega_e)}{\sqrt{\omega - \omega_e}}, \quad (1)$$

其中 ρ_d, ρ_e 是与库相关的常数, Θ 为阶跃函数,其函数值在 $\omega < \omega_e$ 时为 0,在 $\omega > \omega_e$ 时为 1.于是禁带的范围是 $\omega < \omega_e$,缺陷模频率位于禁带中($\omega_d < \omega_e$).应当指出的是(1)式只在带边附近有效。

在相互作用表象中, t 时刻处于光子带隙材料中的某个原子的波函数为

$$|\Psi(t)\rangle = C_1 |1\rangle \langle 1|_a |1\rangle \langle 1|_b + C_2 e^{-i\Delta_a t} |2\rangle \langle 0|_k |0\rangle \langle 1|_b + \sum_k C_{3k} e^{-i(\Delta_a - \Delta_k)t} |3\rangle \langle 1|_k |0\rangle \langle 1|_b + \sum_k C_{4k} e^{-i(\Delta_a - \Delta_k + \Delta_b)t} |4\rangle \langle 1|_k |0\rangle \langle 1|_b. \quad (2)$$

在旋波近似下,相应的哈密顿量为

$$H'_1 = -[\hbar \sum_k g_k \hat{c}_k e^{-i\Delta_k t} |2\rangle \langle 3| + \hbar \Omega_a \hat{a} e^{-i\Delta_a t} |2\rangle \langle 1| + \hbar \Omega_b \hat{b} e^{-i\Delta_b t} |4\rangle \langle 3| + \text{H.c.}] - i\hbar \sum_{j=2}^4 \gamma_j |j\rangle \langle j|. \quad (3)$$

其中求和中的 k 代表特殊材料中的真空场模式, \hat{c}_k 是该模式的湮没算符, $\Delta_a = \omega_a - \omega_{12}$, $\Delta_b = \omega_b - \omega_{34}$, $\Delta_k = \omega_k - \omega_{23}$, γ_j 是第 j 能级的衰减系数。

把(2)和(3)式代入 Schrödinger 运动方程

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = H'_1 |\Psi(t)\rangle$$

$$\frac{\partial}{\partial t} C_1 = i\Omega_a^* C_2, \quad (4a)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} C_2 = [i\Delta_a - \gamma_2] C_2 + i\Omega_a C_1 + i \sum_k g_k C_{3k}, \quad (4b)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} C_{3k} = [i(\Delta_a - \Delta_k) - \gamma_3] C_{3k} + i g_k^* C_2 + i\Omega_b^* C_{4k}, \quad (4c)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} C_{4k} = [i(\Delta_a - \Delta_k + \Delta_b) - \gamma_4] C_{4k} + i\Omega_b C_{3k}, \quad (4d)$$

其中(4b)式中右边的求和在光子带隙材料中可变为积分,即 $\sum_k \rightarrow \int \rho(\omega_k) d\omega_k$. 其中的 $\rho(\omega_k)$ 可取为(1)式中的模密度。

3. 计算结果与分析

3.1. 非奇异模密度下的吸收谱(极化率)稳态解

利用弱场近似, $C_1 \approx 1$ 稳态时,令

$$\frac{\partial C_2}{\partial t} = \frac{\partial C_{3k}}{\partial t} = \frac{\partial C_{4k}}{\partial t} = 0,$$

由(4a)~(4d)式可以得到

$$C_2 = \frac{i\Omega_a}{\gamma_2 - i\Delta_a + I}. \quad (5)$$

在近拉曼共振条件,即 $\Delta_a \approx \Delta_k$, 且 $\Delta_b \gg \Delta_a, \Delta_k$ 时,有

$$I = \int \frac{\rho(\omega_k) |g_k|^2 d\omega_k}{\gamma_3 - [(\Delta_a - \Delta_k) + |\Omega_b|^2 [\gamma_4 - (\Delta_a - \Delta_k + \Delta_b)]]} = \int \frac{\rho(\omega_k) |g_k|^2}{\gamma_{31} - (\Delta_a - \Delta_k - s_3)} d\omega_k, \quad (6)$$

$$\text{其中 } \gamma_{31} = \gamma_3 + \frac{|\Omega_b|^2}{\Delta_b^2} \gamma_4, s_3 = \frac{|\Omega_b|^2}{\Delta_b}.$$

实际上光子晶体中带边的模密度并不是无穷的,所以此处采用非奇异模密度来考虑稳态的情况^[16]即

$$\rho(\omega_k) = \frac{C}{\pi} \frac{\gamma_d}{(\omega_k - \omega_d)^2 + \gamma_d^2} + \frac{K}{\pi} \frac{\sqrt{\omega_k - \omega_e}}{\omega_k - \omega_e + \epsilon} \Theta(\omega - \omega_e), \quad (7)$$

其中, C, K 是与库相关的常数, γ_d 和 ϵ 是润滑因子, 当 γ_d 和 ϵ 趋于零时 (7) 式便回到 (1) 式. (7) 式代入 (6) 式, 利用留数定理解积分可得

$$I \approx \beta_d^2 \frac{1}{\gamma_{31} + \gamma_d - i(\Delta_a - \Delta_d - s_3)} + \beta_e^{3/2} \frac{1}{\sqrt{i\gamma_{31} + (\Delta_a - \Delta_e - s_3) + i\sqrt{\epsilon}}}, \quad (8)$$

其中 $\beta_d^2 = \frac{|\mu_{23}|^2 \omega_{23}^4}{2\epsilon_0 \hbar (\pi cr)^3}, \beta_e^{3/2} = \frac{|\mu_{23}|^2 \omega_{23}^{7/2}}{6\pi\epsilon_0 \hbar c^3}, r^3$ 是缺陷所占据的晶胞数.

下面研究润滑因子的大小和调制光的强弱对代表吸收的极化率虚部的影响. 其中对探测光的极化率由以下公式给出^[5]:

$$\chi = -\frac{2N|\mu_{12}|^2}{\epsilon_0 \hbar \Omega_a} C_1(t \rightarrow \infty) \times C_2^*(t \rightarrow \infty). \quad (9)$$

从图 2 可以很清楚地看到, 随着 γ_d 和 ϵ 的增大, 缺陷模和带边的窗口变得不再透明(对应的极化率的虚部要比零稍大一点), 这提示我们在选择光子带隙材料时, 要尽可能选择润滑因子小的光子带隙材料和缺陷模, 这样代表吸收的极化率的虚部就会极小, 当考虑调制光对透明窗口的影响时(Ω_b 不为零), 可以看到它和没有调制光的时候相比, 透明窗口会错开一些位置: 当探测光的失谐量处在未加调制光时的透明窗口时, 加入的调制光越强(S_3 越大)极化率的虚部就越大, 说明这种情况下调制光导致的对探测光的吸收也变强.

吸收型的光子开关正是利用调制光的有无来控制对探测光的吸收^[10, 11]. 但是若调制光的强度太大, 又容易破坏能级 1 和 3 的相干性, 使得建立相干性(即 EIT 出现)的时间变得很长. 这会使光子开关在从开到关的状态变化时(对探测光从透明到吸收), 需要一个较长的时间, 这样光子开关的速度就不会很快^[17], 而这不是我们希望得到的. 所以在利用此

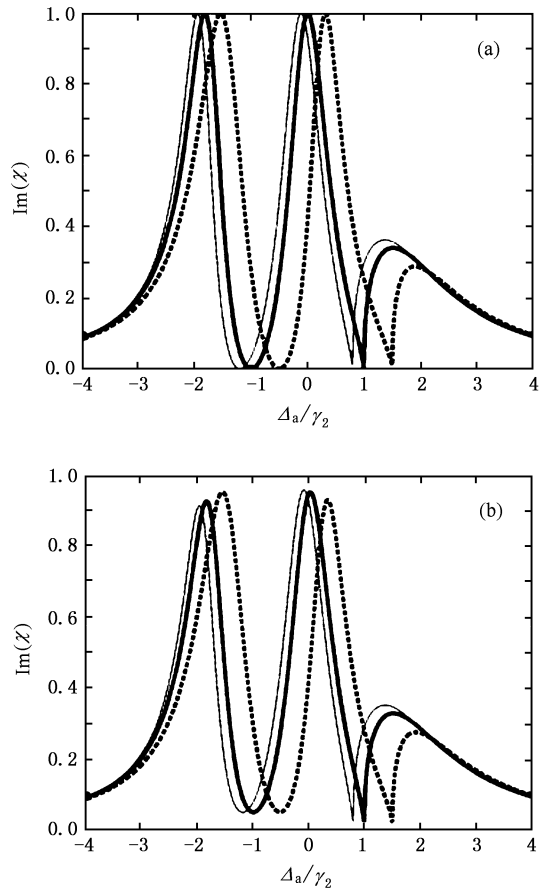


图 2 在非奇异模密度下 4 能级系统的透明窗口(粗实线为 $S_3 = 0$ (没有调制光) 虚线为 $S_2 = 0.5$ 细实线代表 $S_3 = -0.2$ 所有参数以 γ_2 为单位) (a) $\epsilon = 0.0001, \gamma_d = 0.001$ (b) $\epsilon = 0.005, \gamma_d = 0.05$. 其他参数: $\Delta_d = -1, \Delta_e = 1, \gamma_{31} = 0.001, \beta_d = \beta_e = 1$

系统作为吸收型的光子开关时, 调制光强度的选取既不宜太小, 也不宜太大.

因此利用这种系统作为光子开关要注意两点: 一是光子带隙材料的选取, 光子带隙材料和缺陷模的品质要好(主要是 ϵ 和 γ_d 要小); 二是作为开关的调制光强度的选取要合适.

下面考察 3 能级的衰减对透明窗口的影响, 由于 $\gamma_{31} = \gamma_3 + \frac{|\Omega_b|^2}{\Delta_b^2} \gamma_4$, 假设调制光的强度和失谐量是没有变化的, 则主要是 3 能级的衰减引起了 γ_{31} 的变化.

从图 3 可以看到, 3 能级的衰减引起带边和缺陷模的吸收(不再透明), 而且对带边的影响要比对缺陷模的影响大一些. 同时还可以发现调制光失谐量的正负会使在带边附近的吸收变大或变小(相对于没有调制光的情况), 由于光子带隙模密度的不对

称性,这是很容易理解的.

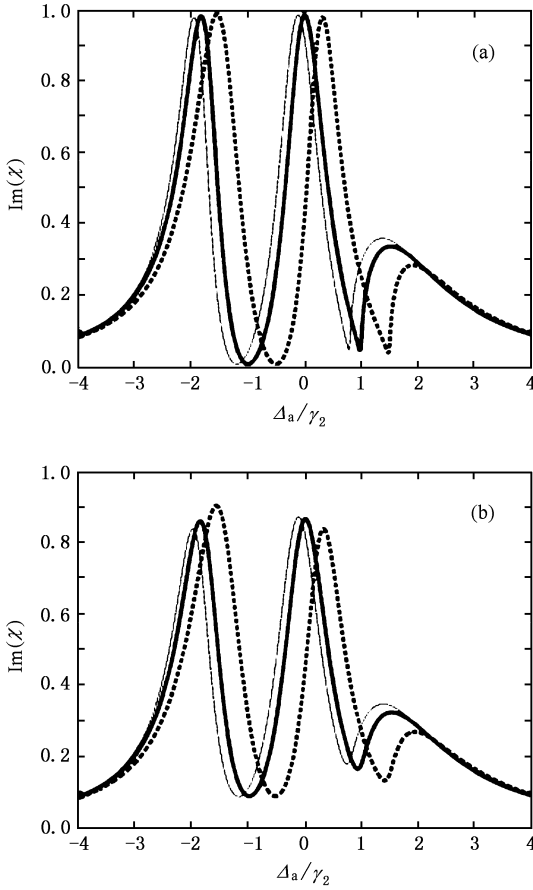


图3 3 能级的衰减对透明窗口的影响(其中 $\epsilon = 0.0001, \gamma_d = 0.001$ 其他参数与图 2 相同) (a) $\gamma_{31} = 0.01$ (b) $\gamma_{31} = 0.1$ (各曲线表示的内容同图 2)

3.2. 非奇异模密度下的自发辐射谱

我们接着来考察非奇异模密度下的自发辐射

谱,此时的波函数可写为

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{\lambda} C_{1\lambda} |1, 1_{\lambda}, 0_k, 1_b\rangle + C_2 |2, 0, 0_k, 1_b\rangle + \sum_k C_{3k} |3, 0_{\lambda}, 1_k, 1_b\rangle + \sum_k C_{4k} |4, 0_{\lambda}, 1_k, 0_b\rangle. \quad (10)$$

相应的相互作用表象中的哈密顿量为

$$H_1^I = -[\hbar \sum_{\lambda} g_{\lambda} \hat{c}_{1\lambda} e^{-i\Delta_{\lambda} t} |2, 1\rangle + \hbar \sum_k g_k \hat{c}_k e^{-i\Delta_k t} |2, 3\rangle + \hbar \Omega_b b e^{-i\Delta_b t} |4, 3\rangle + \text{H.c.}] - i\hbar \sum_{j=3}^4 \gamma_j |j, j\rangle, \quad (11)$$

求和中 k 代表光子带隙附近特殊的真空模式,而 λ 代表自由空间(频率远离光子带隙)真空模式 $\hat{c}_{1\lambda}$ 是该模式的湮没算符.此时假设初始条件变为 $C_2(0) = 1, C_{1\lambda}(0) = C_{3k}(0) = C_{4k}(0) = 0$;与前面吸收谱线的计算类似,代入 Schrödinger 方程得到

$$\frac{\partial}{\partial t} C_2 = - \int_0^t dt' C_2(t') \sum_{\lambda} |g_{\lambda}|^2 e^{-i\Delta_{\lambda}(t-t')} + i \sum_k g_k C_{3k} e^{-i\Delta_k t}.$$

由于能级 2 到 1 的跃迁发生在自由真空中,所以可以使用 Markoff 近似对上式进行化简得到

$$\frac{\partial}{\partial t} C_2 = -\frac{\gamma}{2} C_2 + i \sum_k g_k C_{3k} e^{-i\Delta_k t}, \quad (12)$$

其中 $\gamma = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{8\omega_{21}^3 \mu_{12}^2}{3\hbar c^3}$, 做 Laplace 变换,可以得到

$$\tilde{C}_2(s) = \frac{1}{s + \frac{\gamma}{2} + \sum_k \frac{|g_k|^2}{s + \gamma_3 + i\Delta_k + |\Omega_b|^2 [s + \gamma_4 + (\Delta_k - \Delta_b)]}}. \quad (13)$$

自发辐射谱为^[18]

$$S(\Delta_{\lambda}) \propto |C_{1\lambda}(t \rightarrow \infty)|^2 \propto \gamma |\lim_{s \rightarrow -i\Delta_{\lambda}} \tilde{C}_2(s)|^2. \quad (14)$$

下面我们来看一下调制光对自发辐射谱的影响.

从图 4,可以看到自发辐射谱和吸收谱的形状基本相同,而且润滑因子对曲线的影响也类似.这里出现两个暗线(对应吸收谱的两个透明线),分别由

带边和缺陷模处的模密度的变化产生.此处润滑因子增大导致了暗线的模糊直至消失,但在一定的参数范围内谱线形状大体不变.与带边润滑参数相比,缺陷模润滑参数对自发辐射谱线影响不明显(润滑参数可以在相当宽的范围内取值),因此可以认为缺陷模产生的相干性更加牢固,更有实际意义.更有趣的是,外加相干场的加入使得暗线位置发生了明显移动.因此可以在非奇异模密度情况下实现自发辐射的相干控制.

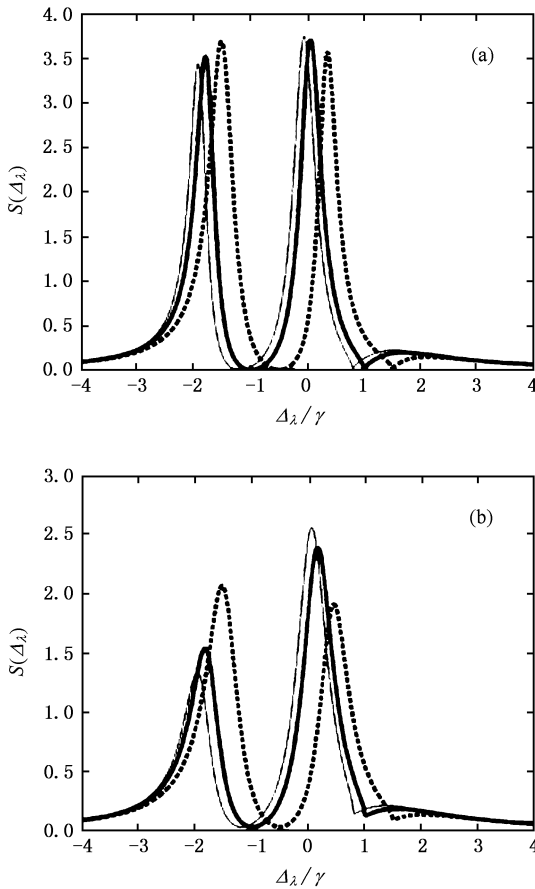


图4 自发辐射谱(粗实线为 $S_3 = \alpha$ 没有调制光),虚线为 $S_2 = 0.5$ 细实线代表 $S_3 = -0.2$. 其他参数与图2相同) (a) $\epsilon = 0.02, \gamma_d = 0.02$ (b) $\epsilon = 0.2, \gamma_d = 0.2$

3.3. 对探测光的吸收和 2 能级布居数随时间的变化——瞬态解

对(4a)–(4d)式,由于(4b)中的求和的存在,如果不做近似很难求得解析解.所以我们此处采用数值模拟的办法来求此系统对探测光的极化率的虚部和能级 2 的布居数 $|C_2|^2$ 随时间的演化.

从图 5(a) 可以看到,当没有加入调制光时,代表对探测光吸收的极化率 χ 的虚部在经历了开始阶段短暂的振荡后很快趋向于 0;而当加入调制光以后,极化率 χ 虚部的振荡变得剧烈(振幅变大).随着失谐量 Δ_b 的变大,极化率 χ 的虚部振荡的振幅变小,而且较快趋向于一个较小的稳定值.从图 5(b) 可以看到,当加入调制光以后,随着 Rabi 频率 Ω_b 的变大,极化率 χ 的虚部的振荡类似于阻尼振荡.这说明在开始相当长的时间内原来的未加调制光时 1 和 3 能级的相干性被破坏了(此时调制光的强度仍然较小),要想恢复原来的相干性,需要较长的时间.

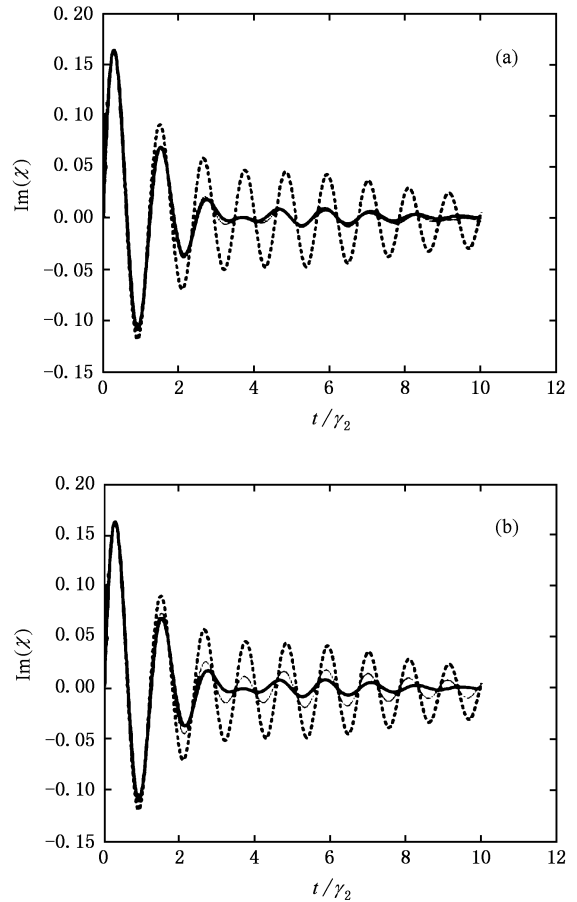


图5 极化率 χ 的虚部随时间的演化 (a)粗实线对应没有加入调制光的情况,当加入 Rabi 频率为 $\Omega_b = 1$ 的调制光后,虚线对应的失谐量 $\Delta_b = 5$,细实线对应的是 $\Delta_b = 8$ (非常接近粗实线)(b)粗实线对应没有加入调制光的情况,当加入失谐量 $\Delta_b = 5$ 的调制光后,细实线对应的 Rabi 频率 $\Omega_b = 0.5$,虚线对应的 Rabi 频率是 $\Omega_b = 1$ (这里关心的是共振时的情况,所以认为 g_λ 是一个常数,令 $g_\lambda = 5$;其他参量的选择为 $\Delta_a = 0, \Omega_a = 1; \Delta_d = 1, \Delta_c = -1; \gamma_2 = 1, \gamma_3 = 0.005, \gamma_4 = 0.0001$)

我们还可以看到如果加入调制光,在开始阶段可使无反转增益的效应更明显;另外如果调制光的强度变得太大,会破坏 1 和 3 能级的量子相干性,从而出现较强的吸收.

从图 6 2 能级布居数随时间的演化中可以清楚看到由于调制光的引入而引起能级 1 和 3 的相干性的建立需要更长的时间,而且建立相干性的时间随着调制光 Rabi 频率的增加而变得更长.随着调制光失谐量的增加,能级 1 和 3 的相干性变弱,而当调制光失谐量增加到一定程度时,能级 1 和 3 的相干性又恢复了,这说明如果调制光失谐量太大,则调制光的有无对能级 1 和 3 的相干性几乎没有影响,这从物理直觉上也是很容易理解的.

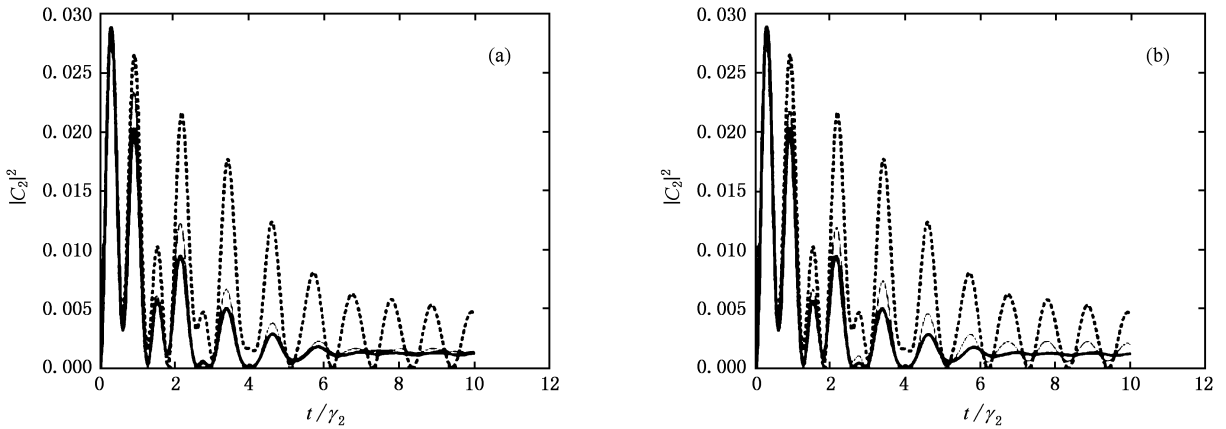


图6 能级2的布居数随时间的演化 (a)粗实线对应的是没有加入调制光的情况,当加入 Rabi 频率为 $\Omega_b = 1$ 的调制光后,虚线对应的失谐量 $\Delta_b = 5$,细实线对应的是 $\Delta_b = 8$ (b)粗实线对应的是没有加入调制光的情况,当加入失谐量 $\Delta_b = 5$ 的调制光后,细实线对应的 Rabi 频率 $\Omega_b = 0.5$,虚线对应的 Rabi 频率是 $\Omega_b = 1$ (其他参量的选择: $g_\lambda = 5$; $\Delta_a = 0$, $\Omega_a = 1$; $\Delta_d = 1$, $\Delta_e = -1$; $\gamma_2 = 1$, $\gamma_3 = 0.005$, $\gamma_4 = 0.0001$)

4. 结 论

本文研究了光子带隙材料中由特殊模密度和外加相干调制场导致的量子相干效应,分析了特殊频率处模密度的变化对系统的稳态以及调制光对瞬态性质的影响.相对于三能级系统而言,四能级系统具有更加丰富的量子相干现象.本文的主要结论是:1) 外加调制光的引入能够显著改变系统的稳态和瞬态

光学性质,并可以实现控制作用;2)与理想奇异模密度类似,非奇异模密度也能够导致显著的量子相干效应(允许润滑因子在相当宽的范围内变化),并可以通过改变调制场参数加以控制,实现光子开关效应.3)特殊模密度能够导致自发辐射谱的暗线,其(频率)位置受外加相干调制场控制.本文的结论对光子带隙材料中量子系统的辐射、吸收及相干控制的理论与实验研究提供一定的参考,对量子信息处理的研究也有一定参考价值.

- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [2] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50**(7) 36
- [3] Du C G, Hu Z F, Hou C F 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 338
- [4] Zhou B, Du C G, Li S Q 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 856
- [5] Scully M O, Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [6] Quang T, Woldeyohann M, John S, Agarwal G S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 5238
- [7] Bay S, Lambropoulos P, Molmer K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2654
- [8] Paspalakis E, Kylstra N J, Knight P L 1999 *Phys. Rev. A* **60** R33
- [9] Petrosyan D, Kurizki G 2001 *Phys. Rev. A* **64** 023810
- [10] Harris S E, Yamamoto Y 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 3611
- [11] Harris S E, Hau L V 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 4611
- [12] Liu X D, Wang Y Q, Xu X S et al 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 131

(in Chinese) 刘晓东、王义全、许兴胜等 2004 *物理学报* **53** 131]

- [13] Wang X H, Gu B Y, Wang R Z, Xu H Q 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 113904
- Wang F H, Wang X H, Gu B Y, Zhou Y S 2003 *Phys. Rev. A* **67** 035802
- Wang X H, Wang R Z, Gu B Y et al 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 093902
- [14] Huang X S, Yang Y P 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4135 (in Chinese)
- [黄仙山、羊亚平 2005 *物理学报* **54** 4135]
- [15] Kofman A G, Kurizki G, Sherman B 1994 *J. Mod. Opt.* **41** 353
- [16] Du C G, Hou C F, Hu Z F, Li S H 2003 *Phys. Lett. A* **307** 196
- [17] Chen Y F, Pan G C, Yu I A 2004 *Phys. Rev. A* **69** 063801
- [18] Angelakis D G, Paspalakis E, Knight P L 2001 *Phys. Rev. A* **64** 013801

Quantum interference of four-level atomic system embedded in photonic band gap structure^{*}

Fang Yuan-Feng Du Chun-Guang Li Shi-Qun

(Department of Physics , Tsinghua University , Beijing 100084 , China)

(Key Laboratory of Quantum Information and Measurement (Ministry of Education) , Tsinghua University , Beijing 100084 , China)

(Received 12 December 2005 ; revised manuscript received 16 February 2006)

Abstract

We study the steady and transient optical properties of electromagnetically induced transparency (EIT) , spontaneous emission , and the photonic switching for a four-level atomic system embedded in photonic band gap (PBG) structures . The theoretical analysis shows that a special density of modes (DOM) can induce abnormal spectrum of absorption , dispersion , spontaneous emission and transient gain without inversion , and they can be controlled by an externally applied coherent light . Furthermore , we discuss the effects of the nonsingular DOM on the EIT windows and on the photon switch in detail .

Keywords : photonic band gap structures , electromagnetically induced transparency , density of modes , photon switching

PACC : 4250 , 3280

^{*} Project supported by the Tsinghua Basic Research Foundation (Grant No. JCqn2005037) , the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10504016) and the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 001CB309308) .