

双带型光子晶体中双 V 型四能级原子自发 辐射谱中的黑线研究*

徐勋卫¹⁾ 刘念华^{1)2)†}

1) (南昌大学物理系, 南昌 330031)

2) (南昌大学高等研究院, 南昌 330031)

(2009 年 3 月 29 日收到; 2009 年 8 月 17 日收到修改稿)

研究了双带型光子晶体中双 V 型四能级原子自发辐射的辐射谱. 双 V 型四能级原子同时与真空热库和双带型光子晶体热库耦合. 研究发现双 V 型四能级原子自发辐射谱中有三种不同原因可能引起的黑线: 第一种是由于量子干涉效应; 第二种是由于各向同性光子晶体带边处态密度具有奇异性; 第三种是真空场中的量子干涉和光子晶体禁带内态密度为零共同作用的结果. 通过移动光子晶体的带边位置, 在各向同性光子晶体带边引入光滑因子, 以及在光子晶体中引入缺陷等对这三种黑线的影响, 对上述结果进行了分析和讨论.

关键词: 双带型光子晶体, 双 V 型四能级原子, 黑线

PACC: 4250, 3280, 4270Q

1. 引 言

在真空热库环境下, Zhu 等探讨了 V 型原子能级结构的原子相干相互作用对自发辐射光谱的影响^[1], 发现了由于原子的量子干涉效应而产生的黑线 (dark line) 现象. 后来研究表明, 在有激光驱动的情况下, 原子的自发辐射光谱和共振荧光谱中也会出现完全被抑制的频率 (黑线)^[2-10]. 1999 年 Angelakis 等人研究了态密度对光谱中黑线的影响, 发现由于各向异性光子晶体带边频率处的态密度出现奇异性, 奇异的带边密度将引起相关能级的劈裂, 光谱中也会产生黑线^[11,12]. 之后, Yang 等人对光子晶体中的量子干涉效应做了系统地研究, 其中包括各向异性光子晶体^[13-19], 各向同性光子晶体^[20-23], 以及双带型光子晶体^[24-26]等.

2002 年, Zhang 等人研究了双带型光子晶体中双 V 型四能级原子自发辐射的量子干涉效应^[27], 两个上能级通过与真空热库耦合跃迁到其中一个下能态, 通过与一个被调制了的热库耦合跃迁到另一个下能态, 被调制了的热库可以是各向同性光子晶体热库, 各向异性光子晶体热库等, 发现在辐射谱

中不仅有一条黑线而且还存在一条窄的谱线. 2007 年 Roshan Entezar 等研究了在这种双带型光子晶体中双 V 型四能级原子的透明性质^[28], 发现吸收谱中有三类吸收为零的频率.

本文进一步研究双带型光子晶体中双 V 型四能级原子自发辐射的量子干涉, 分析文献^[27]给出的窄谱线的条件满足时, 黑线产生的原因. 我们发现光谱黑线有三种起因, 第一种是由于量子干涉效应, 第二种是由于各向同性光子晶体带边处态密度的奇异性, 第三种是由真空场中的量子干涉效应和光子晶体禁带态密度为零导致的结果. 通过移动光子晶体的带边位置^[28], 在各向同性光子晶体带边引入光滑因子^[11], 以及在光子晶体中引入缺陷^[29,30]等方法我们分析了这三种黑线的不同起因.

2. 理论模型

本文研究的双 V 型四能级原子如图 1 所示^[27], 其两个上能级 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 通过与真空热库 (ω_k) 耦合跃迁到下能态 $|1\rangle$ 上, 两个上能级 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 通过与另一个热库 (ω_q) 耦合跃迁到下能态 $|2\rangle$, 另一个热库可以是各向同性光子晶体热库, 各向异性光子

* 国家自然科学基金 (批准号: 10664002)、教育部长江学者与创新团队发展计划 (批准号: IRT0730) 和科学技术部国际科技合作项目 (批准号: 2009DFA02320) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: nhliu@ncu.edu.cn

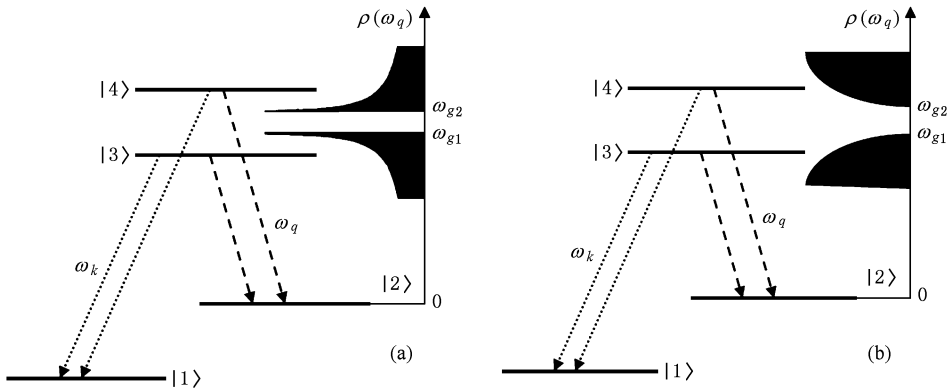


图 1 双 V 型四能级原子能级图 (a) 在各向同性光子晶体中; (b) 在各向异性光子晶体中

晶体热库, 或者是真空热库等. 于是在这个模型中具有两种量子干涉效应, 研究表明在这两种量子干涉同时作用下, 原子的辐射谱和吸收谱与只有一种量子干涉作用下的结果不同^[27,28]. 本文将进一步研究这个模型原子的辐射谱中黑线的不同起因.

在旋波近似下, 系统的哈密顿量在相互作用表象中可以表示为(取 $\hbar = 1$)

$$\begin{aligned}
 V = & \sum_{q,\lambda} g_{q,\lambda}^{32} e^{-i(\omega_q - \omega_{32})t} |3\rangle \langle 2| b_{q,\lambda} \\
 & + \sum_{q,\lambda} g_{q,\lambda}^{42} e^{-i(\omega_q - \omega_{42})t} |4\rangle \langle 2| b_{q,\lambda} \\
 & + \sum_{q,\lambda} g_{q,\lambda}^{23} e^{i(\omega_q - \omega_{32})t} |2\rangle \langle 3| b_{q,\lambda}^+ \\
 & + \sum_{q,\lambda} g_{q,\lambda}^{24} e^{i(\omega_q - \omega_{42})t} |2\rangle \langle 4| b_{q,\lambda}^+ \\
 & + \sum_{k,\lambda} g_{k,\lambda}^{31} e^{-i(\omega_k - \omega_{31})t} |3\rangle \langle 1| b_{k,\lambda} \\
 & + \sum_{k,\lambda} g_{k,\lambda}^{41} e^{-i(\omega_k - \omega_{41})t} |4\rangle \langle 1| b_{k,\lambda} \\
 & + \sum_{k,\lambda} g_{k,\lambda}^{13} e^{i(\omega_k - \omega_{31})t} |1\rangle \langle 3| b_{k,\lambda}^+ \\
 & + \sum_{k,\lambda} g_{k,\lambda}^{14} e^{i(\omega_k - \omega_{41})t} |1\rangle \langle 4| b_{k,\lambda}^+, \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中 $g_{k\lambda}^{ij}$ 为原子与真空热库 $\{k, \lambda\}$ 的耦合常数, $g_{q\lambda}^{ij}$ 为原子与被调制了的热库 $\{q, \lambda\}$ 的耦合常数, $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$ 为能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的跃迁频率, ω_k 为热库中 $\{k, \lambda\}$ 模的圆频率, ω_q 为热库中 $\{q, \lambda\}$ 模的圆频率, $b_{k,\lambda}$ ($b_{k,\lambda}^+$) 为热库中 $\{k, \lambda\}$ 模光子的湮没(产生)算符, $b_{q,\lambda}$ ($b_{q,\lambda}^+$) 为热库中 $\{q, \lambda\}$ 模光子的湮没(产生)算符.

设初始时刻原子处于上能级的叠加态, 光场处于真空态,

$$\begin{aligned}
 |\Psi(0)\rangle = & a_4(0) |4, \{0\}\rangle \\
 & + a_3(0) |3, \{0\}\rangle. \quad (2)
 \end{aligned}$$

在任意 t 时刻系统的状态矢量可以写为以下形式:

$$\begin{aligned}
 |\Psi(t)\rangle = & a_3(t) |3, \{0\}\rangle + a_4(t) |4, \{0\}\rangle \\
 & + \sum_{k,\lambda} a_{k,\lambda}(t) |1, \{1_{k,\lambda}\}\rangle \\
 & + \sum_{q,\lambda} a_{q,\lambda}(t) |2, \{1_{q,\lambda}\}\rangle. \quad (3)
 \end{aligned}$$

将系统的哈密顿量和状态矢量代入 Schrödinger 方程, 可得以下动力学方程:

$$\begin{aligned}
 i \dot{a}_3(t) = & \sum_{q,\lambda} g_{q,\lambda}^{32} e^{-i(\omega_q - \omega_{32})t} a_{q,\lambda}(t) \\
 & + \sum_{k,\lambda} g_{k,\lambda}^{31} e^{-i(\omega_k - \omega_{31})t} a_{k,\lambda}(t), \quad (4)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i \dot{a}_4(t) = & \sum_{q,\lambda} g_{q,\lambda}^{42} e^{-i(\omega_q - \omega_{42})t} a_{q,\lambda}(t) \\
 & + \sum_{k,\lambda} g_{k,\lambda}^{41} e^{-i(\omega_k - \omega_{41})t} a_{k,\lambda}(t), \quad (5)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i \dot{a}_{q,\lambda}(t) = & g_{q,\lambda}^{23} e^{i(\omega_q - \omega_{32})t} a_3(t) \\
 & + g_{q,\lambda}^{24} e^{i(\omega_q - \omega_{42})t} a_4(t), \quad (6)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i \dot{a}_{k,\lambda}(t) = & g_{k,\lambda}^{13} e^{i(\omega_k - \omega_{31})t} a_3(t) \\
 & + g_{k,\lambda}^{14} e^{i(\omega_k - \omega_{41})t} a_4(t). \quad (7)
 \end{aligned}$$

对(6),(7)式取形式积分并代入(4),(5)式中可得

$$\begin{aligned}
 \dot{a}_3(t) = & - \int_0^t a_3(t') [G_{33}(t-t') \\
 & + K_{33}(t-t')] dt' \\
 & - e^{-i\omega_{43}t} \int_0^t a_4(t') [G_{34}(t-t') \\
 & + K_{34}(t-t')] dt', \quad (8)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \dot{a}_4(t) = & - \int_0^t a_4(t') [G_{44}(t-t') \\
 & + K_{44}(t-t')] dt' \\
 & - e^{i\omega_{43}t} \int_0^t a_3(t') [G_{43}(t-t') \\
 & + K_{43}(t-t')] dt', \quad (9)
 \end{aligned}$$

其中 $G_{ij}(t-t')$ 和 $K_{ij}(t-t')$ ($i, j = 3, 4$) 为推迟格林函数

$$G_{ij}(t-t') = \sum_{k,\lambda} g_{k,\lambda}^{i1} g_{k,\lambda}^{lj} e^{-i(\omega_k - \omega_{j1})(t-t')}, \quad (10)$$

$$K_{ij}(t-t') = \sum_{q,\lambda} g_{q,\lambda}^{i2} g_{q,\lambda}^{2j} e^{-i(\omega_q - \omega_{j2})(t-t')}. \quad (11)$$

由前面的假设可知,与能级 $|1\rangle$ 相关的 k 模热库为真空,由 Weisskopf-Wigner 理论可得

$$G_{ij}(t-t') = \frac{p_{ij}}{2} \sqrt{\gamma_{i1}\gamma_{j1}} \delta(t-t'), \quad (12)$$

其中 $p_{ij} = \delta_{ij} + p(1 - \delta_{ij})$, p 表示两个跃迁矩阵元的平行程度,也标志着这两条衰减通道间干涉效应的强度, γ_{i1}, γ_{j1} 分别为能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 到 $|1\rangle$ 的真空衰减率. 与能级 $|2\rangle$ 相关的 q 模热库分三种情况: 当 q 模热库为各向同性光子晶体时^[31,32],

$$K_{ij}(t-t') = \frac{\eta_{ij}}{2} \sqrt{\beta_{i2}^{3/2} \beta_{j2}^{3/2}} \left\{ \frac{e^{i[\delta_{j2}^i(t-t') - \pi/4]}}{\sqrt{\pi}(t-t')} + \frac{e^{i[\delta_{j2}^i(t-t') + \pi/4]}}{\sqrt{\pi}(t-t')} \right\}; \quad (13)$$

当 q 模热库为各向异性光子晶体时,

$$K_{ij}(t-t') = \frac{\eta_{ij}}{2} \sqrt{\alpha_{i2}^{3/2} \alpha_{j2}^{3/2}} \left\{ \frac{e^{i[\delta_{j2}^i(t-t') + \pi/4]}}{\sqrt{4\pi}(t-t')^3} + \frac{e^{i[\delta_{j2}^i(t-t') - \pi/4]}}{\sqrt{4\pi}(t-t')^3} \right\}; \quad (14)$$

当 q 模热库为真空时,

$$K_{ij}(t-t') = \frac{\eta_{ij}}{2} \sqrt{\gamma_{i2}\gamma_{j2}} \delta(t-t'). \quad (15)$$

其中 $\beta_{i2}, \beta_{j2}, \alpha_{i2}, \alpha_{j2}$ 为重新定义的耦合常数, γ_{i2}, γ_{j2} 为能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 到 $|2\rangle$ 的真空衰减率, $\delta_{j2}^i = \omega_{j2} - \omega_{g1}$, $\delta_{j2}^i = \omega_{j2} - \omega_{g2}$, $\eta_{ij} = \delta_{ij} + \eta(1 - \delta_{ij})$, η 表示能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 到 $|2\rangle$ 两个跃迁矩阵元的平行程度和这两条衰减通道间干涉的强度. 为了方便,另外定义两个失谐量 $\delta_{g1} = \omega_{g1} - (\omega_{42} + \omega_{32})/2$, $\delta_{g2} = \omega_{g2} - (\omega_{42} + \omega_{32})/2$.

由原子的自发辐射谱为 $\langle E^-(t+\tau)E^+(t) \rangle_{t \rightarrow \infty}$ 的 Fourier 变换^[1], 可得真空场中由能级 $|4\rangle$ 和 $|3\rangle$ 跃迁到 $|1\rangle$ 的自发辐射光谱可以表示为

$$S(\omega_k) \sim \frac{1}{2} | \gamma_{31} \bar{a}_3(s \rightarrow -i\delta_k^{31}) + \gamma_{41} \bar{a}_4(s \rightarrow -i\delta_k^{41}) |^2, \quad (16)$$

其中

$$\delta_k^{31} = \omega_k - \omega_{31}, \delta_k^{41} = \omega_k - \omega_{41},$$

$$\bar{a}_3(-i\delta_k^{31})$$

$$= \frac{D(-i\delta_k)a_3(0) - B(-i\delta_k)a_4(0)}{A(-i\delta_k)D(-i\delta_k) - B(-i\delta_k)C(-i\delta_k)}, \quad (17)$$

$$\bar{a}_4(-i\delta_k^{41})$$

$$= \frac{A(-i\delta_k)a_4(0) - C(-i\delta_k)a_3(0)}{A(-i\delta_k)D(-i\delta_k) - B(-i\delta_k)C(-i\delta_k)}, \quad (18)$$

其中 $\delta_k = \omega_k - (\omega_{41} + \omega_{31})/2$,

$$A(s) = [s - i\omega_{43}/2 + \gamma_{31}/2 + \bar{K}_{33}(s - i\omega_{43}/2)], \quad (19)$$

$$B(s) = [p \sqrt{\gamma_{31}\gamma_{41}}/2 + \bar{K}_{34}(s + i\omega_{43}/2)], \quad (20)$$

$$C(s) = [p \sqrt{\gamma_{31}\gamma_{41}}/2 + \bar{K}_{43}(s - i\omega_{43}/2)], \quad (21)$$

$$D(s) = [s + i\omega_{43}/2 + \gamma_{41}/2 + \bar{K}_{44}(s + i\omega_{43}/2)]. \quad (22)$$

当 q 模热库为各向同性光子晶体时^[31,32],

$$\bar{K}_{ij}(s) = \frac{\eta_{ij}}{2} \sqrt{\beta_{i2}^{3/2} \beta_{j2}^{3/2}} \left\{ \frac{i}{\sqrt{is + \delta_{g1}^i}} + \frac{1}{\sqrt{is + \delta_{g2}^i}} \right\}. \quad (23)$$

当 q 模热库为各向异性光子晶体时,

$$\bar{K}_{ij}(s) = \frac{\eta_{ij}}{2} \sqrt{\alpha_{i2}\alpha_{j2}} \left\{ -i \sqrt{is + \delta_{g1}^i} + \sqrt{is + \delta_{g2}^i} \right\}. \quad (24)$$

当 q 模热库为真空时,

$$\bar{K}_{ij}(s) = \frac{\eta_{ij}}{2} \sqrt{\gamma_{i2}\gamma_{j2}}. \quad (25)$$

将(17)–(25)式代入(16)式就可以得出原子自发辐射谱的表达式,下面我们将利用(16)式计算空场中原子由能级真 $|4\rangle$ 和 $|3\rangle$ 跃迁到 $|1\rangle$ 的自发辐射光谱.

3. 计算结果与分析

图 1 中 (a), (b) 分别表示双 V 型四能级原子位于各向同性光子晶体和各向异性光子晶体中. 在这种模型中, 双 V 型四能级原子分别与真空热库和一个被调制了的热库耦合, 这就产生了两种量子干涉, 一个是由于原子与真空热库的耦合, 用 p 表示, 另一个是由于原子与被调制了的热库的耦合, 用 η 表示. 实际上, 量子干涉具有相长与相消的干涉效应还决定于系统所处的初态状态^[23], 根据文献 [23] 的分析, 本文选干涉相干相消初始态进行讨论, 即取 $a_3(0) = a_4(0) = 1/\sqrt{2}$. 下面我们研究这

两类干涉效应以及不同的环境对原子自发辐射谱的影响. 计算中, 以真空衰减率 $\gamma_{31} = \gamma_{41}$ 为单位.

双 V 型四能级原子由能级 $|4\rangle$ 和 $|3\rangle$ 跃迁到 $|1\rangle$ 的自发辐射光谱如图 2 所示^[27], 图 2(a) 对应的是被调制了的热库为各向同性光子晶体, (b) 对应的

是被调制了的热库为各向异性光子晶体, (c) 对应的是被调制了的热库为真空. $M = 1, 2, 3, 4$, 分别对应 $(p = 1, \eta = 1)$, $(p = 0, \eta = 1)$, $(p = 1, \eta = 0)$, $(p = 0, \eta = 0)$. 由图 2 可以看出, 谱线中有三种类型的黑线(谱线强度为零的频率).

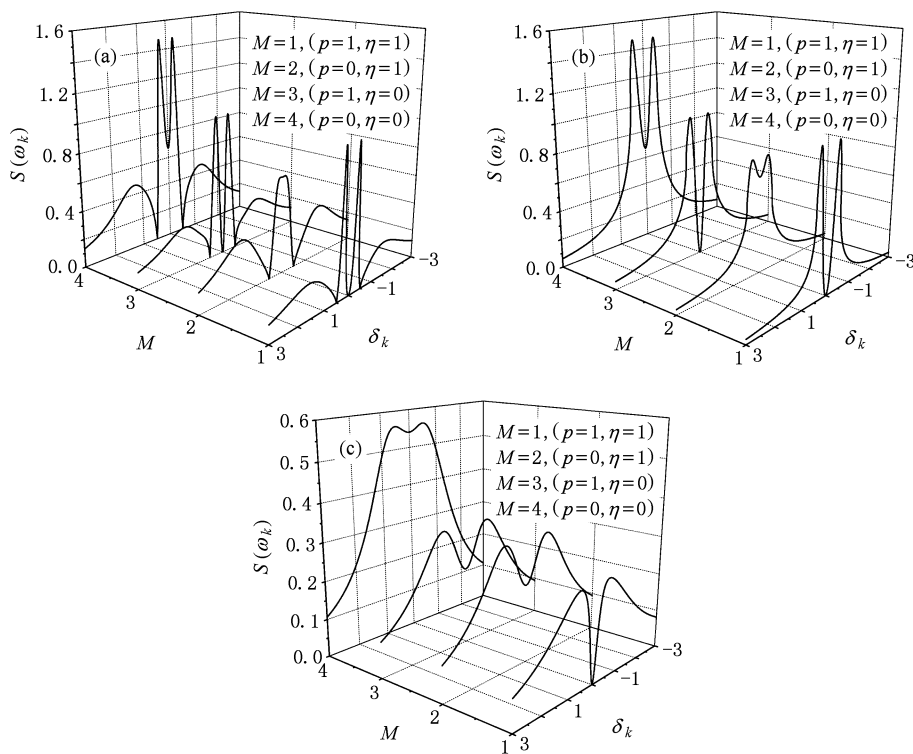


图 2 双 V 型四能级原子由能级 $|4\rangle$ 和 $|3\rangle$ 跃迁到 $|1\rangle$ 的自发辐射光谱(参量分别为 $\delta_{g1} = -\delta_{g2} = 0.5, \omega_{43} = 1.2, a_3(0) = a_4(0) = 1/\sqrt{2}$)
(a) 在各向同性光子晶体中, $\beta_{32} = \beta_{42} = 1$; (b) 在各向异性光子晶体中, $\alpha_{32} = \alpha_{42} = 1$; (c) 在真空中, $\gamma_{32} = \gamma_{42} = 1$

第一类黑线是指出现在 $\delta = 0$ 处, 且两类量子干涉相应都是存在时, 即 $(p = 1, \eta = 1)$. 这类黑线在三种不同被调制了的热库情况下都会出现(在图 2(a), (b), (c) 中 $M = 1$). 这类黑线的出现是由于两类量子干涉效应同时存在, 使得原子被囚禁在上能级, 不能衰减到下能级, 于是产生了这第一类黑线. 这条黑线对应着文献[28]中原子吸收谱的第二类透明窗口.

第二类黑线是指只出现在各向同性光子晶体的带边处(图 2(a))的那两条黑线. 这是由于在各向同性光子晶体禁带带边处的态密度出现奇异性, 奇异的带边密度将引起相关能级的劈裂, 从而引发相干作用, 使得带边处的谱线强度为零. 这两条黑线对应着文献[28]中原子吸收谱的第一类透明窗口.

第三类黑线是指当 $(p = 1, \eta = 0)$ 时, 出现在被调制了的热库为各向同性光子晶体(图 2(a)), M

$= 3$), 和各向异性光子晶体(图 2(b), $M = 3$) 中. 当被调制了的热库为真空时, 黑线消失. 这类黑线的出现由于由能级 $|4\rangle$ 和 $|3\rangle$ 跃迁到 $|1\rangle$ 的量子干涉效应, 以及 $|4\rangle$ 和 $|3\rangle$ 到 $|2\rangle$ 的衰减率在光子晶体禁带中为零, 使得原子被囚禁在上能级, 不能衰减到下能级, 于是产生了这第三类黑线. 这条黑线对应着文献[28]中原子吸收谱的第三类透明窗口.

下面我们将用三种方法来分析导致以上三类黑线的起因.

首先研究光子晶体的禁带带边位置的改变对三类黑线的影响^[28]. 由上面的分析可以看出: 第一类黑线是由两类量子干涉效应引起的, 与光子晶体无关, 也就是说这类黑线应该不随光子晶体的禁带带边位置的改变而移动; 第二类黑线和第三类黑线与光子晶体的态密度有关, 应该随光子晶体的禁带带边位置的改变而有所移动. 图 3 中给出了在各向

同性光子晶体(图3(a),(b)),各向异性光子晶体(图3(c),(d)),以及 $p=1, \eta=1$ (图3(a),(c)), $p=1, \eta=0$ (图3(b),(d))时,不同带边频率所对应自发辐射光谱.由图3(a),(c)可知,第一类黑线确实不随光子晶体的禁带带边位置的改变而移动,这表明第一类黑线完全是由两类量子干涉效应引起的,与光子晶体无关.由图3(a),(b)可知,随光子晶体的禁带带边位置的改变,第二类黑线始终位于各向同性光子晶体的禁带带边处,这表明第二类

黑线与各向同性光子晶体的带边处态密度有关.由图3(b),(d)还可以看出,第三类黑线也会随光子晶体的禁带带边位置的改变而移动,但始终位于光子晶体的禁带频率范围内,如果跃迁频率远离光子晶体的禁带带边,当被调制的热库为各向异性光子晶体时,黑线消失,当被调制的热库为各向同性光子晶体时,黑线仍然存在且逐渐靠近带边频率.这也表明第三类黑线与真空场中的量子干涉效应和光子晶体禁带态密度同时有关.

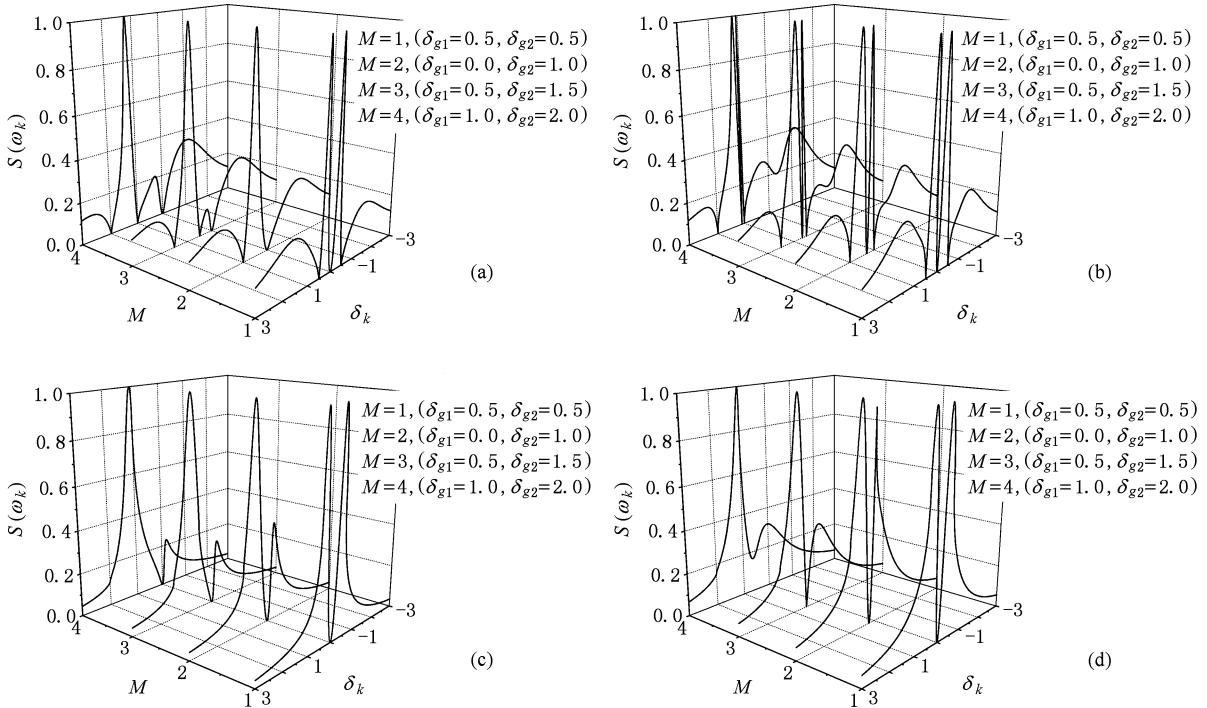


图3 双V型四能级原子由能级 $|4\rangle$ 和 $|3\rangle$ 跃迁到 $|1\rangle$ 的自发辐射光谱 (a)在各向同性光子晶体中, $p=1, \eta=1$; (b)在各向同性光子晶体中, $p=1, \eta=0$; (c)在各向异性光子晶体中, $p=1, \eta=1$; (d)在各向异性光子晶体中, $p=1, \eta=0$

为了进一步证实第二类黑线是由于各向同性光子晶体的带边处态密度具有奇异性引起的,我们假设各向同性光子晶体的态密度具有以下更加普遍的形式^[11]:

$$\rho(\omega_k) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{\sqrt{\omega_k - \omega_{g2}}}{\omega_k - \omega_{g2} + \varepsilon} \Theta(\omega_k - \omega_{g2}) + \frac{\sqrt{\omega_{g1} - \omega_k}}{\omega_{g1} - \omega_k + \varepsilon} \Theta(\omega_{g1} - \omega_k) \right], \quad (26)$$

其中 $\Theta(\omega_k - \omega_{g_i})$ 为Heaviside阶跃函数, ε 为光滑因子,它使得各向同性光子晶体的带边处态密度不再具有奇异性.相应的(23)式改写为

$$\bar{K}_{ij}(s) = \frac{\eta_{ij}}{2} \sqrt{\beta_{i2}^{3/2} \beta_{j2}^{3/2}} \left\{ \frac{i}{\sqrt{is + \delta_{g1}^j + \sqrt{\varepsilon}}} \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\sqrt{is + \delta_{g2}^j + i\sqrt{\varepsilon}}} \right\}. \quad (27)$$

根据前面的分析,当 $\varepsilon \neq 0$ 时,向同性光子晶体的带边处态密度不再具有奇异性,第二类黑线应该消失.在图4中给出了对于不同的光滑因子,各向同性光子晶体中双V型四能级原子由能级 $|4\rangle$ 和 $|3\rangle$ 跃迁到 $|1\rangle$ 的自发辐射光谱.从图中可以看出,当 $\varepsilon \neq 0$ 时,第二类黑线果然消失了,并且随着 ε 的增大,原来出现黑线的频率处的谱线强度逐渐增大.

为了说明第三类黑线是由真空场中的量子干涉和光子晶体禁带态密度为零共同导致的,我们在光子晶体禁带内引入缺陷,其态密度分别具有以下形式^[29,30]:

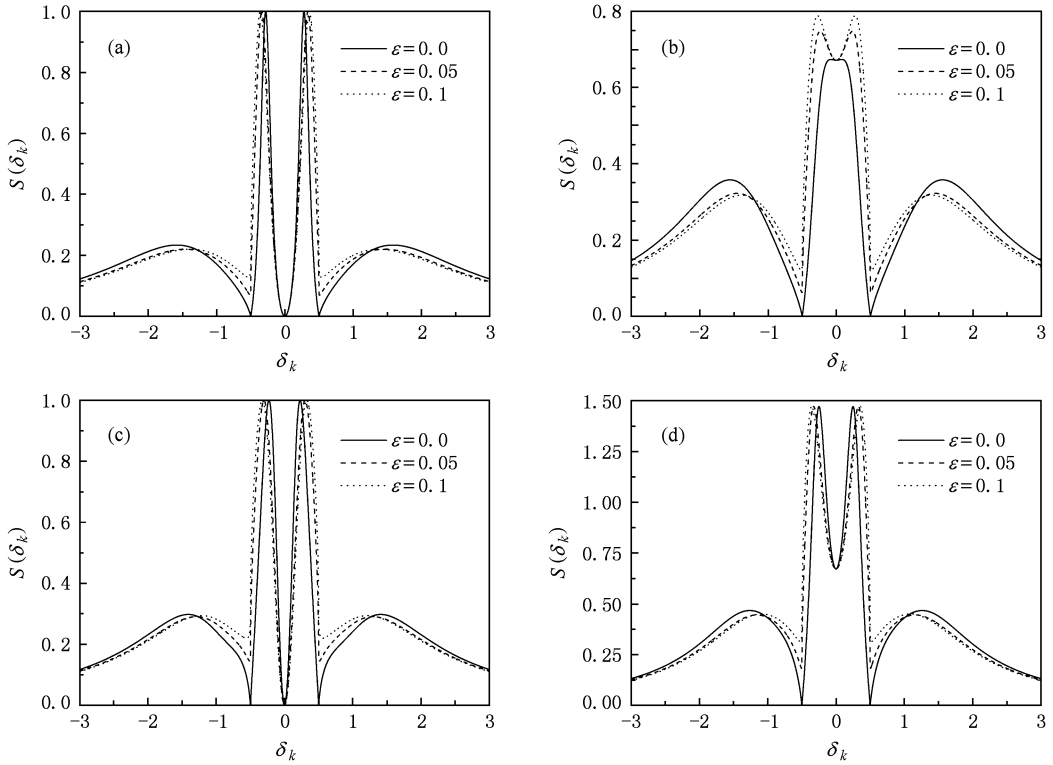


图4 在非奇异带边各向同性光子晶体中双 V 型四能级原子由能级 $|4\rangle$ 和 $|3\rangle$ 跃迁到 $|1\rangle$ 的自发辐射光谱 (a) $p = 1, \eta = 1$; (b) $p = 0, \eta = 1$; (c) $p = 1, \eta = 0$; (d) $p = 0, \eta = 0$

$$\rho(\omega_k) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{\Theta(\omega_k - \omega_{g1})}{\sqrt{\omega_k - \omega_{g1}}} + \frac{\Theta(\omega_{g2} - \omega_k)}{\sqrt{\omega_{g2} - \omega_k}} \right] + \frac{K}{\pi} \frac{\gamma_d}{(\omega_k - \omega_d)^2 + \gamma_d^2}, \quad (28)$$

$$\rho(\omega_k) = \frac{1}{\pi} \left[\sqrt{\omega_k - \omega_{g1}} \Theta(\omega_k - \omega_{g1}) + \sqrt{\omega_{g2} - \omega_k} \Theta(\omega_{g2} - \omega_k) \right] + \frac{K}{\pi} \frac{\gamma_d}{(\omega_k - \omega_d)^2 + \gamma_d^2}, \quad (29)$$

其中最后一项表示由缺陷引起的态密度, K 和 γ_d 为相应的参数. 相应的(23), (24)式改写为

$$\bar{K}_{ij}(s) = \frac{\eta_{ij}}{2} \frac{\sqrt{\beta_{i2}^{3/2} \beta_{j2}^{3/2}}}{\left\{ \frac{i}{\sqrt{is + \delta_{g1}^j}} + \frac{1}{\sqrt{is + \delta_{g2}^j}} \right\}} + \frac{\eta_{ij} \beta_d^i \beta_d^j}{s + i\delta_{d,j} + \gamma_d}, \quad (30)$$

$$\bar{K}_{ij}(s) = \frac{\eta_{ij}}{2} \frac{\sqrt{\alpha_{i2} \alpha_{j2}}}{\left\{ -i \sqrt{is + \delta_{g1}^j} + \sqrt{is + \delta_{g2}^j} \right\}} + \frac{\eta_{ij} \beta_d^i \beta_d^j}{s + i\delta_{d,j} + \gamma_d}, \quad (31)$$

其中 $\delta_{d,j} = \omega_d - \omega_{j2}$, β_d 为原子与缺陷模的耦合常数,

在后面的计算中分别取 $\delta_{d3} = 0.6, \delta_{d4} = -0.6, \beta_d^i \beta_d^j = 0.001$ 和 $\gamma_d = 0.01$. 根据前面的分析, 当 $p = 1, \eta = 0, \rho(\delta_k = 0) \neq 0$ 时, 第三类黑线应该消失. 在图5中给出了含缺陷各向同性光子晶体中双 V 型四能级原子由能级 $|4\rangle$ 和 $|3\rangle$ 跃迁到 $|1\rangle$ 的自发辐射光谱. 从图中可以看出, 当 $p = 1, \eta = 1$ 时, 黑线依然存在了, 而当 $p = 1, \eta = 0, \rho(\delta_k = 0) \neq 0$ 时, 第三类黑线果然消失了, 与前面的分析一致.

4. 结 论

本文研究了双带型光子晶体中双 V 型四能级原子自发辐射的辐射谱, 两个上能级通过与真空热库耦合跃迁到其中一个下能态, 通过与一个被调制了的热库耦合跃迁到另一个下能态, 被调制了热库可以是各向同性光子晶体热库, 各向异性光子晶体热库等. 研究发现原子自发辐射谱中有三种不同原因可以引起的黑线: 第一种是由于量子干涉效应; 第二种是由于各向同性光子晶体带边处态密度的奇异性; 第三种是由真空场中的量子干涉和光子晶体禁带态密度为零共同导致的. 通过研究光子带隙

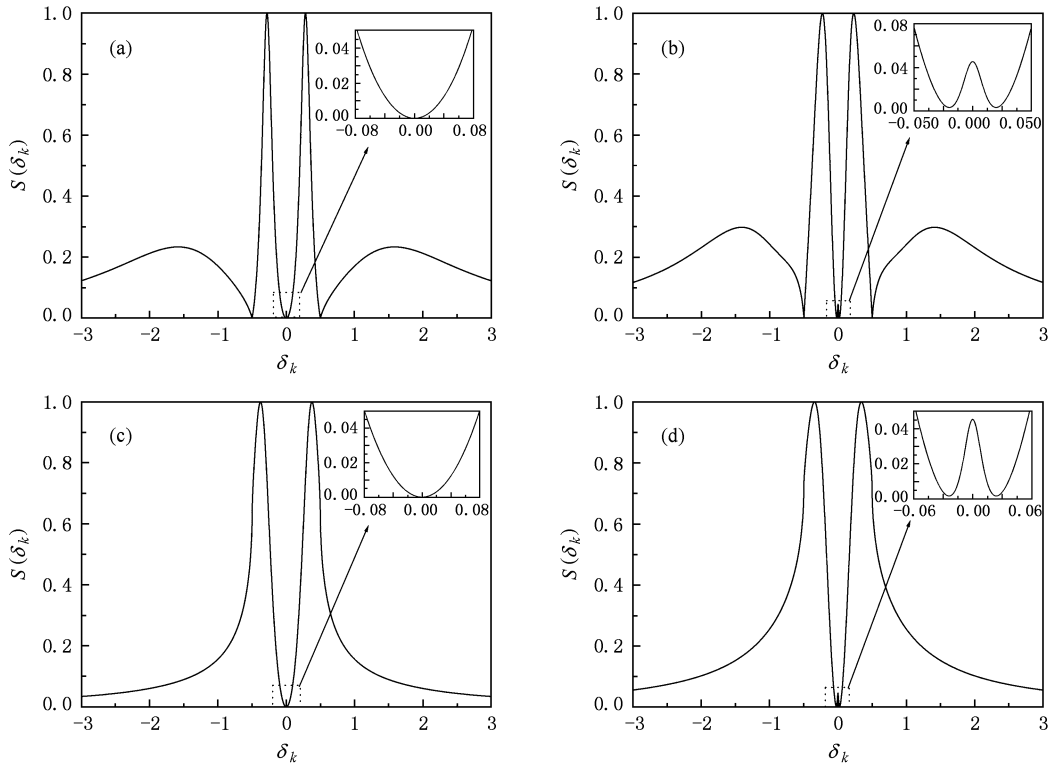


图5 双V型四能级原子由能级 $|4\rangle$ 和 $|3\rangle$ 跃迁到 $|1\rangle$ 的自发辐射光谱 (a)在含缺陷各向同性光子晶体中, $p=1, \eta=1$; (b)在含缺陷各向同性光子晶体中, $p=1, \eta=0$; (c)在含缺陷各向异性光子晶体中, $p=1, \eta=1$; (d)在含缺陷各向异性光子晶体中, $p=1, \eta=0$

频率的变动对原子光谱的影响,我们发现第一类黑线不随光子晶体的禁带带边位置的改变而移动;第二类黑线随光子晶体的禁带带边位置的改变而移动,但始终位于各向同性光子晶体的禁带带边处;第三类黑线也会随光子晶体的禁带带边位置的改变而移动,但始终位于光子晶体的禁带频率范围内,如果跃迁频率远离光子晶体的禁带带边,当被调制的热库为各向异性光子晶体时,黑线消失,当被调制的热库为各向同性光子晶体时,黑线仍然存在且逐渐靠近带边频率.为了分析各向同性光

子晶体的带边处态密度具有奇异性对谱线的影响,我们在各向同性光子晶体的带边处引入光滑因子,引入光滑因子后各向同性光子晶体的带边处态密度不再具有奇异性,第二类黑线消失.为了分析只存在真空场中的量子干涉时光子晶体禁带态密度对谱线的影响,我们在光子晶体的禁带内引入缺陷,引入缺陷以后光子晶体的禁带中出现了缺陷带,态密度不再为零,第三类黑线消失,这表明第三类黑线是由真空场中的量子干涉和光子晶体禁带态密度为零两种因素共同导致的.

[1] Zhu S Y, Chan R C F, Lee C P 1995 *Phys. Rev. A* **52** 710
 [2] Zhu S Y, Scully M O 1995 *Phys. Lett. A* **201** 85
 [3] Zhu S Y, Narducci L M, Scully M O 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4791
 [4] Zhou P, Swain S 1997 *Phys. Rev. A* **56** 3011
 [5] Agarwal G S 1998 *Phys. Rev. A* **58** 686
 [6] Paspalakis E, Keitel C H, Knight P L 1998 *Phys. Rev. A* **58** 4868
 [7] Wu J H, Li A J, Ding Y, Zhao Y C, Gao J Y 2005 *Phys. Rev.*

A **72** 023802
 [8] Li J H, Liu J B, Chen A X, Qi C C 2006 *Phys. Rev. A* **74** 033816
 [9] Li A J, Song X L, Wei X G, Wang L, Gao J Y 2008 *Phys. Rev. A* **77** 053806
 [10] Li Y F, Zhang X Y, Sun J F, Wang Y C 2002 *Acta. Phys. Sin.* **51** 782 (in Chinese) [李永放、张向阳、孙建锋、王永昌 2002 物理学报 **51** 782]
 [11] Paspalakis E, Angelakis D G, Knight P L 1999 *Opt. Commun.*

- 172 229
- [12] Angelakis D G, Paspalakis E, Knight P L 2001 *Phys. Rev. A* **64** 013801
- [13] Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **62** 013805
- [14] Zhu S Y, Yang Y P, Chen H, Zheng H, Zubairy M S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2136
- [15] Yang Y P, Xie S Y, Chen H, Zhu S Y, Wu X 2000 *Opt. Commun.* **182** 349
- [16] Yang Y P, Li G X, Chen H, Zhu S Y 2006 *Opt. Commun.* **265** 559
- [17] 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]
- [18] Huang X S, Yang Y P 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 4129 (in Chinese) [黄仙山、羊亚平 2005 物理学报 **54** 4129]
- [19] Huang X S, Xie S Y, Yang Y P 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 696 (in Chinese) [黄仙山、谢双媛、羊亚平 2006 物理学报 **55** 696]
- [20] Zhu S Y, Chen H, Huang H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 205
- [21] Yang Y P, Zhu S Y, Zubairy M S 1999 *Opt. Commun.* **166** 79
- [22] Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **61** 043809
- [23] Yang Y P, Lin Z X, Zhu S Y, Chen H, Feng W G 2000 *Phys. Lett. A* **270** 41
- [24] Yang Y P, Zhu S Y 2000 *J. Mod. Opt.* **47** 1513
- [25] Yang Y P, Fleischhauer M, Zhu S Y 2003 *Phys. Rev. A* **68** 043805
- [26] Chen S, Xie S Y, Yang Y P, Chen H 2003 *Acta. Phys. Sin.* **52** 853 (in Chinese) [陈三、谢双媛、羊亚平、陈鸿 2003 物理学报 **52** 853]
- [27] Zhang H Z, Tang S H, Dong P, He J 2002 *Phys. Rev. A* **65** 063802
- [28] Roshan Entezar S, Tajalli H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 023816
- [29] Du C G, Hu Z F, Li S Q 2004 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **6** 263
- [30] Fang Y F, Du C G, Li S Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4652 (in Chinese) [房元锋、杜春光、李师群 2006 物理学报 **55** 4652]
- [31] Woldeyohannes M, John S 1999 *Phys. Rev. A* **60** 5046
- [32] Woldeyohannes M, John S 2003 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **5** R43

The dark lines in the spontaneous emission spectrum of a double V-type four-level atom in double-band photonic crystal*

Xu Xun-Wei¹⁾ Liu Nian-Hua¹⁾²⁾ †

1) (Department of Physics, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

2) (Institute for Advanced Study, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

(Received 29 March 2009; revised manuscript received 17 August 2009)

Abstract

The spontaneous emission spectrum of a double V-type four-level atom in a double-band photonic crystal is investigated. The double V-type atom is respectively coupled by the free vacuum modes and the photonic band gap modes. There are three types of dark lines in the spectrum: the first type originates from the quantum interference, the second type originates from the singularities of the density of states at the isotropic photonic band edges, and the third type originates from the quantum interference in the vacuum modes and zero density of states in the band-gap of photonic crystal. The causes leading to these three types of dark lines are investigated by varying the detuning of the atomic transitions from the band edge, by introducing smoothing parameter to eliminate the singularity of the density of states at the isotropic photonic band edges, and by introducing defect modes in the band gap of the photonic crystal.

Keywords: double-band photonic crystal, double V-type four-level atom, dark line

PACC: 4250, 3280, 4270Q

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10664002), the Program for Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University (Grant No. IRT0730) and the Program for International S&T Cooperation Program of China (Grant No. 2009DFA02320).

† Corresponding author. E-mail: nhliu@ncu.edu.cn