

一维冷原子晶格中相干诱导三光子带隙*

巴诺^{1)†} 王磊^{2)‡} 张岩³⁾

1) (吉林师范大学物理学院, 四平 136000)

2) (吉林大学物理学院, 长春 130012)

3) (东北师范大学物理学院, 长春 130024)

(2013年8月11日收到; 2013年11月7日收到修改稿)

基于电磁感应透明技术, 将相干耦合的 Tripod 型原子俘获在一维光晶格中并使其呈高斯型分布, 由于介质的折射率被一维光晶格周期性调制, 从而实现动态调控的三光子带隙结构. 通过求解光场与原子相互作用密度矩阵方程以及光波在周期性介质中散射的传输矩阵方程, 计算出探测场在相干驱动介质中的稳态反射谱和透射谱. 计算结果表明: 光子带隙的位置、宽度以及反射率可以通过改变两个耦合场的失谐、强度和几何布拉格失谐来调谐.

关键词: 原子相干, 电磁感应透明, 光子带隙

PACS: 42.50.Gy, 42.70.Qs, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.63.034209

1 引言

量子信息技术将量子力学和信息科学相结合, 不仅促进了人们对物质世界量子本性的理解, 还激励人们提高对微观量子系统的操纵能力. 当前, 对大量信息资源的有效存储、传输和处理已成为量子信息技术关注的要点, 并吸引越来越多科学家们的研究热情. 众所周知, 光子具有传播速度快, 抗干扰能力强以及低损耗等特点, 因此可以作为信息的理想载体. 但光子又具有难以有效操控的缺点, 研究发现可以利用强相干激光场与原子相互作用的量子相干效应对光场有效地进行调控. 电磁感应透明 (EIT) [1-4] 是一种重要的量子相干效应, EIT 是指: 当强耦合场共振作用原子介质时, 由于在不同跃迁通道之间产生量子相消干涉, 使弱探测场几乎完全通过原子介质的过程. EIT 技术已经在理论和实验上得到了广泛的应用, 例如光速调控 [5-7], 光信息存储 [8-10], 电磁感应手性材料 [11,12], 以及增强 Kerr 非线性效应 [13,14] 等.

光子晶体 (PC) [15,16] 是 20 世纪 80 年代由 Yoblonovitch 和 John 分别提出来的, 光子晶体是由不同折射率的介质周期性排列的天然或人造的非均匀材料, 其变化的周期与光子的波长是同一数量级. 光子晶体的一个重要特征是出现光子带隙 (PBG), 由于 Bragg 散射, 某些频率的电磁波在其中传播时受到抑制, 而被完全反射, 因此在频谱上出现带隙. PBG 的存在可以有效地操控光子的传播行为, 在光通讯领域具有重要应用价值, 所以制备 PBG 材料成为世界各国研究的热点. 但是, 传统的光子晶体一旦制备出来以后, 光子带隙的位置和宽度就无法改变 [17], 于是人们不断地探寻实现可调谐光子带隙的方法. 近来, 一种基于 EIT 效应实现可调谐光子带隙的方法引起人们的关注. 在驻波场相干驱动原子系统中, 探测场的折射率在空间上受到周期性调制, 于是形成一维 (1D) 光子带隙 [18], 并且通过改变驻波场的周期和强度等参数可以调节带隙的位置和宽度. 人们已经在原子系统 [19-23] 中和掺杂杂质的固体材料 [24,25] 中实现了可调控单光子带隙, 而且随着深入地研究也在不同模型中获

* 国家自然科学基金 (批准号: 11247201, 11247005, 11347137) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: banuo2012@yahoo.cn

‡ 通讯作者. E-mail: wang_lei98@163.com

得双光子带隙和三光子带隙.

最近, 一种新型电磁诱导PBG的机理引起我们的注意, 即将密度为高斯分布的原子俘获在1D光晶格中, 并且在行波场相干驱动下产生光子带隙^[26,27]. 本文基于上述理论, 研究在1D光晶格中相干驱动 Tripod 型原子系统, 在两个行波场的耦合作用下, 探测场被感应生成三个光子带隙, 其中两个可调谐的光子带隙出现在EIT窗口中, 而另一个宽光子带隙则出现在大失谐处. 由于EIT窗口的位置和宽度与耦合场的强度和失谐有关, 因此电磁感应的光子带隙可以被作用场动力学调控.

2 理论模型

我们考虑俘获在1D光晶格中的 Tripod 模型. 如图1(a)所示, 能级 $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, $|4\rangle$ 分别对应 ^{87}Rb 原子的 D_2 线超精细能态 $|5S_{1/2}, F=2, m=1\rangle$,

$|5S_{1/2}, F=1, m=-1\rangle$, $|5S_{1/2}, F=1, m=1\rangle$ 和 $|5P_{3/2}, F=2, m=0\rangle$. 在能级 $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 之间作用一个频率为 ω_p 的弱探测场, 在能级 $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 和 $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 分别作用频率为 ω_c , ω_d 的强耦合场. 为了描述探测场在原子中的光学响应, 在弱场近似下, 利用Liouville方程解析地求出与探测场极化相关的非对角矩阵元

$$\rho_{41} = \frac{i\Omega_p \gamma'_{21} \gamma'_{31}}{\gamma'_{21} \gamma'_{31} \gamma'_{41} + \gamma'_{31} \Omega_c^2 + \gamma'_{21} \Omega_d^2}, \quad (1)$$

其中, $\gamma'_{21} = \gamma_{21} - i(\Delta_p - \Delta_c)$, $\gamma'_{31} = \gamma_{31} - i(\Delta_p - \Delta_d)$ 和 $\gamma'_{41} = \gamma_{41} - i\Delta_p$ 分别是相干项 ρ_{21} , ρ_{31} 和 ρ_{41} 的复退相干项, $\Delta_p = \omega_{41} - \omega_p$, $\Delta_c = \omega_{42} - \omega_c$ 和 $\Delta_d = \omega_{43} - \omega_d$ 分别是作用场与相应能级共振跃迁失谐. $\Omega_p = E_p d_{41}/2\hbar$, $\Omega_c = E_c d_{42}/2\hbar$ 和 $\Omega_d = E_d d_{43}/2\hbar$ 分别是探测场和两个耦合场的拉比频率.

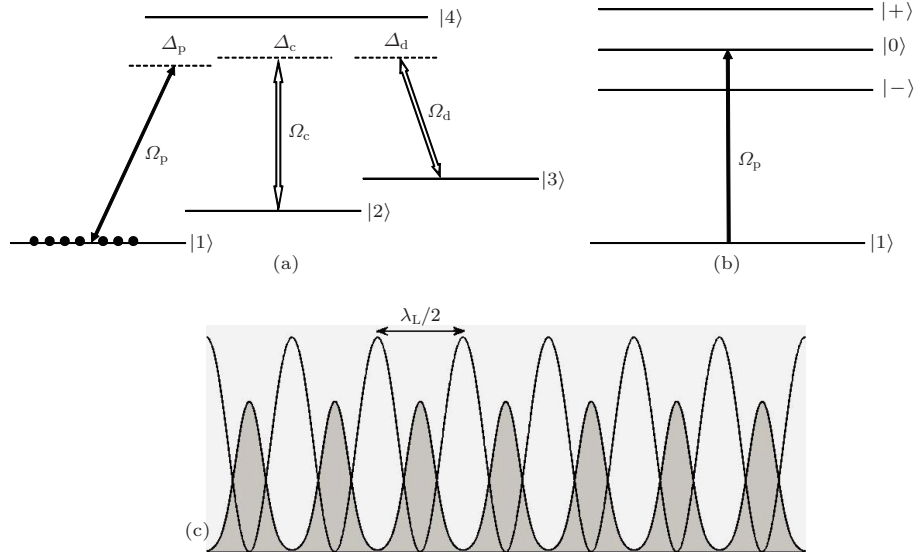


图1 (a) 四能级 Tripod 原子模型, 同时作用两个行波场 E_c , E_d 和弱探测场 E_p ; (b) 四能级原子系统的缀饰态能级; (c) 周期为 $\lambda_L/2$ 的一维光晶格

在实际的实验操作中, 原子俘获在由波长为 λ_L 的红失谐激光束反射形成的光晶格中, 因此形成一个波长为 $\lambda_L/2$ 的原子密度光栅, 结构如图1(c)所示. 另外, 设每个周期中的原子密度分布为

$$N(z) = N_0 \exp\left(-\frac{z}{\sigma_z}\right), \quad (2)$$

式中 N_0 是平均原子密度, 其沿 z 方向的高斯线宽为 $\sigma_z = \lambda_L/(2\pi\sqrt{\eta})$, 其中常数因子 $\eta = U_0/k_B T$ 取决于偶极势阱的俘获深度 U_0 和原子样品池的平均温度 T . 对于这种周期性俘获的原子系统, 由(1)式可以进一步推出系统的电极化率和折射率分

别为

$$\chi_p = \frac{N_0 |d_{41}|^2 \rho_{41}}{\epsilon_0 \hbar \Omega_p}, \quad (3)$$

$$n_p = \sqrt{1 + \chi_p(z)}. \quad (4)$$

值得注意的是: 为了能够形成俘获原子的偶极势阱要求 $\lambda_L > \bar{\lambda}_p$, $\bar{\lambda}_p = \lambda_p/\bar{n}_p$, $\bar{\lambda}_p$ 和 \bar{n}_p 是光晶格中真空探测波长和其平均折射率. 另外需要满足布拉格条件 $\lambda_{L0} = \lambda_p/\cos\theta$, θ 为探测场传播方向与光晶格之间的夹角. 这里引入一个变化的量 $\Delta\lambda_L = \lambda_L - \lambda_{L0}$, 于是布拉格关系可以重新表示为 $-\Delta\lambda_L/\lambda_L$. 利用传输矩阵的方法检验布拉格散射

在探测场共振以及远共振处存在的三光子带隙. 首先, 把长度为 $L = ka$ 的样品分割成 k 个周期; 然后, 将每个周期平均分成 100 份薄层, 而每个薄层的原子密度 $N(z_l)l \in [1, 100]$ 是随坐标 z 变化的, 于是每个薄层的传输矩阵为

$$m_p(z_l) = \frac{1}{t_p(z_l)} \begin{pmatrix} t_p^2(z_l) - r_p^2(z_l) & r_p(z_l) \\ -r_p(z_l) & 1 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

式中, $r_p(z_l)$ 和 $t_p(z_l)$ 为反射系数和透射系数, 由此单个周期总的传输矩阵为

$$M_p = m_p(z_1) \cdot m_p(z_2) \cdots m_p(z_{100}). \quad (6)$$

根据 Bloch 定理, 一束光经过周期性介质中长度为 a 的一个周期时应满足

$$\begin{pmatrix} E^+(x+a) \\ E^-(x+a) \end{pmatrix} = M_p \begin{pmatrix} E^+(x) \\ E^-(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\kappa a} E^+(x) \\ e^{-i\kappa a} E^-(x) \end{pmatrix}, \quad (7)$$

式中 E^+ 和 E^- 分别表示探测场向前和向后的幅值, $\kappa = \kappa' + \kappa''$ 是 Bloch 波矢, κ' 和 κ'' 是探测场通过一维光晶格之后的色散和衰减率. Bloch 波矢可以通过求解方程 $e^{2i\kappa a} - \text{Tr}[M_p]e^{i\kappa a} + 1 = 0$ 得到

$$\kappa a = \pm \cos^{-1} \left(\frac{\text{Tr}[M_p]}{2} \right). \quad (8)$$

最后, 我们得到长度 $L = ka$ 介质的传输矩阵 M_p^k 为

$$M_p^k = \frac{\sin(k\kappa a)}{\sin(\kappa a)} M_p - \frac{\sin((k-1)\kappa a)}{\sin(\kappa a)} I, \quad (9)$$

其中, I 是单位矩阵, 于是可以计算探测场的反射率

和透射率

$$R_p(L) = \left| \frac{M_{p(12)}^k}{M_{p(22)}^k} \right|^2, \quad (10)$$

$$T_p(L) = \left| \frac{1}{M_{p(22)}^k} \right|^2. \quad (11)$$

另外, 随着光子带隙的出现也将伴随光子态密度的减小, 光子态密度表示为

$$D_p(z) = \text{Re} \left[\frac{2 + r_p^l(z) + r_p^r(z)}{1 - r_p^l(z)r_p^r(z)} - 1 \right], \quad (12)$$

式中 $r_p^l(z)$ 和 $r_p^r(z)$ 是探测光子传播到一维光晶格 z 处时左侧和右侧的反射系数.

3 数值结果和分析

首先, 我们研究当系统达到稳态时, 探测场的吸收和色散性质. 图 2 给出了探测场线性极化率 χ_p 的实部和虚部随失谐的变化曲线, 图中各参数为 $\gamma_{21} = \gamma_{31} = 1$ kHz, $\gamma_{41} = 6$ MHz, $\Omega_c = \Omega_d = 6$ MHz, 样品长度 $L = 3$ mm. 从图 2(a) 中很清楚地看到: 当两个耦合场失谐不相等 (即 $\Delta_c = -\Delta_d = 6$ MHz) 时, 探测场的吸收曲线分别在共振频率附近产生透明窗口同时伴随陡峭的色散曲线. 然而, 在 $\Delta_c = \Delta_d = 0$ 的情况下, 探测场吸收曲线则在 $\Delta_p = 0$ 处只出现一个透明窗口并伴随陡峭的色散曲线 (见图 2(b)). 上述现象我们可以用光场与原子相互作用缀饰态理论解释. 在特定双光子失谐时, 即 $\Delta_c + \Delta_d = 0$ 时, 由耦合场 Ω_c 和 Ω_d 与能级 $|2\rangle$, $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 相干耦合成的缀饰态为

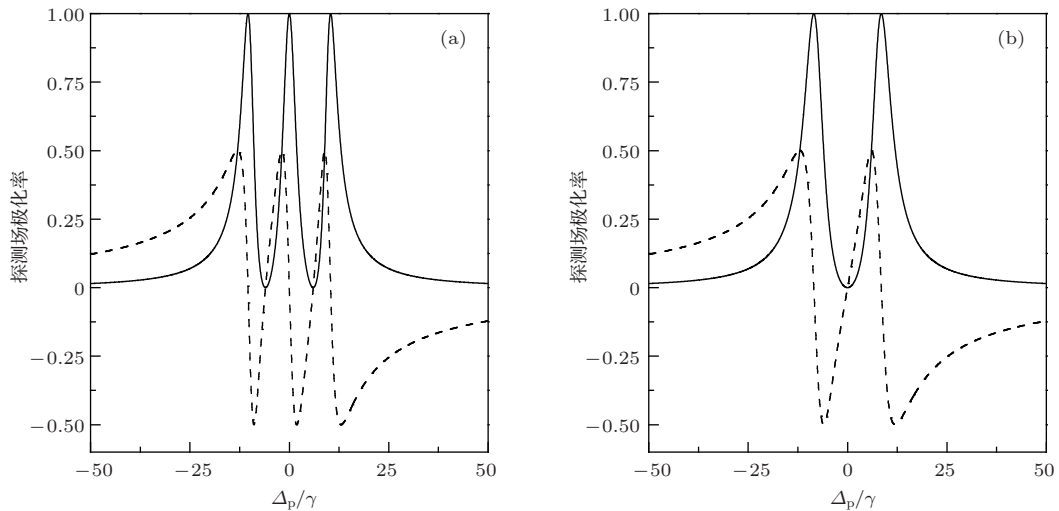


图 2 探测场极化率的虚部 (实线) 和实部 (虚线) 随失谐的变化曲线 (相关参数是 $\gamma_{21} = \gamma_{31} = 1$ kHz, $\gamma_{41} = 6$ MHz, $\Omega_c = \Omega_d = 6$ MHz) (a) $\Delta_c = -\Delta_d = 6$ MHz; (b) $\Delta_c = \Delta_d = 0$

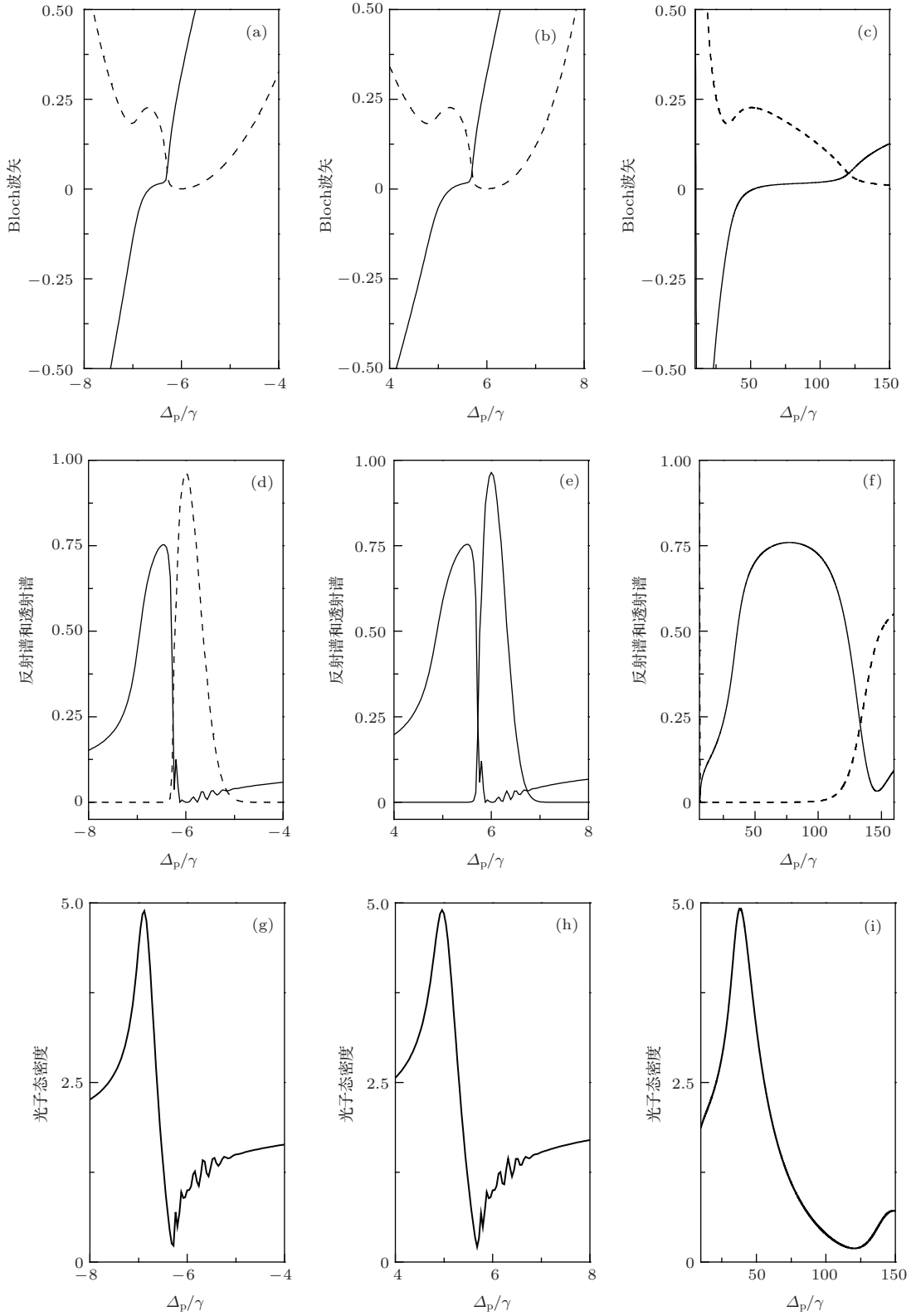


图3 (a), (b), (c) 光子带隙结构布洛赫波矢实部(实线)和虚部(虚线); (d), (e), (f) 探测场的反射谱(实线)和透射谱(虚线); (g), (h), (i) 探测光子态密度; 参数为: $\Delta_c = -\Delta_d = 6$ MHz, $\Delta\lambda_L = 0.25$ nm, $N_0 = 1.0 \times 10^{12}$ cm $^{-3}$, 其他与图2相同

$$|0\rangle = -\frac{\Omega_c}{\Delta_c} |2\rangle - \frac{\Omega_d}{\Delta_d} |3\rangle + |4\rangle, \quad (13)$$

$$+ \frac{(\Delta_c + \lambda_+)(\Delta_d + \lambda_+)}{A} |4\rangle, \quad (14)$$

$$|+\rangle = -\frac{(\Delta_d + \lambda_+) \Omega_c}{A} |2\rangle - \frac{(\Delta_c + \lambda_+) \Omega_d}{A} |3\rangle \quad |-\rangle = -\frac{(\Delta_d + \lambda_-) \Omega_c}{B} |2\rangle - \frac{(\Delta_c + \lambda_-) \Omega_d}{B} |3\rangle$$

$$+ \frac{(\Delta_c + \lambda_-)(\Delta_d + \lambda_-)}{B} |4\rangle. \quad (15)$$

相应的本征值分别为 $\lambda_0 = 0$,

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \pm \sqrt{(\Delta_c - \Delta_d)^2 + 4(\Omega_c^2 + \Omega_d^2)}.$$

由方程(13)—(15)可知, 每个缀饰态都是由能级|2>, |3>和|4>相干叠加形成的, 并符合跃迁选择定

则, 所以原子可以分别从缀饰能级|+>, |0>和|->向|1>能级跃迁. 由于在这三个跃迁通道之间产生了量子相消干涉, 所以我们就得到了两个透明窗口. 同理, 我们仍然用缀饰态理论再来分析图2(b)所产生的现象. 当两个强场达到双光子共振时, 即 $\Delta_c = \Delta_d = \Delta$ 时, 由作用场 Ω_c 和 Ω_d 与三个能级|2>, |3>和|4>耦合形成的缀饰态为

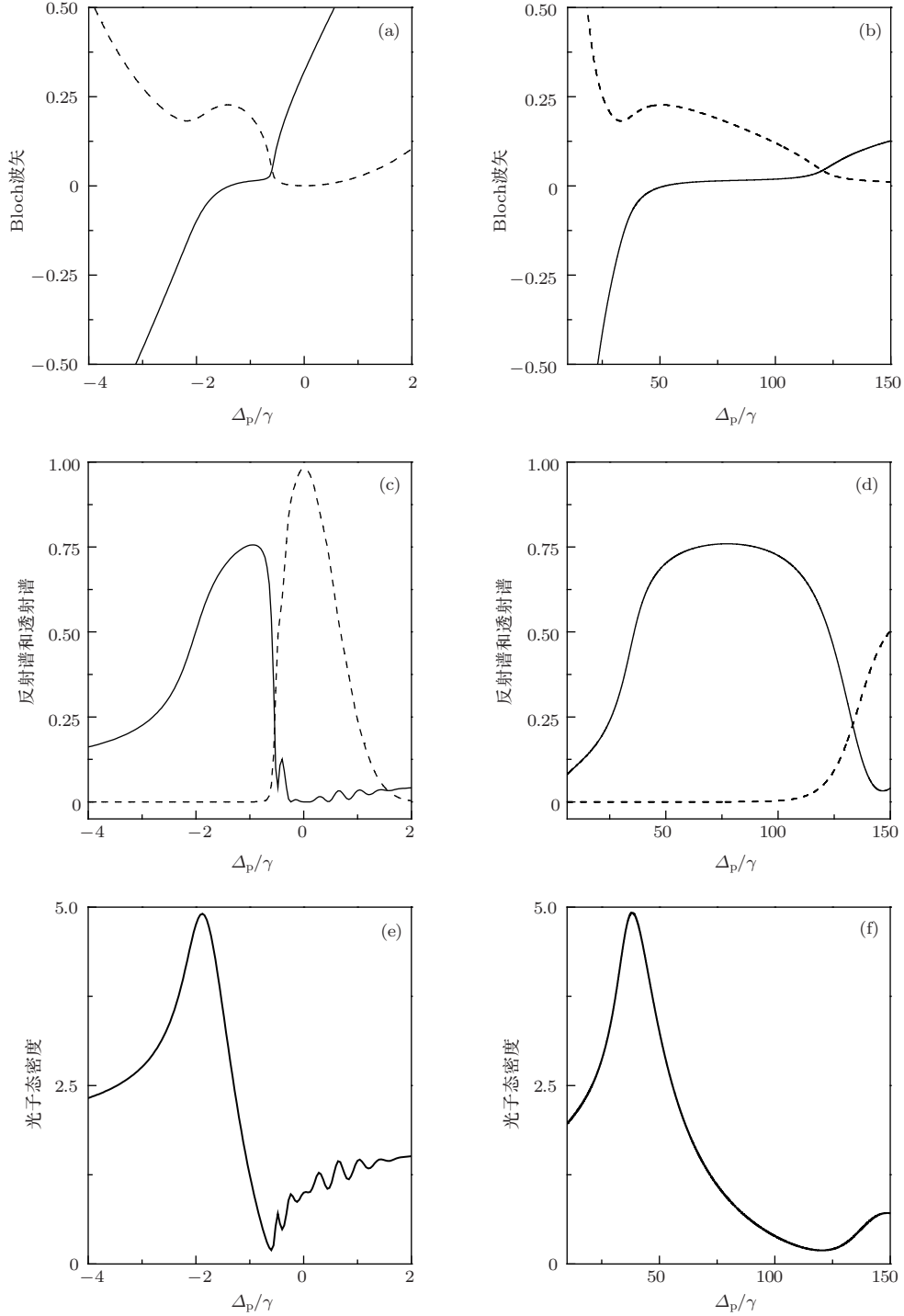


图4 (a), (b) 光子带隙结构布洛赫波矢实部(实线)和虚部(虚线); (c), (d) 探测场的反射谱(实线)和透射谱(虚线); (e), (f) 探测光子态密度; 参数为: $\Delta_c = \Delta_d = 0$, 其他与图2相同

$$|0\rangle = -\frac{\Omega_d}{\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_d^2}}|2\rangle + \frac{\Omega_c}{\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_d^2}}|3\rangle, \quad (16)$$

$$|+\rangle = -\frac{\Omega_c}{\sqrt{2(\Omega_c^2 + \Omega_d^2)}}|2\rangle - \frac{\Omega_d}{\sqrt{2(\Omega_c^2 + \Omega_d^2)}}|3\rangle + \frac{(\Delta + \lambda_+)}{\sqrt{2(\Omega_c^2 + \Omega_d^2)}}|4\rangle, \quad (17)$$

$$|-\rangle = -\frac{\Omega_c}{\sqrt{2(\Omega_c^2 + \Omega_d^2)}}|2\rangle - \frac{\Omega_d}{\sqrt{2(\Omega_c^2 + \Omega_d^2)}}|3\rangle + \frac{(\Delta + \lambda_-)}{\sqrt{2(\Omega_c^2 + \Omega_d^2)}}|4\rangle. \quad (18)$$

相应的本征值为 $\lambda_0 = -\Delta$, $\lambda_{\pm} = \pm\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_d^2}$. 由方程 (16) 可知, 缀饰态 $|0\rangle$ 只是能级 $|2\rangle$, $|3\rangle$ 相干叠加而成的, 与激发能级 $|4\rangle$ 无关. 根据跃迁选择定则可知, 基态能级 $|1\rangle$ 与两个亚稳态能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 是

跃迁禁戒的, 所以原子不能从缀饰态 $|0\rangle$ 能级跃迁到 $|1\rangle$ 能级上. 因此, 原子只能从 $|+\rangle$ 和 $|-\rangle$ 这两个缀饰态能级向 $|1\rangle$ 能级跃迁, 并且在这两个跃迁通道之间发生了相消干涉, 于是得到图 2(b) 中的一个透明窗口.

就上述两种情况我们通过数值模拟, 用 Bloch 波矢、探测场经过整个介质的反射谱和透射谱以及光子态密度描述相干驱动一维原子晶格中的光子带隙结构. 如图 3 所示, 在 $\Delta_c + \Delta_d = 0$ 条件下, 由三个光子带隙 PBG 在布里渊区边界 ($\kappa' = \pi/a$, $\kappa'' \neq 0$) 产生 (见图 3(a), (b), (c)), 由于 EIT 作用, 两个窄带隙分别出现在透明窗口处, 而宽带隙则出现在吸收小的大失谐处 (见图 3(d), (e), (f)). 在带隙内, $\kappa'' \neq 0$ 代表的是 Bloch 波的衰减, 由于入射光与原子晶格的传播不匹配, 在介质中光子态密度 $D_p(z)$ 迅速衰减见图 3(g), (h), (i), 所以探测场不能在其中传播而被反射. 然而, 当两个耦合场失谐相等 $\Delta_c = \Delta_d = 0$ 时, 则只有两个光子带隙出现, 其中窄带隙出现在 $\Delta_p = 0$ 的透明窗口处, 而宽带隙出现在大失谐处如图 4. 由此可见, 我们可以通过控制两个耦合场的失谐来操控相干一维原子晶格中的光子带隙的个数.

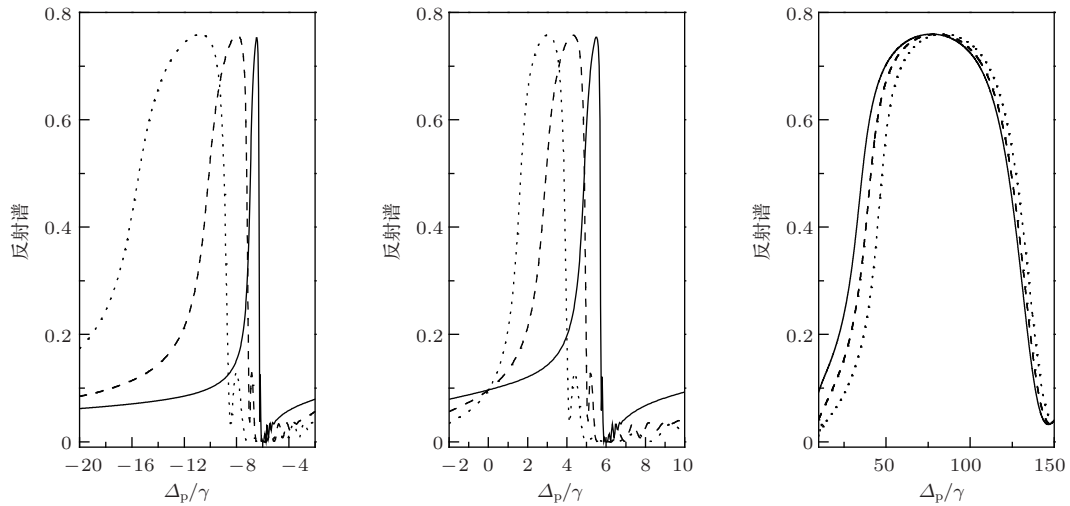


图5 两个行波场强度取不同值时, 探测场的反射谱; 实线、虚线和点线分别对应 $\Omega_c = \Omega_d = 6$ MHz, $\Omega_c = \Omega_d = 12$ MHz, $\Omega_c = \Omega_d = 18$ MHz, 其他参数同图 3

下面, 我们分别讨论两个耦合场的强度 (即拉比频率) 和布拉格失谐 $\Delta\lambda_L$ 对光子带隙结构的影响. 图 5 给出随着两个耦合场的拉比频率 Ω_c 和 Ω_d 增大, 在两个透明窗口处产生光子带隙的宽度随之变大并且带隙的位置发生红移; 而在大失谐处光子带隙的宽度几乎不发生改变但是带隙的位置却发生了蓝移. 最后, 我们研究布拉格失谐 $\Delta\lambda_L$ 的

变化如何影响光子带隙结构. 如图 6 所示, 随着 $\Delta\lambda_L$ 绝对值增大, 三个不同区域的发射带隙变宽, 但是对应的发射率随之减小. 并且当 $\Delta\lambda_L$ 从正值变为负值时在大失谐处宽的光子带隙从正的探测场失谐处移动到负的探测场失谐区域. 可见, 通过改变布拉格失谐 $\Delta\lambda_L$ 的正负号可以控制光子带隙的位置.

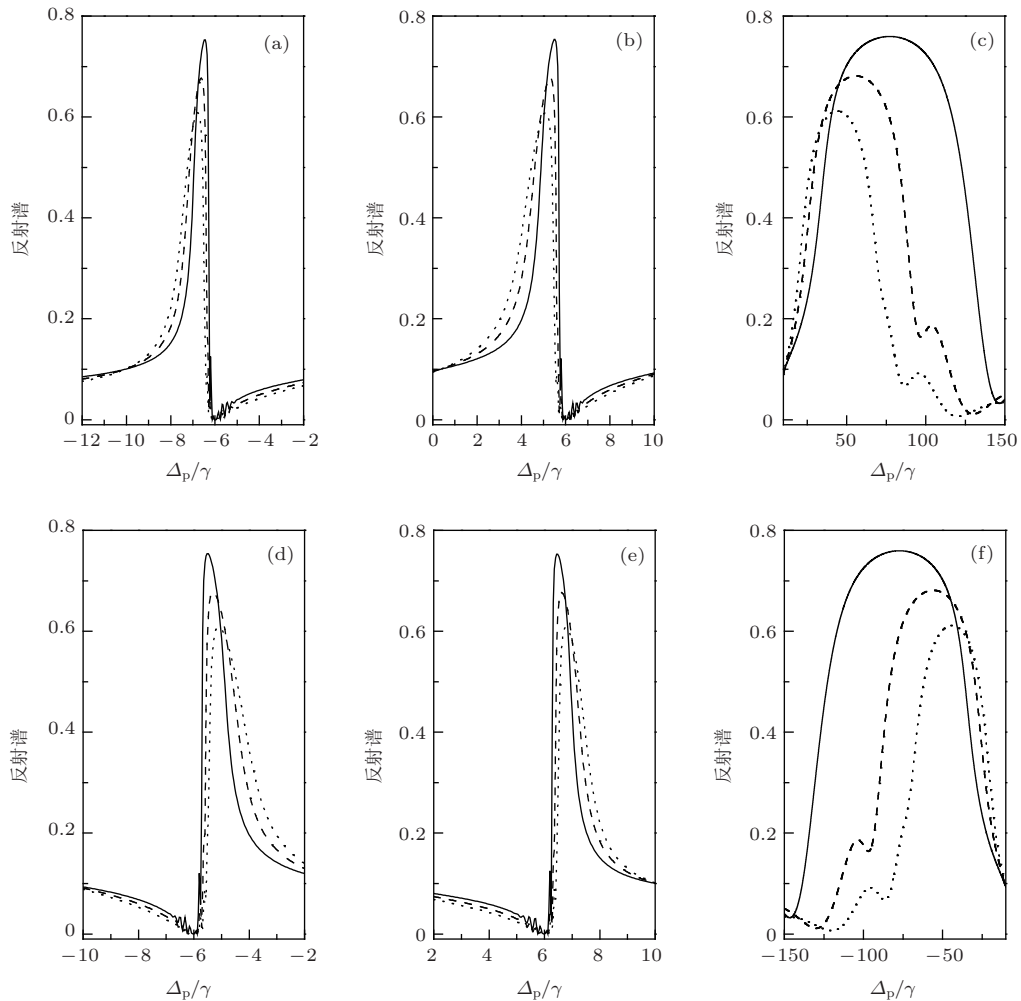


图6 布拉格失谐取不同数值, 探测场的反射谱 (a), (b), (c) 中实线、虚线和点线分别对应 $\Delta\lambda_L = 0.25 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_L = 0.35 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_L = 0.45 \text{ nm}$; (d), (e), (f) 中实线、虚线和点线分别对应 $\Delta\lambda_L = -0.25 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_L = -0.35 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_L = -0.45 \text{ nm}$, 其他参数同图3

4 结 论

本文研究光在一个俘获四能级 Tripod 型原子的一维光晶格中传播时的稳态光学响应. 在光晶格的每一个周期中原子密度呈高斯分布, 从而形成周期性结构的机理, 于是系统在两个行波场的相干作用下使探测场在传播时形成光子带隙结构. 数值结果表明: 当两个作用场双光子失谐时, 光子态密度在探测场的三个不同区域(两个透明窗口和大失谐处)减小, 对应产生三个带隙结构; 当作用场满足双光子共振时, 在探测场的惟一透明窗口和大失谐处形成两个带隙结构. 另外, 通过改变行波场的失谐、强度和几何布拉格失谐可以有效地对带隙位置、宽度以及反射率进行调控. 我们希望这种相干调控光子带隙可以用于新光学器件的设计如光开关、光路由以及光二极管等.

参考文献

- [1] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50**(7) 36
- [2] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [3] Yang S H, Wang D, Gao J Y 1999 *Acta Phys. Sin. (Overseas Edition)* **8** 443
- [4] Zhao J M, Yin W B, Wang L R, Xiao L T, Jia S T 2002 *Chin. Phys.* **11** 241
- [5] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [6] Turukhin A V, Sudarshanam V S, Shahriar M S, J Mussler A, Ham B S, Hemmer P 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 023602
- [7] Cui C L, Jia J K, Gao J W, Xue Y, Wang G, Wu J H 2007 *Phys. Rev. A* **76** 559
- [8] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
- [9] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **409** 490

- [10] Wu J H, Gu K H, Guo X Z, Han N 2010 *Chinese Journal of Optics and Applied Optics* **3** 343 (in Chinese)[吴金辉, 谷开慧, 国秀珍, 韩颖 2010 中国光学与应用光学 **3** 343]
- [11] Liu C X, Zhang J S, Liu J Y, Jin G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5778 (in Chinese)[刘春旭, 张继森, 刘俊业, 金光 2009 物理学报 **58** 5778]
- [12] Ba N, Gao J W, Tian X X, Wu X, Wu J H 2010 *Chin. Phys. B* **19** 074208
- [13] Wu H B, Chang H, Ma J, Xie C D, Wang H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3632 (in Chinese)[武海斌, 常宏, 马杰, 谢常德, 王海 2005 物理学报 **54** 3632]
- [14] Ba N, Wan R G, Jiang B N, Wang H, Wang D W, Zhang Y, Wu J H 2010 *Opt. Commun.* **283** 1071
- [15] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [16] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [17] Wang H, Li Y P 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2172 (in Chinese)[王辉, 李永平 2001 物理学报 **50** 2172]
- [18] Artoni M, La Rocca G C 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 073905
- [19] Wu J H, G La Rocca C, Artoni M 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 1840
- [20] Gao J W, Wu J H, Ba N, Cui C L, Tian X X 2010 *Phys. Rev. A* **81** 013804
- [21] Cui C L, Wu J H, Gao J W, Zhang Y, Ba N 2010 *Opt. Express* **18** 4538
- [22] Wan R G, Kou J, Kuang S Q, Jiang L, Gao J Y 2010 *Opt. Express* **18** 15591
- [23] Wang D W, Zhou H T, Guo M J, Zhang J X, Jörg Evers, Zhu S Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 093901
- [24] Q He Y, Wu J H, Wang T J, Gao J Y 2006 *Phys. Rev. A* **73** 053813
- [25] Wu J H, La Rocca G C, Artoni M 2008 *Phys. Rev. B* **77** 113106
- [26] Schilke A, Zimmermann C, W. Courteille P, Guerin W 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 223903
- [27] Schilke A, Zimmermann C, Guerin W 2012 *Phys. Rev. A* **86** 023809

Tunable three photonic band-gaps coherently induced in one-dimensional cold atomic lattices*

Ba Nuo^{1)†} Wang Lei^{2)‡} Zhang Yan³⁾

1) (*Institute of Physics, Jilin Normal University, Siping 136000, China*)

2) (*College of Physics, Jilin University, Changchun 130012, China*)

3) (*School of Physics, Northeast Normal University, Changchun 130024, China*)

(Received 11 August 2013; revised manuscript received 7 November 2013)

Abstract

Using the technique of electromagnetically induced transparency, three photonic bandgaps can be established and manipulated at any time due to the refraction modulated periodically by the one-dimensional optical lattice in a tripod atomic system which is trapped in a one-dimensional optical lattice with a Gaussian density distribution. Using the density-matrix equations to describe the interaction between laser and atoms and the transfer-matrix equation to describe the scattering of light waves in periodic media, we can obtain the steady reflection and transmission spectra. It can be found that the position and width as well as the reflectivity of the photonic band-gap could be tuned by changing the detunings and intensities of the coupling fields and the geometric Bragg detuning.

Keywords: atomic coherence, electromagnetically induced transparency, photonic band-gap

PACS: 42.50.Gy, 42.70.Qs, 42.50.Hz

DOI: 10.7498/aps.63.034209

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China, (Grant Nos. 11247201, 11247005, 11347137).

† Corresponding author. E-mail: banuo2012@yahoo.cn

‡ Corresponding author. E-mail: wang_lei98@163.com