

doi:10.3788/gzxb20154406.0627002

一维原子晶格中基于电磁感应透明的可调控光子带隙

巴诺¹, 王磊², 吴向尧¹, 李东飞¹, 王丹¹, 严立云¹

(1 吉林师范大学 物理学院, 吉林 四平 136000)

(2 吉林大学 物理学院, 长春 130012)

摘要:利用电磁感应透明技术,在一维光晶格中相干驱动四能级 N 模型冷原子,实现动力学可调谐电磁感应光子带隙结构.在该原子系统中,光晶格中的原子密度呈高斯分布,使整个介质的密度在空间上呈周期性分布,导致探测场的折射率被空间调制,从而产生带隙结构.理论计算表明:基于两强耦合场的双暗态共振作用,探测场的吸收谱出现两个透明窗口;当满足 Bragg 条件时,探测场的三个不同频率区域内光子态密度减小,形成光子带隙结构.另外,改变两个耦合场的强度和失谐可以有效地调控光子带隙的宽度和位置.

关键词:量子光学;电磁感应透明;光子晶体;光子带隙;暗态

中图分类号:O431.2

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2015)06-0627002-6

Tunable Photonic Bandgap Based on Electromagnetically Induced Transparency in One Dimensional Atomic Lattices

BA Nuo¹, WANG Lei², WU Xiang-yao¹, LI Dong-fei¹, WANG Dan¹, YAN Li-yun¹

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

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

Abstract: Dynamically controlled photonic band gaps was achieved via the electromagnetically induced transparency in the 1D optical lattices filled with cold atoms driven into a four-level N configuration. In this system, the trapped atoms have a Gaussian density distribution in each optical lattice, which make the refraction of the media is periodically modulated in space, then the probe field propagates as in Photonic crystal. The numerical calculations show that: the two windows based on double dark states arise and when the Bragg condition is fulfilled the densities of photonic states reduce and well developed photonic band gaps can be opened up. In addition, the induced photonic band gaps structure, the widths and positions, can be controlled via tuning the intensities and detunings of the two coupled fields.

Key words: Quantum optics; Electromagnetically induced transparency; Photonic crystals; Photonic bandgap; Dark states

OCIS Codes: 160.5293;160.5298;270.0270;270.1670; 270.3430

0 引言

20 世纪 80 年代, John 和 Yablonovitch 分别独立提出了光子晶体的概念^[1-2]. 光子晶体也被称为光子带隙结构,是介电常数不同的材料周期性排列的结构,某些频率的电磁波与它相互作用时,不能通过而被完全反射回来,从而形成带隙结构(Photonic Band Gaps,

PBG). 利用传统方法制备的光子晶体,其带隙的宽度和位置固定不变,这不利于灵活控制光子的传播. 于是,研究者提出利用电磁感应透明(Electromagnetically Induced Transparency, EIT)技术实现相干诱导可调谐光子带隙^[3-6]. 电磁感应透明^[7-8]是利用激光场与原子的强相互作用改变介质的色散特性,使探测场在共振频率处毫无损耗地通过介质. 利用 EIT 技术,人们能有

基金项目:国家自然科学基金(Nos. 11347137, 11247201)和吉林省教育厅“十二五”科学研究项目([2015]第 215 号)资助

第一作者:巴诺(1981—),女,讲师,博士,主要研究方向是光与物质相互作用. Email: banuo2008@163.com

收稿日期:2015-01-19; **录用日期:**2015-03-19

<http://www.photon.ac.cn>

效地控制介质的吸收、色散和非线性光学性质,用来实现慢光^[9],光存储^[10]和光路由^[11-12]等.目前,人们提出一种利用行波场相干驱动捕获一维光晶格中的冷原子,获得空间周期性原子相干性;并且被捕获的冷原子在每个晶格中呈高斯分布并受到光学深度和平均原子温度的影响.基于上述方法人们已经分别在行波场驱动的三能级 Λ 系统,具有四波混频的四能级系统以及Tripod型原子系统中实现可调谐多光子带隙结构^[13-16].在冷原子晶格中实现的动力学可调谐光子带隙在各个研究领域起到了重要作用,并且已经成功用于实现低阈值光学参量振荡^[17],提高辐射阻尼^[18],以及增强光传输的互惠性^[19].

本文研究一维光晶格中四能级N型原子系统的稳态光学性质,关注相干耦合场感应产生的光子禁带结构.数值结果表明基于强耦合场相干作用的双透明窗口实现了可调谐多光子带隙,并且通过调控耦合场的强度和失谐可以动力学改变光子带隙的宽度和位置.值得注意,在文献[13-14]中作者利用EIT机制获得一个可调谐的电磁感应光子带隙,只能对一个光脉冲的传播进行调控,而本文实现两个可控光子带隙,可以控制两个不同频率光脉冲的流动和相互作用,因此更具有优势和潜在应用价值.

1 理论模型

如图1所示的四能级N型原子系统,其中能级 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 分别对应的是⁸⁷Rb的精细子能级 $|5S_{1/2}F=1\rangle$ 、 $|5S_{1/2}F=2\rangle$ 、 $|5P_{1/2}F=1\rangle$ 和 $|5P_{3/2}F=2\rangle$.在能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间作用一个弱探测场,其拉比频率为 $\Omega_p = \mathbf{E}_p \cdot \mathbf{d}_{13}/2\hbar$;在能级 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 和 $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 之间分别作用两个强耦合场,对应拉比频率为 $\Omega_c = \mathbf{E}_c \cdot \mathbf{d}_{23}/2\hbar$ 和 $\Omega_d = \mathbf{E}_d \cdot \mathbf{d}_{24}/2\hbar$; \mathbf{E}_p ($\mathbf{E}_c, \mathbf{E}_d$)分别表示探测场(耦合场)的幅值, \mathbf{d}_{ij} 表示 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 跃迁的电偶极矩.本文研究的原子系统捕获在由波长为 λ_L 的红失谐回射激光束形成的一维光子晶格中,如图1(c).在该系统中,光子晶格的周期长度为 $a = \lambda_L/2$,并且每个周期中原子密度 $N(z)$ 成高斯型分布,其宽度是 $\sigma_z = \lambda_L/(2\pi\sqrt{2}\eta)$,常数 $\eta = 2U_0/\kappa_B T$ 与偶极势深 U_0 和温度 T 有关.

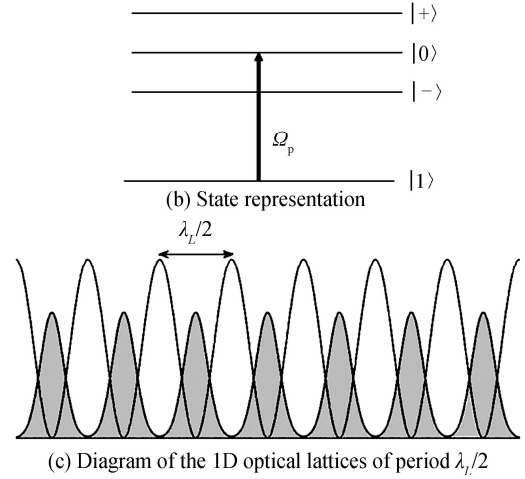
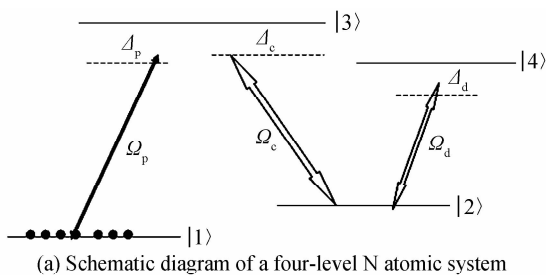


图1 一维光子晶格中的四能级原子系统

Fig. 1 The four level atomic system in the 1D optical lattices

在电偶极矩和旋转波近似下,通过求解稳态条件下密度矩阵方程组可以得到探测场极化率,即

$$\chi(\Delta_p, z) = \frac{N(z)d_{31}^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{(\gamma'_{21}\gamma'_{41} - \Omega_d^2)}{\gamma'_{31}(\gamma'_{21}\gamma'_{41} - \Omega_d^2) - \gamma'_{41}\Omega_c^2} \quad (1)$$

式中 $\gamma'_{21} = (\Delta_p - \Delta_c) - i\gamma_{21}$, $\gamma'_{31} = \Delta_p - i\gamma_{31}$, $\gamma'_{41} = \Delta_p - \Delta_c + \Delta_d - i\gamma_{41}$; γ_{21} , γ_{31} 和 γ_{41} 分别是原子相干衰减率. $\Delta_p = \omega_{21} - \omega_p$, $\Delta_c = \omega_{23} - \omega_c$, $\Delta_d = \omega_{42} - \omega_d$ 分别是探测场和耦合场的失谐.由式(1)进一步得到探测场的折射率为

$$n(\Delta_p, z) = \sqrt{1 + \chi(\Delta_p, z)} \quad (2)$$

以及探测场在光晶格的平均波长 $\bar{\lambda}_p = \lambda_p/\bar{n}_p$,其中 λ_p 是探测场在真空中的波长, \bar{n}_p 是对应平均密度为 N_0 的平均折射率.值得注意的是:为了使一维光子晶格产生极化捕获特性要求满足 $\lambda_L > \bar{\lambda}_p$.这就意味着只有当探测场与晶格之间的传播方向夹角 θ 非零时,才能满足Bragg条件 $\bar{\chi}_p = -2\Delta\lambda_L/\lambda_L$,其中 $\Delta\lambda_L = \lambda_L - \lambda_{Lp}$, $\lambda_L = \bar{\lambda}_p/\cos\theta$, $\lambda_{Lp} = \lambda_p/\cos\theta$.

为了检验探测场的传输和反射性质,需要利用传输矩阵的方法得到光通过单个周期长度 a 的 2×2 单元传输矩阵 $M(\Delta_p, z)$.首先,把每一个周期分成相同厚度的100份,每一份对应的密度为 $N(z_l)$ $l \in \{1, 100\}$,并且得到每一份的基本传输矩阵是

$$m_p(\Delta_p, z_l) = \frac{1}{t_p(z_l)} \begin{pmatrix} t_p^2(z_l) - r_p^2(z_l) & r_p(z_l) \\ -r_p(z_l) & 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

式中 $r_p(z_l)$ 和 $t_p(z_l)$ 分别是反射系数和透射系数.于是就可以求出一个周期的传输矩阵 $M(\Delta_p, z) = m_p(z_1) \cdots m_p(z_l) \cdots m_p(z_{100})$ 和Bloch方程 $e^{2i\text{arg}} - \text{Tr}[M(\Delta_p, z)]e^{i\text{arg}} + 1 = 0$ 中的Bloch波矢 $\kappa = \kappa' + i\kappa''$,其中 κ' 和 κ'' 表示探测场入射到光子晶格中的色散和衰减率.其次,对于总长度 $l = ka$ 介质的传输矩阵 $M^k(\Delta_p, z)$ 为

$$M^k(\Delta_p, z) = \frac{\sin(k\kappa a)}{\sin(\kappa a)} M(\Delta_p, z) - \frac{\sin((k-1)\kappa a)}{\sin(\kappa a)} I \quad (4)$$

k 是周期数, I 是单位矩阵.于是,探测场在介质中的反射谱系数和透射谱系数分别为

$$R(\Delta_p, L) = \left| \frac{M_{12}^k(\Delta_p, L)}{M_{22}^k(\Delta_p, L)} \right|^2 \quad (5)$$

$$T(\Delta_p, L) = \left| \frac{1}{M_{22}^k(\Delta_p, L)} \right|^2 \quad (6)$$

最后,光子晶格态密度的表达式为

$$D(z) = \text{Re} \left[\frac{2+r'(z)+r''(z)}{1-r'(z)r''(z)} - 1 \right] \quad (7)$$

式中 $r'(z)$ 和 $r''(z)$ 分别表示光子在光子晶格中传播到 z 处时的左侧和右侧反射系数。

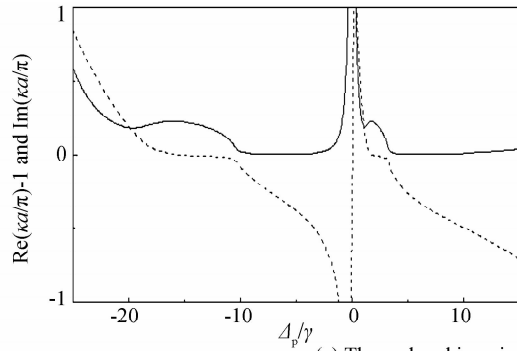
2 数值结果和分析

由于俘获在每一个光晶格中的原子密度呈高斯线型,即介质不再是均匀的而是周期性的,所以导致探测场的折射率经历了周期性的调制.因此,具有恰当频率的探测场入射到周期性结构上,由于 Bragg 散射将会被反射回来.本节有关相干感应光子带隙的数值计算中 $\gamma_{21}=0.001\gamma, \gamma_{31}=\gamma, \gamma_{41}=0.01\gamma$, 并且所有的参数是以 $\gamma=6.0\text{MHz}$ 为数量级.

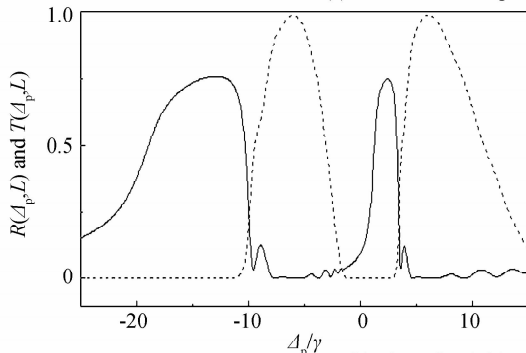
在四能级 N 模型中,由于耦合场的强相干作用导致双暗态共振产生,于是探测场在频率 $\Delta_p = \pm\Omega_d$ 处出现两个透明窗口并伴随着正常色散曲线,如图 2.该现象可以利用缀饰态理论解释.该原子系统在 Ω_c 和 Ω_d 的耦合作用下形成如图 1(b) 所示的三个缀饰子能级,它们分别对应

$$|+\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(|2\rangle + \frac{\Omega_c}{\alpha_-} |3\rangle + \frac{\Omega_d}{\alpha_-} |4\rangle \right) \quad (8)$$

$$|-\rangle = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(|2\rangle + \frac{\Omega_c}{\alpha_+} |3\rangle + \frac{\Omega_d}{\alpha_+} |4\rangle \right) \quad (9)$$



(a) The real and imaginary parts of Bloch wave vectors



(b) The reflectivities and transmissivities of probe field

$$|0\rangle = -\frac{\Omega_d}{\alpha_+} |3\rangle + \frac{\Omega_c}{\alpha_+} |4\rangle \quad (10)$$

其中 $\alpha_{\pm} = \pm\sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_d^2}$, $\alpha_0 = 0$ 是相应缀饰态的本征值.显然,由于缀饰态间的干涉效应产生了相消干涉,实现了双透明窗口.而透明窗口的位置,可借助双暗态共振^[20]进行更直观的理解,由于 Ω_d 耦合能级 $|2\rangle$ 和 $|4\rangle$,

可将此二能级重新表示为 $|m\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|2\rangle + |4\rangle)$, $|n\rangle =$

$\frac{1}{\sqrt{2}}(|2\rangle - |4\rangle)$, 相应的本征值为 $\pm\Omega_d$, 当 $\Delta_p = \pm\Omega_d$ 时,

$|1\rangle|3\rangle$ 和 $|m\rangle|1\rangle|3\rangle$ 和 $|n\rangle$ 分别构成两套 Lambda 三能级暗态共振系统.

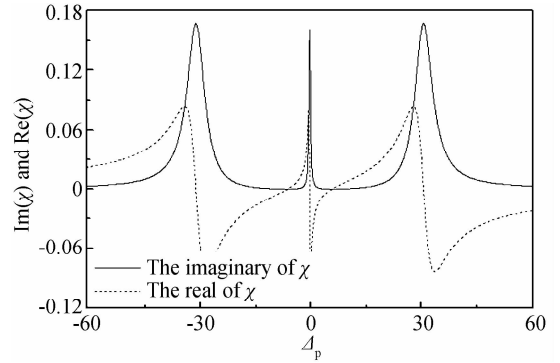
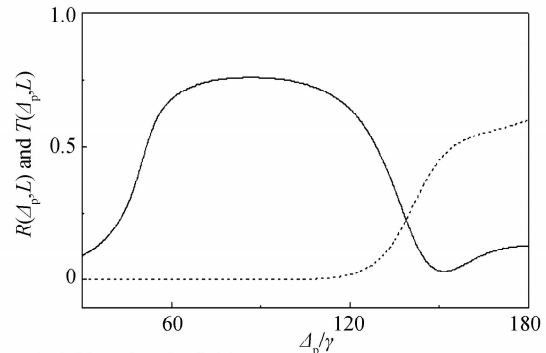
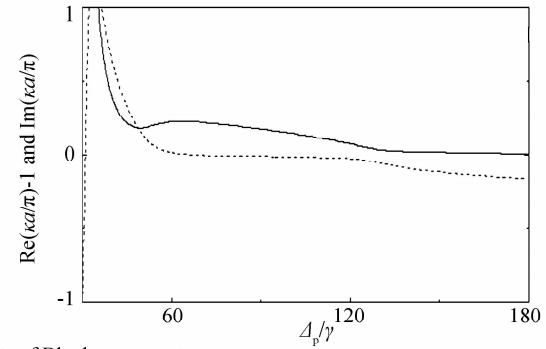


图 2 探测场极化率 χ 随失谐的变化

Fig. 2 The susceptibility versus the detuning

图 3 分别给出 Bloch 波矢、发射谱、透射谱和探测光子态密度的变化情况.从图 3 可以看到,在 $\kappa' = \pi/a$ 和 $\kappa'' \neq 0$ 的频率范围内形成三个光子带隙结构;其中两个窄带隙在探测场共振区域中,如图 3(b) 左图,另



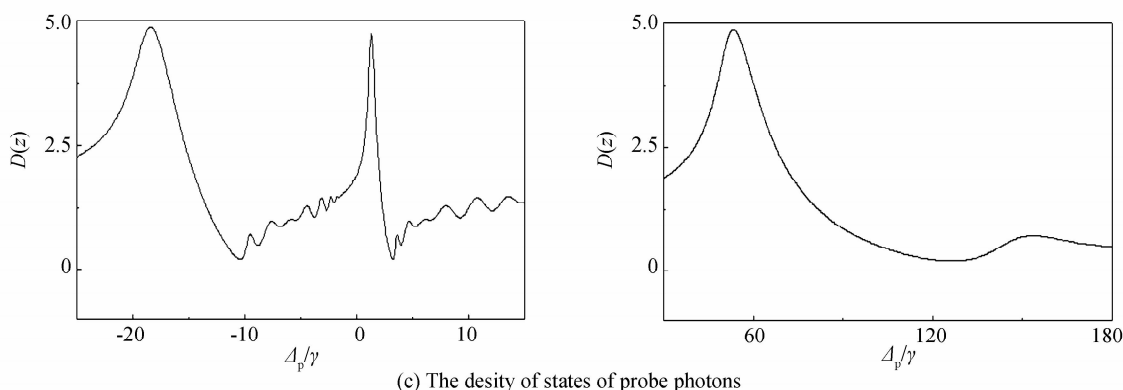


图 3 一维光子晶格中的光子带隙结构

Fig. 3 The photonic band gaps in the 1D optical lattices

一个宽带隙在远共振区域中,如图 3(b)右图,在带隙结构内, $\kappa'' \neq 0$ 对应的是反射而不是吸收.在图 3(b)中,三个光子带隙的反射率都能达到 0.85,并具有高的透射率.另外,图 3(c)表明在光子带隙区域内光子态密度将很快减小为零.

值得注意的是,两个耦合场的强度对光子带隙有重要影响.图 4 为 Ω_c 的变化对光子带隙的影响,随着 Ω_c 增强两个窄带隙逐渐变宽,并且它们之间的距离增大,如图 4(a),由于 Ω_c 的增大导致吸收峰向高频方向移动,从而导致光晶格的透过反射窗口即宽带隙的位置也向着高频方向移动.图 5 为 Ω_d 对光子带隙的影响;随着 Ω_d 的增大两个窄带隙的宽度和距离都逐渐增大如图 5(a),而宽带隙却没有任何变化,如图 5(b).由

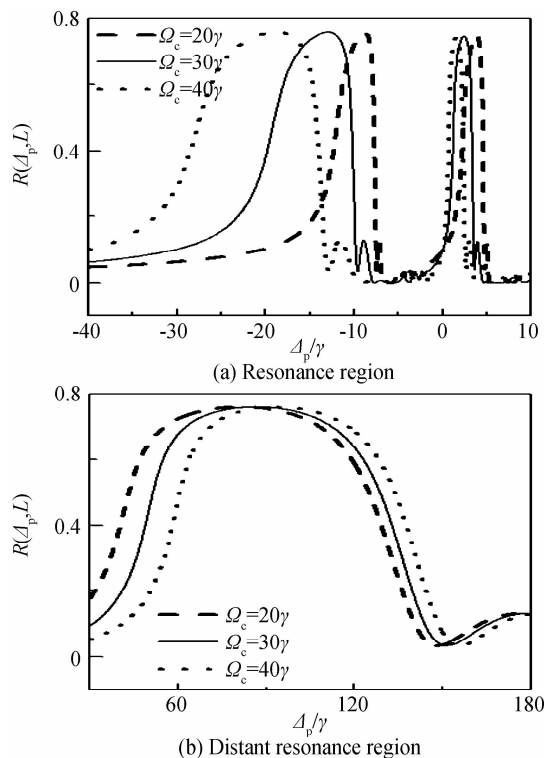


图 4 耦合场 Ω_c 对光子带隙的影响

Fig. 4 Photonic band gap for different control intensities Ω_c .

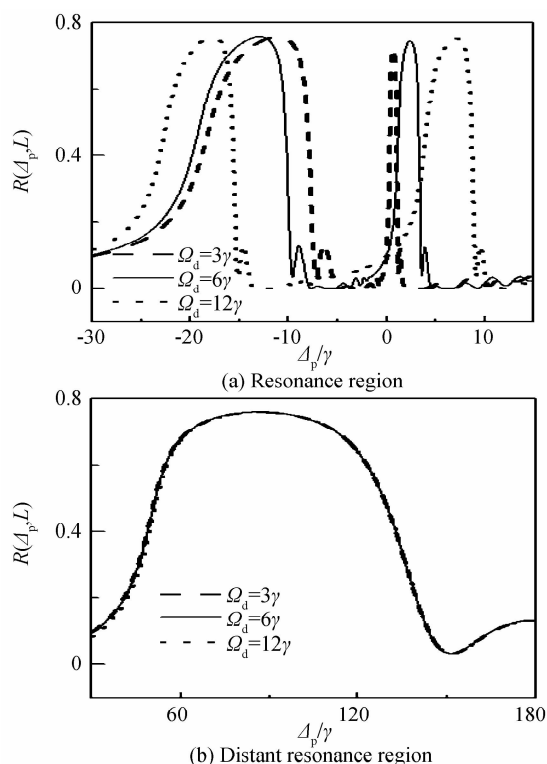


图 5 耦合场 Ω_d 对光子带隙的影响

Fig. 5 Photonic band gap for different control intensities Ω_d 此可见,通过改变两个耦合场的强度可以动力学调控光子带隙.

图 6 为耦合场 Ω_d 的失谐 Δ_d 对光子带隙的影响.随着失谐 Δ_d 的增大两个窄带隙有明显的变化;左带隙的宽度随着失谐的增大而减小同时它的反射率也变小;右边带隙的宽度随着失谐的增大而增大,并且这两个窄带隙都向低频位置移动.但是,宽带隙的宽度和位置却不受失谐 Δ_d 的影响,如图 6(b).图 7 为耦合场 Ω_c 的失谐 Δ_c 对光子带隙的影响.随着失谐 Δ_c 的绝对值的增大,带隙的宽度和位置都发生改变;两个窄带隙的宽度随失谐 Δ_c 绝对值的增大而减小,宽带隙的宽度则变大,并且所有带隙的位置都向低频位置移动.产生这种现象的原因是:在暗态双共振条件下,当 $\Delta_c \neq 0$ 时,

所对应的透明窗口位置为 $\Delta_p = \pm\Omega_d - \Delta_c$, 因此随着 Δ_c 的增大透明窗口的位置会向低频方向平移, 从而导致带隙也向低频方向移动。

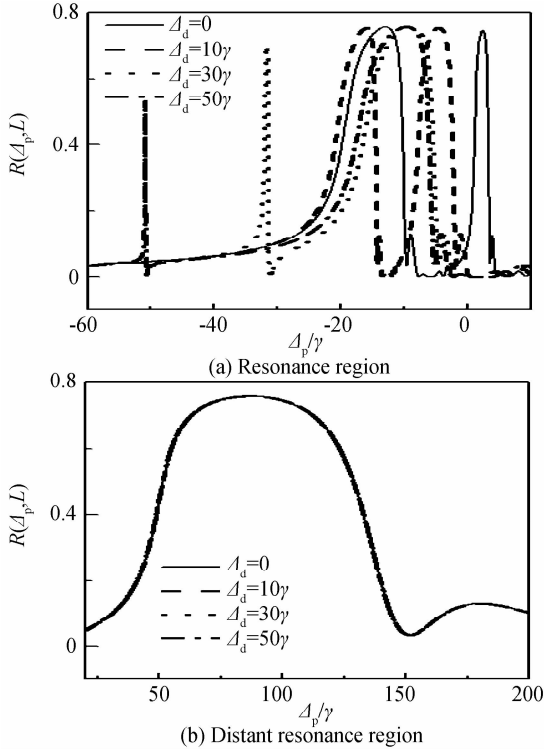


图6 耦合场 Ω_d 的失谐 Δ_d 对光子带隙的影响
Fig. 6 Photonic band gap for different detunings of the control field Ω_d

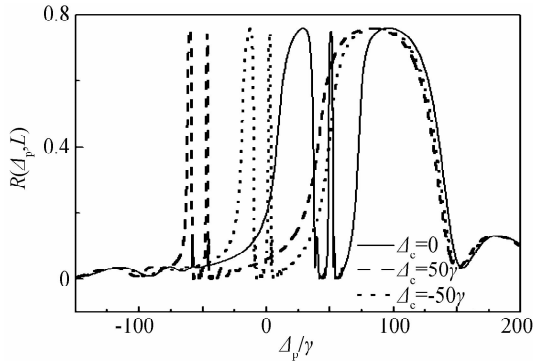


图7 耦合场 Ω_c 的失谐 Δ_c 对光子带隙的影响
Fig. 7 Photonic band gap for different detunings of the control field Ω_c

3 结论

本文研究俘获在光晶格中的四能级 N 原子模型的稳态光学响应。由于探测场的折射系数在空间上被周期性调制, 故原子系统呈现一维光子晶体的性质。该原子系统在两个强耦合场的共振作用下形成双暗态, 产生两个透明窗口, 实现两个窄带隙和一个宽带隙。通过控制耦合场的强度和失谐可以调控带隙的宽度和位置, 这种动力学感生的光子带隙结构能够用于设计全

光路由和全光开关等光学器件。

参考文献

- [1] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58**(20): 2059-2062.
- [2] JOHN S. Strong localization photons in certain disordered dielectrics super-lattices[J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58**(23): 2486-2489.
- [3] ARTONI M, LA ROCCA G C. Optically tunable photonic stop bands in homogeneous absorbing media[J]. *Physical Review Letters*, 2006, **96**: 073905.
- [4] WU Jin-hui, LA R G C, ARTONI M. Controlled light-pulse propagation in driven color centers in diamond[J]. *Physical Review B*, 2008, **77**: 113106.
- [5] BA Nuo, WU Xiang-yao, LIU Xiao-jing, et al. Tunable triple photonic band-gaps based on coherent induction in a five-level ^{87}Rb atomic system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **32**(8): 0827001.
巴诺, 吴向尧, 刘晓静, 等. 五能级 ^{87}Rb 原子系统中相干诱导的可调谐三光子带隙[J]. *光学学报*, 2012, **32**(8): 0827001.
- [6] ZHANG Yan, LIU Yi-mou, Tian Xue-dong, et al. Tunable high-order photonic band gaps of ultraviolet light in cold atoms[J]. *Physical Review A*, 2015, **91**: 013826.
- [7] HARRIS S E. Electromagnetically induced transparency[J]. *Physics Today*, 1997, **50**(7): 36-42.
- [8] FLEISCHHAUER M, IMAMOGLU A, MARANGOS J P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, **77**: 633-673.
- [9] HAU L V, HARRIS S E, DUTTON Z, et al. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas[J]. *Nature*, 1999, **397**: 594-598.
- [10] FLEISCHHAUER M, LUKIN M D. Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review Letters*, 2000, **22**: 5094-5097.
- [11] GAO Jin-wei, WU Jin-hui, BA Nuo, et al. Efficient all-optical routing using dynamically induced transparency windows and photonic band gaps[J]. *Physical Review A*, 2010, **81**: 013804.
- [12] WAN Ren-gang, KOU Jun, JIANG Li, et al. Magneto-optical switching and routing via coherently induced photonic band gaps in a driven $F_g = 0 \leftrightarrow F_g = 1$ transition[J]. *Journal of Physics B*, 2011, **44**: 065502.
- [13] SCHILKE A, ZIMMERMANN C, COURTEILLE P W, et al. Photonic band gaps in one-dimensionally ordered cold atomic vapors[J]. *Physical Review Letters*, 2011, **106**: 223903.
- [14] SCHILKE A, ZIMMERMANN C, GUERIN W. Photonic properties of one-dimensionally-ordered cold atomic vapors under conditions of electromagnetically induced transparency[J]. *Physical Review A*, 2012, **86**: 023809.
- [15] YANG Hong, YANG Liu, WANG Xiao-chang, et al. Dynamically controlled two-color photonic band gaps via balanced four-wave mixing in one-dimensional cold atomic lattices[J]. *Physical Review A*, 2013, **88**: 063832.
- [16] BA Nuo, WANG Lei, ZHANG Yan. Tunable three photonic band-gaps coherently induced in one-dimension cold atomic lattices[J]. *Acta Physical Sinica*, 2014, **63**(3): 034209.
巴诺, 王磊, 张岩. 一维冷原子晶格中相干诱导三光子带隙[J]. *物理学报*, 2014, **63**(3): 034209.
- [17] SCHILKE A, ZIMMERMANN C, COURTEILLE P W, et al. Optical parametric oscillation with distributed feedback in cold atoms[J]. *Nature Photonics*, 2012, **6**: 101.
- [18] WU Jin-hui, HORSLEY S A R, ARTONI M, et al. Radiation damping optical enhancement in cold atoms[J]. *Light Science Applications*, 2013, **2**: e54.
- [19] HORSLEY S A R, WU Jin-hui, ARTONI M, et al. Optical nonreciprocity of cold atom bragg mirrors in motion[J]. *Physical Review Letters*, 2013, **110**: 223602.
- [20] LUKIN M D, YELIN S F, Fleischhauer M, et al. Quantum interference effects induced by interacting dark resonances[J]. *Physical Review A*, 1999, **60**: 3225-3228.