

五能级⁸⁷Rb 原子系统中相干诱导的可调谐三光子带隙

巴 诺 吴向尧 刘晓静 张斯淇 王 婧 高海欣

(吉林师范大学物理学院, 吉林 四平 136000)

摘要 研究了一个由两个同向驻波场和一个微波场相干驱动的五能级⁸⁷Rb 原子系统,并在探测场共振频率处实现了可调谐三光子带隙。利用激光场与多能级原子系统相互作用的密度矩阵方程,结合光脉冲在具有空间周期性介质中的相干传输矩阵理论,推导出了描述相干原子系统稳态条件下的反射谱和透射谱。由数值模拟发现,通过改变驱动场的失谐和拉比频率可以动力学地调控光子带隙的位置和宽度,而且这种相干诱导三光子带隙能够同时操控三个不同中心频率光脉冲的传播。

关键词 量子光学;原子相干;光脉冲传播

中图分类号 O431.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0827001

Tunable Triple Photonic Band-Gaps Based on Coherent Induction in a Five-Level ⁸⁷Rb Atomic System

Ba Nuo Wu Xiangyao Liu Xiaojing Zhang Siqi Wang Jing Gao Haixin

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

Abstract A five-level ⁸⁷Rb atomic system which is coherently driven by two standing-wave fields and a microwave field is investigated, and tunable triple photonic band-gaps at different resonance frequencies are obtained. The density-matrix equations are used to describe the interaction between fields and multi-level atoms, and the transfer-matrix method is used to describe the propagation of light in periodic media. The reflection spectra and transmission spectra of the coherent atomic system are deduced in the steady condition. The numerical simulation show that the positions and widths of the photonic band-gaps can be controlled by the detuning of the coherent fields and the Rabi frequency of the microwave field, and the type of triple photonic band-gaps can be applied to simultaneously manipulate the propagation of light pulses with three different central frequencies.

Key words quantum optics; atomic coherence; optical pulse propagation

OCIS codes 270.1670; 270.5290; 030.4070

1 引 言

量子信息科学由于可能引起现代信息技术的重大变革而受到越来越多的重视。在量子信息网络中,光子因为具有速度快、携带信息量大和损耗低等特点而被视为信息传递的理想载体。但是,要想把光子限制在一个亚毫米量级的极小空间内并对其进行有效的操控却并不容易。1987年, Yablonovitch 等^[1,2]提出了光子晶体(PC)的概念。所谓 PC 是由不同折射率的介质周期性排列而成的人工微结构,

其变化的周期与光子的波长在同一数量级。当具有相应波长的电磁波在 PC 中传播时,由于存在布拉格散射,因此电磁波可以形成能带结构,在能带与能带之间出现带隙,即光子带隙(PBG)。PBG 的存在为有效地操纵和控制光子的运动行为提供了可能。

电磁感应透明(EIT)技术^[3,4]是一种重要的原子相干效应,即原子系统在外加强相干场的作用下,弱探测场的吸收谱在共振频率处出现一个窄的透明窗口并伴随着陡峭的正常色散。EIT 技术可以用来

收稿日期: 2012-02-13; 收到修改稿日期: 2012-03-27

作者简介: 巴 诺(1981—),女,博士,讲师,主要从事量子光学和理论物理等方面的研究。E-mail: banuo2008@163.com

实现光的超慢群速度^[5~7]和非线性增强效应^[8~11],在量子信息领域具有重要的应用价值。长期以来的研究主要集中在由行波场驱动原子系统的 EIT 效应领域^[12~16],最近则开始有研究关注驻波场^[17,18]作用下的原子相干效应并实现了电磁感应 PBG^[19~25]。传统的 PC 是人工制造的具有周期性的结构材料,一旦 PC 制作出来之后,PBG 的宽度以及位置就不能发生改变。于是,有研究提出一种基于 EIT 技术实现可调谐 PBG 的方法^[19,20],该方法利用驻波场耦合原子系统,从而使探测场的折射率在空间上受到周期性调制,可以产生一维的 PBG。这种电磁诱导 PBG 的位置以及宽度可以通过控制驻波场的周期和耦合场的强度等参数来进行调节。Wu 等^[21,22]已经在原子气体中和多种固态介质中,实现了一维可调谐单 PBG,但在实际应用中经常需要同时操控多个具有不同中心频率光脉冲的传播,所以设计电磁诱导多 PBG 的方案非常必要。近期,已有研究提出不同的方案来获得电磁诱导双光子带隙(D-PBG)^[23~25]。

本文研究一个由两个同向驻波场和一个微波场相干驱动的五能级⁸⁷Rb 原子系统。在这个原子系统

中,由于在微波场的相干驱动下,探测场在共振频率处产生三个透明窗口,并且在每一个透明窗口处实现一个 PBG,所以就可以获得电磁诱导三 PBG。由于这三个 PBG 的位置和宽度与驱动场的失谐和强度密切相关,所以可以通过控制驱动场的失谐和强度来动力学调谐三 PBG。此外,还可以利用相干诱导三 PBG 同时操控三个光脉冲的传播行为。

2 理论模型

对于如图 1(a)所示的五能级⁸⁷Rb 原子模型,同时作用两个同向驻波场 $E_c(x)$ 、 $E_s(x)$ 和一个微波场 E_d ,在弱探测场条件下粒子数只布居在 $|1\rangle$ 能级上;图 1(b)为五能级原子系统的缀饰态能级。其能级 $|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, |4\rangle$ 分别对应超精细能态 $|5s_{1/2}, F=1, m=0\rangle, |5s_{1/2}, F=1, m=1\rangle, |5s_{1/2}, F=2, m=1\rangle, |5s_{1/2}, F=2, m=2\rangle$ 和 $|5p_{1/2}, F=2, m=0\rangle$ 。因此,相应的四个跃迁 $|0\rangle \leftrightarrow |2\rangle, |1\rangle \leftrightarrow |4\rangle, |2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 和 $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 分别作用于微波场 E_d ,探测场 E_p ,和两个驻波场 $E_c(x)$ 和 $E_s(x)$ 。在弱探测场的限制下,解析地求出 Liouville 方程的稳态解,并推导出非对角元为

$$\rho_{41} = \frac{i\Omega_p \gamma'_{31} (\gamma'_{21} \gamma'_{01} + \Omega_d^2)}{\gamma'_{41} \gamma'_{31} (\gamma'_{21} \gamma'_{01} + \Omega_d^2) + \gamma'_{01} \gamma'_{31} \Omega_c^2(x) + (\gamma'_{21} \gamma'_{01} + \Omega_d^2) \Omega_s^2(x)}, \quad (1)$$

式中 $\gamma'_{01} = \gamma_{01} - i(\Delta_c + \Delta_d - \Delta_p)$, $\gamma'_{21} = \gamma_{21} - i(\Delta_c - \Delta_p)$, $\gamma'_{31} = \gamma_{31} + i(\Delta_p - \Delta_s)$ 和 $\gamma'_{41} = \gamma_{41} + i\Delta_p$ 分别是相干项 $\rho_{01}, \rho_{21}, \rho_{31}$ 和 ρ_{41} 的复退相干项,其中 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{41}, \Delta_c = \omega_c - \omega_{42}, \Delta_s = \omega_s - \omega_{43}$ 和 $\Delta_d = \omega_d - \omega_{20}$ 分别是四个作用场与原子共振跃迁的失谐, $\omega_k (k = p, c, s, d)$ 表示激光场的频率。 $\Omega_p = E_p d_{41} / 2\hbar, \Omega_d = E_d d_{20} / 2\hbar, \Omega_{c0} = E_c d_{42} / 2\hbar$ 和 $\Omega_{s0} = E_s d_{43} / 2\hbar$ 分别是相应激光场的拉比频率。由(1)式可以进一步得到

探测场的线性极化率和折射率分别为

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

$$n_p = \sqrt{1 + \chi_p}, \quad (3)$$

式中 N_0 是原子密度。

作用的两个强驻波场是由前向波与反射率为 R_m 的反射镜反射回来的后向波干涉叠加而形成的。因此,沿 x 方向周期变化的两个驻波场拉比频率的

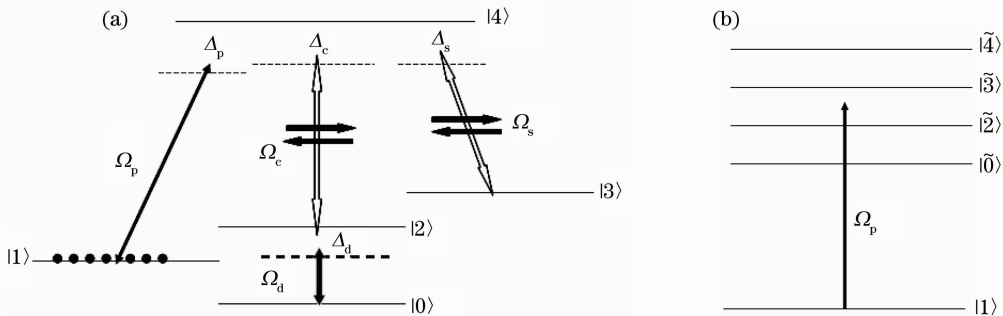


图 1 五能级⁸⁷Rb 原子模型简图

Fig. 1 Schematic diagram of a five-level ⁸⁷Rb atomic system

平方值分别是

$$\Omega_c^2(x) = \Omega_{e0}^2 \left[(1 + \sqrt{R_m}) \cos^2(k_c x) + (1 - \sqrt{R_m}) \sin^2(k_c x) \right], \quad (4)$$

$$\Omega_s^2(x) = \Omega_{s0}^2 \left[(1 + \sqrt{R_m}) \cos^2(k_s x) + (1 - \sqrt{R_m}) \sin^2(k_s x) \right], \quad (5)$$

式中 $k_i (i = c, s)$ 是两个耦合场的波数。 $a_i = \lambda_i/2 (i = c, s)$ 是这两个驻波场的周期, 当微调反射镜的方向使得驻波场的前向和后向分量的夹角为 θ 时, 驻波场的周期变为

$$a_i = \lambda_i / [2\cos(\theta/2)], \quad i = c, s.$$

因此, 探测场的折射率 n_p 也以周期 $a_i (i = c, s)$ 沿 x 方向变化。为了进一步检验具有空间周期性的折射率 n_p 对探测场的作用, 一般使用传输矩阵方法来计算一维 PBG, 于是可以计算出单个周期为 $a_c = a_s = a$ 的 2×2 么正传输矩阵为 $\mathbf{M}(\Delta_p)$ 。由于周期介质的平移不变性, 光子在周期性介质中的传播满足布洛赫方程

$$\begin{bmatrix} E^+(x+a) \\ E^-(x+a) \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} E^+(x) \\ E^-(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp(i\kappa a) E^+(x) \\ \exp(-i\kappa a) E^-(x) \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中 E^+ 和 E^- 分别表示向前和向后的探测场电场。 $\kappa = \kappa' + i\kappa''$ 是复的布洛赫波数, 表示光子的带隙结构, 可以通过求解方程 $\exp(2i\kappa a) - \text{Tr}(\mathbf{M}_n) \exp(i\kappa a) + 1 = 0$ 得到。对于一个长度为 $l = Na$ (N 是驻波的周期数) 的介质, 总的传输矩阵 $\mathbf{M}_N = \mathbf{M}^N$, 于是就可以计算出探测场的反射和透射几率幅分别为

$$r(\Delta_p) = \frac{M_{N(12)}(\Delta_p)}{M_{N(22)}(\Delta_p)}, \quad (7)$$

$$t(\Delta_p) = \frac{1}{M_{N(22)}(\Delta_p)}, \quad (8)$$

式中 $M_{N(ij)}$ 是传输矩阵 \mathbf{M}_N 的第 i 行第 j 列矩阵元。由 (7) 式和 (8) 式就可以进一步求出探测场的透射率

$$R(\Delta_p) = |r(\Delta_p)|^2 \text{ 和 } T(\Delta_p) = |t(\Delta_p)|^2.$$

利用 (7) 式、(8) 式和傅里叶变换方法来研究探测脉冲在 PC 的动力学传播行为。假设探测脉冲关于时域和频域的高斯型函数分别为

$$E_{It}(t) = E_{ot} \exp[-(t-t_0)/\delta_t^2], \quad (9)$$

$$E_{If}(\omega) = E_{of} \exp[-(\omega - \omega_0)/\delta_\omega^2], \quad (10)$$

式中脉冲的幅值 $E_{of} = \sqrt{\pi} \delta_\omega E_{ot}$, 脉冲的频域宽度与时间宽度的关系 $\delta_\omega = 2/\delta_t$, t_0 和 ω_0 分别是脉冲的时域和频域的中心。最后, 利用傅里叶逆变换就可以推导出探测脉冲经过介质以后在时域上的反射和透射幅值分别为

$$E_{Rt} = \int E_{If}(\Delta_p) r(\Delta_p) \exp[-(\Delta_p - \Delta_{p0})^2 t] d(\Delta_p), \quad (11)$$

$$E_{Tt} = \int E_{If}(\Delta_p) t(\Delta_p) \exp[-(\Delta_p - \Delta_{p0})^2 t] d(\Delta_p). \quad (12)$$

3 数值结果和分析

在五能级原子系统中, 由于两个驻波场和一个微波场的驱动, 探测场的吸收和色散被驻波场周期性地调谐, 图 2 分别给出了在驻波场的准波节和波腹处, 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 2 中各参数为 $\gamma_{01} = \gamma_{21} = \gamma_{31} = 1$ kHz, $\gamma_{41} = 6$ MHz, $\Omega_{e0} = \Omega_{s0} = 40$ MHz, $\Omega_d = 2$ MHz, $\Delta_c = \Delta_s = \Delta_d = 0$ 。可以看到, 在驻波场的准节点处出现三个窄的透明窗口并伴随着陡峭的色散曲线(如实线所示), 而在驻波场的波腹处透明窗口变宽同时伴随较平缓的色散曲线(如虚线所示)。上述 EIT 的物理实质可以借助于原子和光场相互作用的缀饰态理论加以解释。在弱探测场近似下, 当 $\Delta_p = \Delta_c = \Delta_s = \Delta_d = 0$ 时, 可求得如图 1(b) 所示的四个缀饰态及其中部分参数分别为

$$|\bar{0}\rangle = \frac{(A_+ - 2\Omega^2)\Omega_d |0\rangle - A_+^{1/2} (A_+ - 2\Omega^2) |2\rangle - A_+^{1/2} (\Omega_d^2 + 2\Omega^2 - A_+) |3\rangle + |4\rangle}{C}, \quad (13)$$

$$|\bar{2}\rangle = \frac{(A_+ - 2\Omega^2)\Omega_d |0\rangle + A_+^{1/2} (A_+ - 2\Omega^2) |2\rangle + A_+^{1/2} (\Omega_d^2 + 2\Omega^2 - A_+) |3\rangle + |4\rangle}{C}, \quad (14)$$

$$|\bar{3}\rangle = \frac{(A_- - 2\Omega^2)\Omega_d |0\rangle + A_-^{1/2} (A_- - 2\Omega^2) |2\rangle + A_-^{1/2} (\Omega_d^2 + 2\Omega^2 - A_-) |3\rangle + |4\rangle}{D}, \quad (15)$$

$$|\bar{4}\rangle = \frac{(A_- - 2\Omega^2)\Omega_d |0\rangle - A_-^{1/2} (A_- - 2\Omega^2) |2\rangle - A_-^{1/2} (\Omega_d^2 + 2\Omega^2 - A_-) |3\rangle + |4\rangle}{D}, \quad (16)$$

$$A_+ = \frac{\Omega_d^2}{2} + \Omega^2 + \frac{\sqrt{\Omega_d^4 + 4\Omega^4}}{2}, \quad (17)$$

$$A_{-} = \frac{\Omega_{\text{d}}^2}{2} + \Omega^2 - \frac{\sqrt{\Omega_{\text{d}}^4 + 4\Omega^4}}{2}, \quad (18)$$

$$C = \sqrt{(A_{+} - 2\Omega^2)^2 (A_{+} + \Omega_{\text{d}}^2) + A_{+} (A_{+} - 2\Omega^2 - \Omega_{\text{d}}^2)^2 + \Omega_{\text{d}}^4 \Omega^2}, \quad (19)$$

$$D = \sqrt{(A_{-} - 2\Omega^2)^2 (A_{-} + \Omega_{\text{d}}^2) + A_{-} (A_{-} - 2\Omega^2 - \Omega_{\text{d}}^2)^2 + \Omega_{\text{d}}^4 \Omega^2}, \quad (20)$$

式中 $\Omega_{\text{c}0} = \Omega_{\text{s}0} = \Omega$ 。原子从 $|1\rangle$ 能级跃迁到高能级的过程中由于无法判断其跃迁末态,因而在跃迁的

四个不同通道之间产生了相消性的量子干涉,于是图2(a)中的吸收谱出现四个吸收峰和三个透明窗

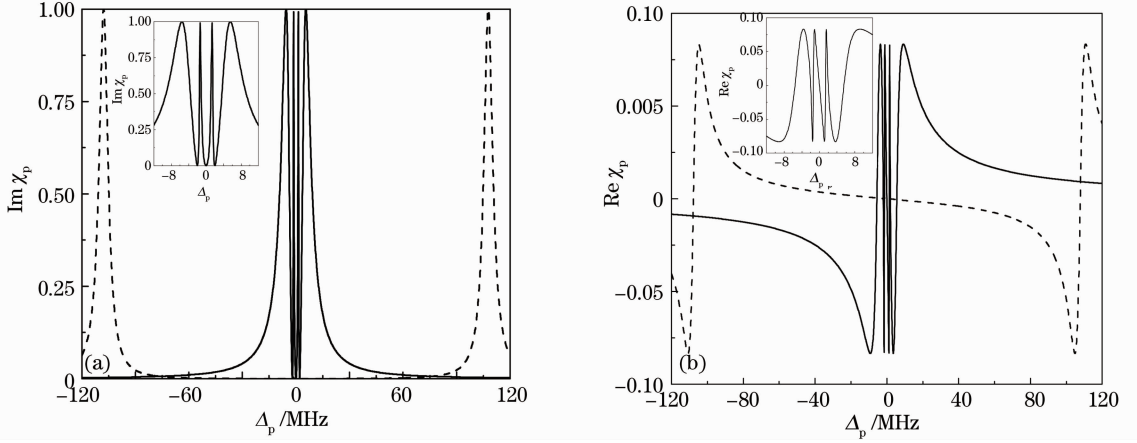


图 2 探测场极化率在驻波场准波节处(实线)和波腹处(虚线)随失谐的变化曲线

Fig. 2 Probe absorption and dispersion at the nodes (solid line) and antinodes (dashed line) of the standing-wave field

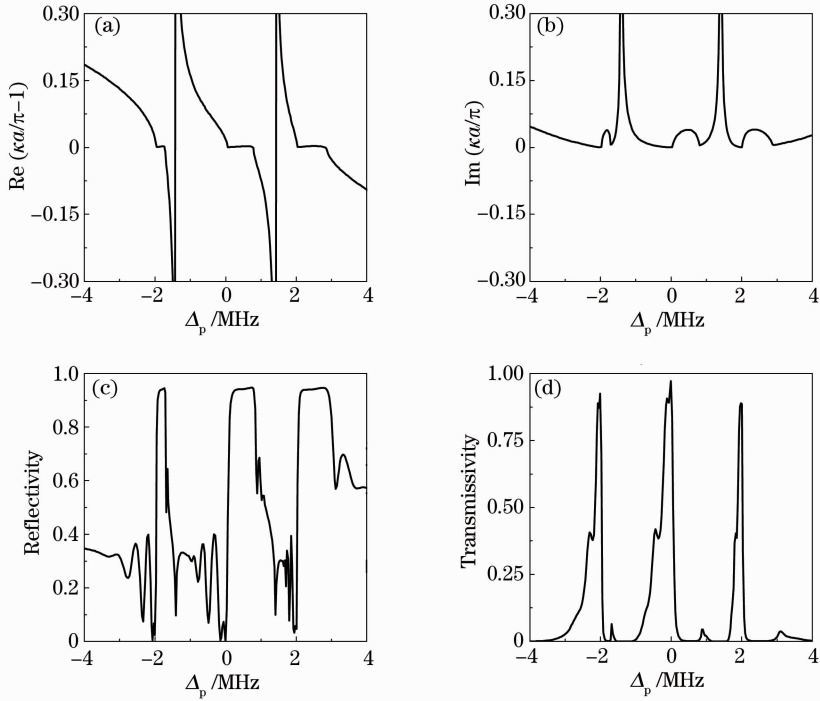


图 3 PBG 结构 (a) 布洛赫波矢实部和 (b) 布洛赫波矢虚部; 探测场的 (c) 反射谱和 (d) 透射谱

Fig. 3 (a) Real and (b) imaginary parts of Bloch wave vector of PBG structure; (c) reflection and (d) transmission spectra of the probe

口,并且三个透明窗口的的位置分别为

$$\Delta_p = \Delta_s, \Delta_{p\pm} = (2\Delta_c + \Delta_d \pm \sqrt{\Delta_d^2 + 4\Omega_d^2})/2.$$

当探测场在这个具有三个透明窗口的一维多层周期结构中传播时,会在布里渊区产生三个 PBG,因此就得到如图 3 所示的结果。图 3 给出了布洛赫波矢的实部 κ' 和虚部 κ'' 以及探测场的反射谱和透射谱随失谐的变化曲线,其中参数为: $\gamma_{01} = \gamma_{21} = \gamma_{31} = 1$ kHz, $\gamma_{41} = 6$ MHz, $\Omega_{c0} = \Omega_{s0} = 40$ MHz, $\Omega_d = 2$ MHz, $\Delta_c = \Delta_s = \Delta_d = 0$, $N_0 = 1.0 \times 10^{12}$ cm⁻³, $R_m = 0.82$, $\theta = 2$ mrad。通过图 3(a)和(b)可以看出,在探测场三个共振频率处有三个光子禁带出现在布里渊区(即 $\kappa' = \pi/a, \kappa'' \neq 0$)。由图 3(c)和(d)可以发现,在这三个 PBG 中探测场的反射率大约达到 92%,且它们的透射率趋于零。

通过缀饰态方法的讨论可知,五能级原子系统在两个驻波场和一个微波场作用下,吸收谱出现四个吸收峰和三个透明窗口,并且透明窗口的的位置分别为 $\Delta_p = \Delta_s$ 和 $\Delta_{p\pm} = (2\Delta_c + \Delta_d \pm \sqrt{\Delta_d^2 + 4\Omega_d^2})/2$ 。由于三个 PBG 的位置主要依赖于透明窗口的的位置,而透明窗口的的位置与两个驻波场的失谐 Δ_c 和 Δ_s 以及微波场的失谐 Δ_d 和拉比频率 Ω_d 密切相关,因此,可以通过改变上述一系列参数来调谐透明窗口的的位置,进而可以动力学调控 PBG 的位置。下面,在两个驻波场共振(即 $\Delta_c = \Delta_s = 0$)的情况下,分别研究微波场的失谐和拉比频率对 PBG 的影响。如图 4 所示,当增大 Ω_d 值时,左右两边的 PBG 远离中间带隙,同时向大失谐的位置移动,而中间带隙的位置不发生变化。利用透明窗口位置的关系式可以解释上述现象:当驻波场共振时中间透明窗口的的位置是 $\Delta_p = \Delta_s = 0$,因此对应中间带隙的位置保持不变,而增大 Ω_d 时,两边透明窗口位置 $\Delta_{p\pm}$ 的绝对值变大,所以导致两边的带隙分别向失谐大的位置移动。

图 4 中的其他参数与图 3 中的相同。 Δ_d 的变化对带隙的影响如图 5 所示,其参数与图 3 中的相同。随着 Δ_d 从 0 增大到正的失谐值时,处于 $\Delta_{p+} = (\Delta_d + \sqrt{\Delta_d^2 + 4\Omega_d^2})/2$ (其中 $\Delta_c = 0$) 的带隙(即右边的带隙)远离中间带隙向正的大失谐处移动并且变窄甚至消失,处于 $\Delta_{p-} = (\Delta_d - \sqrt{\Delta_d^2 + 4\Omega_d^2})/2$ (其中 $\Delta_c = 0$) 的带隙(即左边的带隙)逐渐变窄并向中间带隙接近,而中间带隙变宽,但它的位置 $\Delta_p = \Delta_s = 0$ 始终保持不变。由前面的讨论可知,PBG 的位置与透明窗口的的位置密切相关。透明窗口的的位置分别是 $\Delta_p = \Delta_s$ 和 $\Delta_{p\pm} = (2\Delta_c + \Delta_d \pm \sqrt{\Delta_d^2 + 4\Omega_d^2})/2$,当两

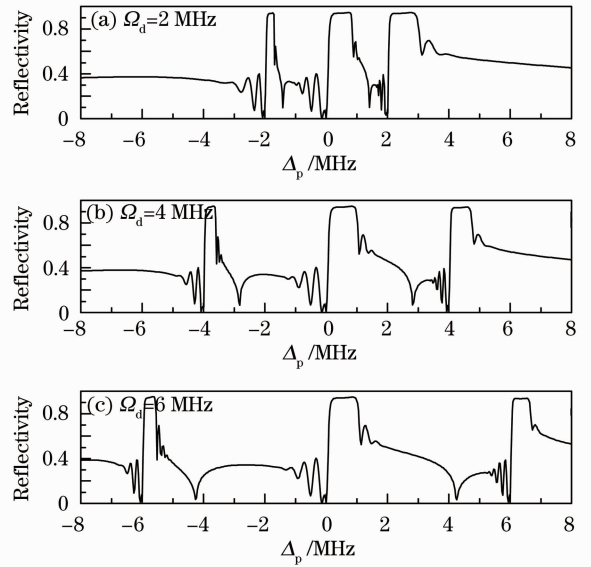


图 4 在不同微波场强度下探测场的反射谱
Fig. 4 Probe reflection spectra for different intensities of the microwave field

个驻波场与相应跃迁共振时(即 $\Delta_c = \Delta_s = 0$),中间透明窗口的的位置是 $\Delta_p = \Delta_s = 0$;左右两个透明窗口的的位置分别是 $\Delta_{p-} = (\Delta_d - \sqrt{\Delta_d^2 + 4\Omega_d^2})/2$ 和 $\Delta_{p+} = (\Delta_d + \sqrt{\Delta_d^2 + 4\Omega_d^2})/2$ 。如果 Ω_d 的值固定不变,那么这两个透明窗口的的位置由 Δ_d 确定。当 Δ_d 的值不断增大即 $\Delta_d \rightarrow \infty$ 时,则左右透明窗口位置的变化趋势分别为 $\Delta_{p+} \rightarrow \infty, \Delta_{p-} \rightarrow 0$,因此导致两边带隙的位置发生相应的变化。另外,当 Δ_d 取值足够大时,微波场对该原子系统的相干作用可以忽略不计,此时透明窗口由原来的三个退化为两个[如图 5(d)插图所示],所以三 PBG 退化为 D-PBG。同理,当 $\Delta_d \rightarrow -\infty$ 时,三 PBG 的位置、宽度以及反射谱与 $\Delta_d \rightarrow \infty$ 的情形刚好相反,并最后也退化为 D-PBG。

考虑耦合场的失谐 Δ_s 对 PBG 的影响。图 6 中参数与图 3 中的相同,随着 Δ_s 取不同数值,中间带隙的位置 $\Delta_p = \Delta_s$ 会随之发生改变。当 $\Delta_s = 5$ MHz 时,中间的 PBG 就会从初始位置 $\Delta_p = \Delta_s = 0$ 移动到 $\Delta_p = \Delta_s = 5$ MHz 处;当 $\Delta_s = -5$ MHz 时,中间的 PBG 则从初始位置 $\Delta_p = \Delta_s = 0$ 移动到 $\Delta_p = \Delta_s = -5$ MHz,而其他两个 PBG 的位置却不发生变化,因为它们的位置只由 Δ_d, Ω_d 和 Δ_c 决定。上述现象是由相应透明窗口位置的改变引起的。由图 6 中曲线的变化趋势可以发现,当 Δ_s 选取不同数值时,这三个 PBG 的宽带也会发生变化。由此可见,通过改变 Δ_s 可以调控中间带隙的位置以及三个 PBG 的宽度。

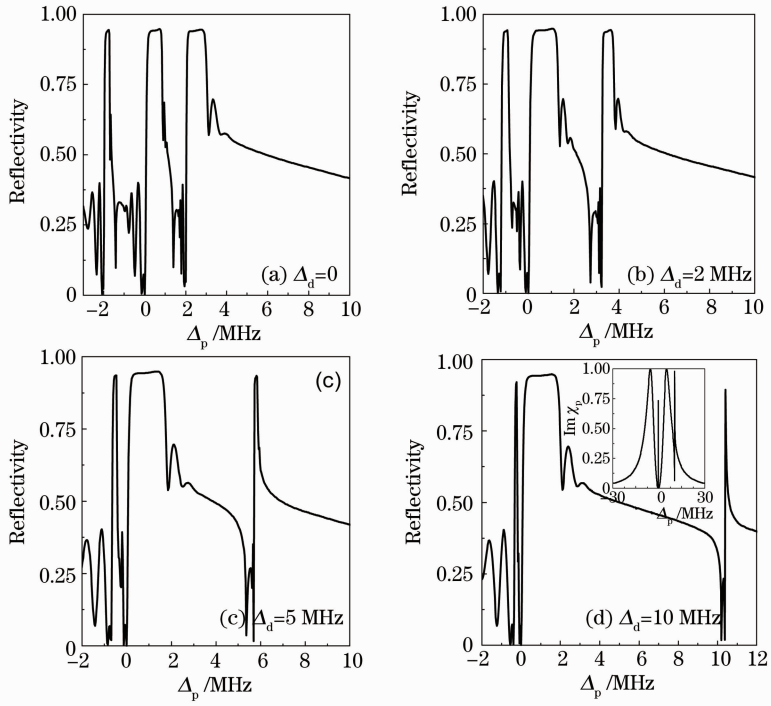


图 5 当微波场取不同失谐值时探测场的反射谱

Fig. 5 Probe reflection spectra with different detunings of the microwave field

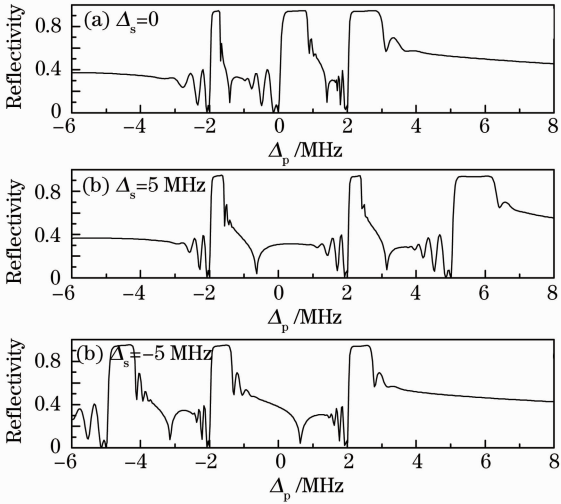


图 6 当驻波场 $E_s(z)$ 的失谐取不同数值时探测场的反射谱

Fig. 6 Probe reflection spectra with different detunings of the standing-wave field $E_s(z)$

众所周知,相干诱导 PBG 的重要应用之一是可以操控光脉冲的传播。利用(9)~(12)式数值模拟高斯型探测脉冲在 PC 中的传播。图 7 给出三个具有不同中心频率的光脉冲分别在三 PBG 中的动力学传播曲线,图中实线表示入射光脉冲,虚线表示光脉冲在 $z=0$ 处反射部分,点线表示在 $z=1$ cm 处的透射光脉冲,其中脉冲宽度 $\sigma_t = 35 \mu\text{s}$,其他参数与图 3 中的相同。如图 7(a)~(c)所示,当探测光的

中心频率大部分位于透射区域时,对应图 3(d)的三个透射峰区域,光脉冲大部分以慢光的形式透过介质,这是由 EIT 的高色散效应引起的,同时有一小部分脉冲则被介质反射。如图 7(d)~(f)所示,当探测脉冲的中心频率处于带隙边缘时,频谱的一部分位于透射区,另一部分位于反射区,从而导致探测脉冲劈裂为两部分:处于透射区的部分以慢光的形式透过介质,处于反射区的部分则反射回来,并且每个脉冲都因频谱分量的减小而展宽。如图 7(g)~(i)所示,当中心频率完全落入光子禁带中时,对应图 3(c)的三个禁带区域,大部分入射脉冲将被反射回来。可见,相干诱导的三 PBG 能够同时调控具有不同中心频率的光脉冲的传播。

4 结 论

提出了一个由两个同向驻波场和一个微波场相干驱动的五能级铷原子系统,在探测场共振频率附近实现相干诱导三 PBG。由于探测场的折射率和吸收率被驻波场周期性地调制,导致介质对探测场就像一维周期性的 PC,当满足布洛赫定理时,在三个透明窗口中分别获得高反射率的 PBG。通过控制耦合场的失谐以及微波场的拉比频率,可以动力学调控 PBG 的位置和宽度,可利用三 PBG 操控具有不同中心频率的探测脉冲的传播。

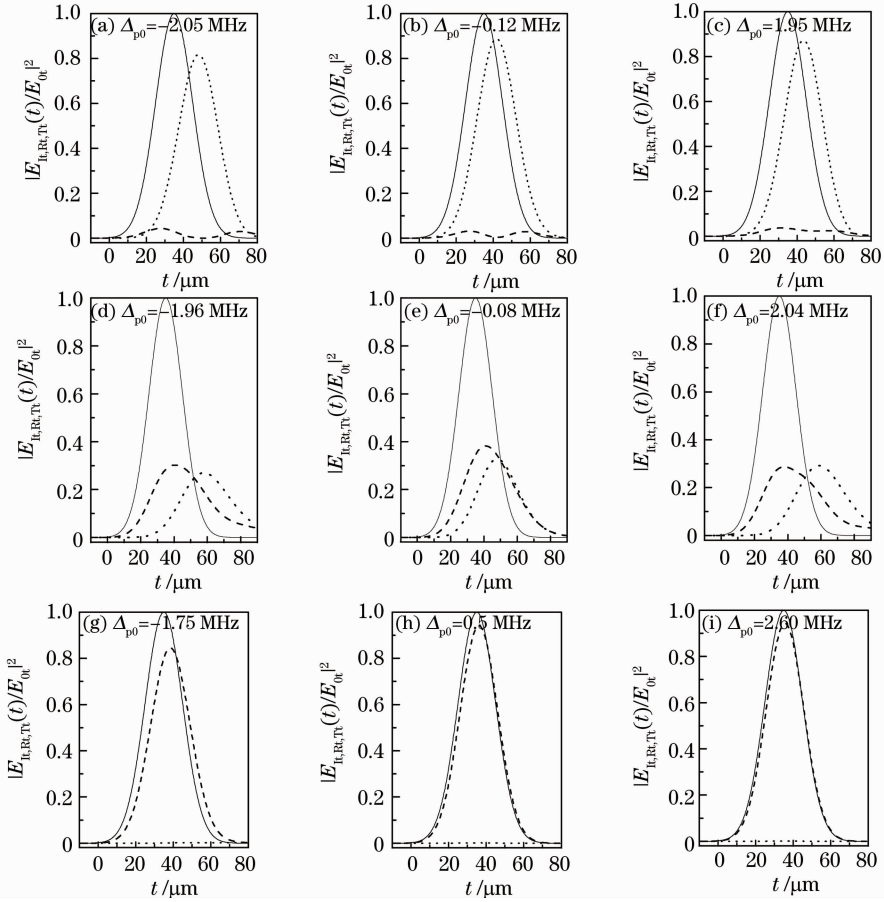


图 7 高斯入射光脉冲(实线)在图 3 所示的 PBG 结构中的传播特性,光脉冲经过 1 cm 介质之后的反射曲线(虚线)和透射曲线(点线)

Fig. 7 Gaussian pulse propagation characteristics of incident light (solid line), reflection (dashed line) and transmittance curves (dot line) of the probe pulse impinging upon a 1 cm long sample in the PBG structure in Fig. 3

参 考 文 献

- 1 E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(20): 2059~2062
- 2 S. John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58**(23): 2486~2489
- 3 S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Today*, 1997, **50**(7): 36~42
- 4 M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2005, **77**(2): 633~673
- 5 L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton *et al.*. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas[J]. *Nature*, 1999, **397**(6720): 594~598
- 6 A. V. Turukhin, V. S. Sudarshanam, M. S. Shahriar *et al.*. Observation of ultraslow and stored light pulses in a solid[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(2): 023602
- 7 C. L. Cui, J. K. Jia, J. W. Gao *et al.*. Ultraslow and superluminal light propagation in a four-level atomic system[J]. *Phys. Rev. A*, 2007, **76**(3): 033815
- 8 H. Schmidt, A. Imamoglu. Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(23): 1936~1938

- 9 D. A. Braje, V. Balic, G. Y. Yin *et al.*. Low-light-level nonlinear optics with slow light[J]. *Phys. Rev. A*, 2003, **68**(4): 041801(R)
- 10 S. J. Li, X. D. Yang, X. M. Cao *et al.*. Enhanced cross-phase modulation based on a double electromagnetically induced transparency[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, **101**(7): 073602
- 11 C. Hang, G. X. Huang. Giant Kerr nonlinearities and weak-light superluminal optical solitons in a four-state atomic system with gain doublet[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(3): 2952~2966
- 12 Zeng Zhiqiang, Hou Bangpin. Effects of vacuum-induced coherence on the single and two-photon transparency in a four-level ladder atomic system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(1): 251~256
- 曾志强, 侯邦品. 真空场诱导相干对梯形四能级原子系统中单光子和双光子透明的影响[J]. *光学学报*, 2010, **30**(1): 251~256
- 13 Yang Suhui, Guo Xiuzhen, Wang Dong *et al.*. Electromagnetically induced two-photon transparency and absorption enhancement [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(3): 309~314
- 杨苏辉, 国秀珍, 王冬等. 电磁感应双光子光透明及共振吸收增强[J]. *光学学报*, 2000, **20**(3): 309~314
- 14 Dong Yabin, Zhang Junxiang, Gao Jiangrui. Quantum statistical property of radiation field in three-level electromagnetically induced transparency system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(9): 1271~1276

- 董雅宾, 张俊香, 郜江瑞. 三能级电磁感应透明中辐射场的量子统计特性[J]. 光学学报, 2005, **25**(9): 1271~1276
- 15 Zhang Yanliang, Zhang Xunli, Sun Zhenrong *et al.*. Double electromagnetically induced transparency and ultra-narrow line width in Y-type energy level system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(4): 563~567
张衍亮, 张循利, 孙真荣 等. Y型四能级中的双电磁感应透明和超窄吸收[J]. 光学学报, 2004, **24**(4): 563~567
- 16 Liang Qingchang, Wang Haihua, Jiang Zhankui. Investigation on electromagnetically induced transparency and slowing-down of group velocity in $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(5): 946~950
梁卿昌, 王海华, 蒋占魁. $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中电磁感应透明及群速度减慢研究[J]. 光学学报, 2007, **27**(5): 946~950
- 17 R. Corbalan, A. N. Pisarchik, V. N. Chizhevsky *et al.*. Experimental study of bi-direction pumping of a far-infrared laser [J]. *Opt. Commun.*, 1997, **133**(1-6): 225~228
- 18 H. Y. Ling, Y. Q. Li, M. Xiao. Electromagnetically induced grating; homogeneously broadened medium[J]. *Phys. Rev. A*, 1998, **57**(2): 1338~1344
- 19 M. Artoni, G. C. La Rocca. Optically tunable photonic stop bands in homogeneous absorbing media[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**(7): 073905
- 20 Q. He, J. H. Wu, T. J. Wang *et al.*. Coherently induced stop-bands in resonantly absorbing and inhomogeneously broadened doped crystals[J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **73**(5): 053813
- 21 J. H. Wu, G. C. La Rocca, M. Artoni. Controlled light-pulse propagation in driven color centers in diamond[J]. *Phys. Rev. B*, 2008, **77**(11): 113106
- 22 J. H. Wu, G. La Rocca, M. Artoni. Controlling the photonic band structure of optically driven cold atoms[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2008, **25**(11): 1840~1849
- 23 J. W. Gao, J. H. Wu, N. Ba *et al.*. Efficient all-optical routing using dynamically induced transparency windows and photonic band gaps[J]. *Phys. Rev. A*, 2010, **81**(1): 013804
- 24 C. L. Cui, J. H. Wu, J. W. Gao *et al.*. Double photonic bandgaps dynamically induced in a tripod system of cold atoms [J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(5): 4538~4546
- 25 R. G. Wan, J. Kou, S. Q. Kuang *et al.*. Controlled light-pulse propagation via dynamically induced double photonic band gaps [J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(15): 15591~15596

栏目编辑: 李文喆