

二维电磁感应光子带隙的动态生成与调控*

张岩¹⁾ 刘一谋²⁾ 韩明²⁾ 王刚成¹⁾ 崔淬砺^{2)†} 郑泰玉^{1)‡}

1)(东北师范大学物理学院, 长春 130024)

2)(吉林大学物理学院, 长春 130012)

(2014年4月22日收到; 2014年6月15日收到修改稿)

研究了由两个垂直传播的强驻波激光场共同耦合的一个四能级 Tripod 型冷 ^{87}Rb 原子介质的稳态光学响应特性. 结果发现, 当两驻波场满足双光失谐条件时, 可在两驻波场的传播方向上同时获得反射率高达 95% 以上的电磁感应光子带隙结构; 通过适当调节强激光场, 还可实现一个方向为光子带隙而另一个方向为透明窗口或者两个方向均为透明窗口的结构. 并且光子带隙和透明窗口的频宽和位置是可调谐的. 这种全光控制的二维的信号光禁闭和导通机制可用于实现全光开关和全光路由, 有利于复杂的全光通讯网络的开发.

关键词: 相干诱导光子带隙, 电磁感应透明, 周期调制原子相干

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

DOI: 10.7498/aps.63.224203

1 引言

对光子进行有效的动态调控在经典与量子信息通信等领域^[1,2]都具有重要的意义, 因此相关问题已成为近年来的研究热点. 利用单频相干激光共振作用于由集体量子态描述的原子系综上, 能产生强烈的耦合效应, 可实现许多光子操控技术, 例如光共振非线性效应、慢光等^[3,4]. 其中, 电磁感应透明(EIT)技术被公认为是一项典型的量子调控技术^[5]. 在行波激光耦合的EIT原子系综中, 已成功地实现了无损光传输、光群速度控制、原子自旋激发态形式的光子可逆存储等量子调控手段^[6-8], 这为量子信息处理(如量子比特存储、在光子和原子之间建立量子纠缠等)提供了潜在的新颖手段^[1,9]. 近几年, 用相向传播的同频激光分量叠加而成的相干驻波替代行波耦合光, 对原子系综进行空间上的周期调制, 利用这种非均匀量子相干效应, 可实现电磁感应光栅(EIG)^[10-12]、原子局域化^[13]、静态光脉冲存储^[14-16]等. 尤其在这种EIT系统中能生成

可全光调谐的光子带隙, 从而弥补了传统光子晶体材料一旦生成便不易调节的缺陷^[17-19]. 通过调控带隙结构可以控制对弱光信号的导通与禁闭, 这有利于新型光开关与光路由的设计, 并且在光通讯网络方面具有重要的应用价值. 但近期对光子带隙的研究均限于一维的情况, 这限制了其进一步的实际应用. 本文研究了如何利用双EIT结构与相干周期调制建立二维电磁感应光子带隙结构. 该系统是由两个传播方向相互垂直的驻波激光场共同耦合驱动的四能级原子系综. 理论计算发现, 原子介质在两驻波的二维周期调制下, 当满足一定生成条件时, 可同时在两个垂直方向上生成反射率超过95%的禁带, 频率处于禁带内的信号光被完全反射, 无法通过介质; 如果关闭其中一个驻波激光的反向分量(即使用行波激光), 则在此方向产生一个产生透射率接近100%的导带, 频率处于导带内的信号光会几乎无损地通过介质. 通过调节耦合激光的强度和频率, 可对带隙结构和透明窗口的频宽和位置进行有效调谐. 可见这个控制过程是一个很好的光开

* 国家自然科学基金(批准号: 11175044, 11104112, 11247005)、中央高校基本科研业务费专项资金(批准号: 12QNJJ006)、中国博士后科学基金(批准号: 2013T60316)和吉林省博士后科研项目启动经费(批准号: RB201330)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: cuicuili@jlu.edu.cn

‡ 通讯作者. E-mail: zhengty@nenu.edu.cn

关机制, 利用这种全光控制的二维光子带隙结构可以同时操纵两个垂直方向传播的信号光的动态传播过程, 从而在复杂的光通讯网络中实现光控开关和全光路由.

2 二维光子带隙的生成与调控

如图 1(a), 我们考虑一个相干驱动的四能级 Tripod 型原子系统, 三个低能级 $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ 到高能级 $|4\rangle$ 的跃迁分别由弱行波信号光场 ω_{pr} ($r = x, y$), 强驻波激光场 ω_x 和强驻波激光场 ω_y 耦合驱动. 光场的拉比频率分别为 Ω_{pr} , Ω_x , Ω_y ; 光场与跃迁频率间的失谐分别为 $\Delta_{pr} = \omega_{pr} - \omega_{41}$, $\Delta_x = \omega_x - \omega_{42}$, $\Delta_y = \omega_y - \omega_{43}$.

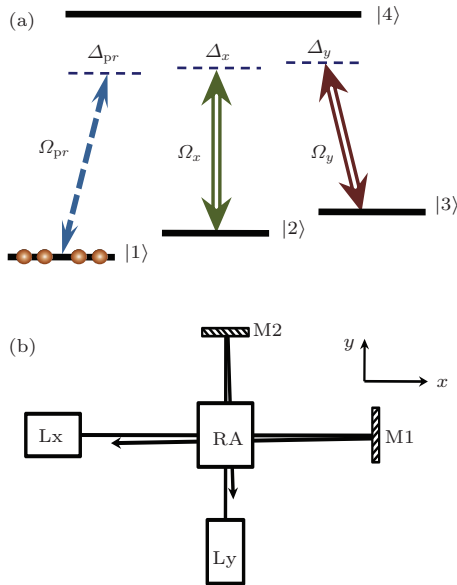


图 1 (a) 原子能级结构; (b) 方案示意图; Lx, Ly 为激光器; M1, M2 为反射镜; RA 为冷原子介质

在旋波近似和电偶极矩近似下, 由系统的相互作用哈密顿量可获得密度矩阵元的 Liouville 方程组:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{21} &= -[\gamma_{21} - i(\Delta_{pr} - \Delta_x)]\rho_{21} + i\Omega_x^*\rho_{41}, \\ \dot{\rho}_{31} &= -[\gamma_{31} - i(\Delta_{pr} - \Delta_y)]\rho_{31} + i\Omega_y^*\rho_{41}, \\ \dot{\rho}_{41} &= -[\gamma_{41} - i\Delta_{pr}]\rho_{41} + i\Omega_y\rho_{21} \\ &\quad + i\Omega_x\rho_{31} + i\Omega_{pr}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中, 在弱场近似条件下, $\rho_{11} = 1$, $\rho_{22} = \rho_{33} = \rho_{44} = \rho_{23} = \rho_{24} = \rho_{34} = 0$; γ_{ij} 为能级 $|i\rangle$ 与 $|j\rangle$ 之间的相干弛豫速率. 由此可获得系统的 $|1\rangle \rightarrow |4\rangle$ 跃迁极化率:

$$\chi = \frac{N_0 |d_{41}|^2}{2\varepsilon_0 \hbar} \times \frac{i\gamma'_{21}\gamma'_{31}}{\gamma'_{21}\gamma'_{31}\gamma'_{41} + \gamma'_{21}\Omega_y^2 + \gamma'_{31}\Omega_x^2}, \quad (2)$$

其中, $\gamma'_{21} = \gamma_{21} - i(\Delta_{pr} - \Delta_x)$, $\gamma'_{31} = \gamma_{31} - i(\Delta_{pr} - \Delta_y)$ 和 $\gamma'_{41} = \gamma_{41} - i\Delta_{pr}$, N_0 为原子体密度, d_{41} 为能级 $|1\rangle$ 与 $|4\rangle$ 之间的电偶极矩.

如图 1(b) 所示, Ω_x (Ω_y) 沿 x (y) 方向传播, 反射镜 M1 (M2) 将之反射形成反向分量, 与正向分量叠加生成稳定的驻波场:

$$\Omega_r(r) = \Omega_{r+} e^{+ik_r r} + \Omega_{r-} e^{-ik_r r}, \quad (3)$$

其中, $r = x, y$, Ω_{r+} 和 Ω_{r-} 分别是驻波正向分量和反向分量的拉比频率幅值. 可见, 驻波强度沿着 r 方向发生周期变化, 周期长度为

$$a_r = \lambda_r / [2 \cos(\theta_r / 2)], \quad (4)$$

其中 θ_r 为驻波正向分量和反向分量的夹角, λ_r 为激光波长. 由能级结构决定 $\lambda_x = \lambda_y$ (见后文参数), 则设 $a_r = a$. 从 (2) 式可知, 介质与沿 r 方向传播的驻波发生周期性作用, 其极化率在 r 方向发生周期性变化——在 r 方向激发出周期性原子光栅. 当 r 方向的光栅将与之平行的信号光散射出的后向分量 (前向分量) 叠加产生完美的相长干涉 (相消干涉) 时^[18], 在第一布里渊区边界处 π/a 的附近产生高反射率的光子带隙. 为描述信号光在一个周期内的传播特征, 需建立一个周期层的 2×2 的幺正传输矩阵. 介质长度 $L = Na$, N 为周期数. 则整个介质传输矩阵 $\mathbf{M}_N = \mathbf{M}^N$. 进而可获得描述带隙结构的反射率和透射率^[20,21]:

$$R = \left| \frac{M_N(12)}{M_N(22)} \right|^2, \quad T = \left| \frac{1}{M_N(22)} \right|^2. \quad (5)$$

基于以上公式, 可数值模拟沿介质 x 和 y 方向的光子带隙结构. 我们采用 ^{87}Rb 冷原子能级: $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, $|4\rangle$ 分别对应超精细能级 $|5S_{1/2}, F = 2, m = -2\rangle$, $|5S_{1/2}, F = 1, m = 0\rangle$, $|5S_{1/2}, F = 1, m = -1\rangle$, $|5P_{1/2}, F = 2, m = -1\rangle$. 原子实际参数: 相干弛豫速率 $\gamma_{21} = \gamma_{31} = 0.2$ kHz, $\gamma_{41} = 5.75$ MHz, 信号光波长 $\lambda_{px} = \lambda_{py} = 794.983$ nm, 驻波激光波长 $\lambda_x = \lambda_y = 794.983$ nm. 其他参数: 原子介质长宽均为 1.5 mm, 原子密度 $N_0 = 2 \times 10^{13}$ cm $^{-3}$, $\theta_r = 0.06$, 驻波拉比频率幅值 $\Omega_{x+} = \Omega_{y+} = 38$ MHz, $\Omega_{x-} = \Omega_{y-} = 23$ MHz.

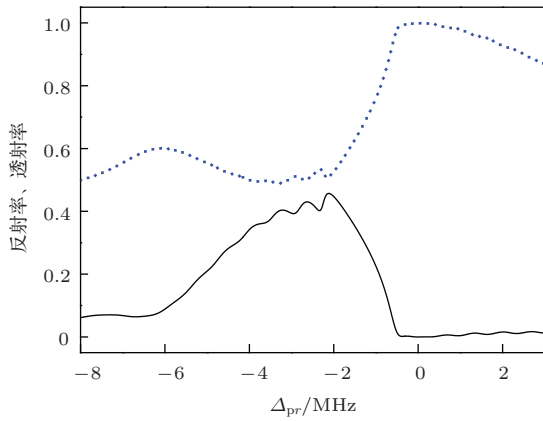


图2 Ω_x 和 Ω_y 的反射和透射情况 黑色实线为反射率, 蓝色点线为透射率

信号光 Ω_{px} 和 Ω_{py} 分别沿 x 和 y 方向探测原子介质, 它们的反射谱和透射谱能有效描述二维光子带隙结构. 首先, 考虑 $\Delta_x = \Delta_y = 0$, 此时两方向的反射率谱和透射率谱重合. 如图 2 所示, 由于 EIT 效应, 在双光共振频率区域生成透射窗口; 由于驻波对介质的空间周期的调制作用, 会产生一定的反射, 但此时的反射率仅仅达到 40% 左右. 以 x 方向光子带隙为例分析其物理原因. Ω_{px} 传播方向与 $\Omega_x(x)$ 引起的 x 方向原子光栅平行, 在 EIT 的双光共振条件下受到周期作用而产生反射; 但 Ω_{px} 同时还受到由 $\Omega_y(y)$ 的引起的 y 方向原子光栅作用, 此时不但 $\Omega_y(y)$ 与原子耦合的 EIT 系统会提高 Ω_{px} 的透射率, 并且由于 Ω_{px} 垂直于 y 方向光栅结构, 在双光共振条件下引起 EIG 效应, Ω_{px} 会发生明显的衍射, 从而减小了 Ω_{px} 在 x 方向的反射率. y 方向同理.

增大两个强驻波场的双光失谐 $|\Delta_x - \Delta_y|$, 可以在一定的频率区域内忽略其中一个强场的作用 [21,22], 且可以破坏信号光与垂直驻波的双光共振条件. 如图 3(a) 所示, $\Delta_{px} = 0$, 随着 Δ_{py} 逐渐

增大, Ω_x 的反射率逐渐增大. $\Delta_{py} = 20$ MHz 时, 生成了反射率可达 95% 左右的且具有一定频宽的禁带. 在 y 方向, 如图 3(b), 也在双光共振频率区域附近产生具有高反射率的禁带. 由此可得产生二维光子带隙的条件: 两个驻波场之间具有一定的双光失谐, 则可在两个垂直方向、在各自的共振频率区域附近分别同时生成两个具有高反射率的光子带隙结构. 这样的二维的电磁诱导光子带隙可以同时使两个垂直传播的光信号在各自共振频率区域内被完全反射, 即在两个垂直方向传播禁闭.

关闭一个驻波场的反向分量, 例如撤去图 1(b) 的反射镜 M2, 则 $\Omega_y = 38$ MHz 退化为行波场. 取 $\Delta_{px} = 0$, $\Delta_{py} = 20$ MHz, 如图 4(a) 所示, 在 x 方向仍能生成具有高反射率的光子带隙结构. 如图 4(b) 所示, 在 y 方向反射率降为 0 而生成透射率接近 100% 的透明窗口. 这是因为介质在 y 方向被行波场耦合, 形成标准的行波 EIT 效应, 从而形成全透明导通状态. 利用这样的结构(即, 一个方向为光子带隙、而垂直方向为 EIT 透射), 可实现一个方向信号光传播禁闭而垂直方向信号光传播导通; 同理, 如果撤去两个反射镜, 则还可以实现两个方向的信号光导通. 这是一个很好的二维的光开关机制. 并且基于 EIT 效应和光子带隙之前的研究可知 [17,18,21,23], 这个过程是可以全光动态可操控, 通过调节强耦合场的强度可以控制全反射禁带和透明窗口的频宽, 通过调节失谐可以控制全反射禁带和透明窗口的位置.

这种全光可控的二维电磁诱导光子带隙结构, 可用于经典或量子光通讯网络中的全光路由和光开关的开发, 从而实现两组垂直传输的光信号的反射与导通的全光动态操控, 为实际应用中搭建更为复杂的光网络提供全新的实现方案.

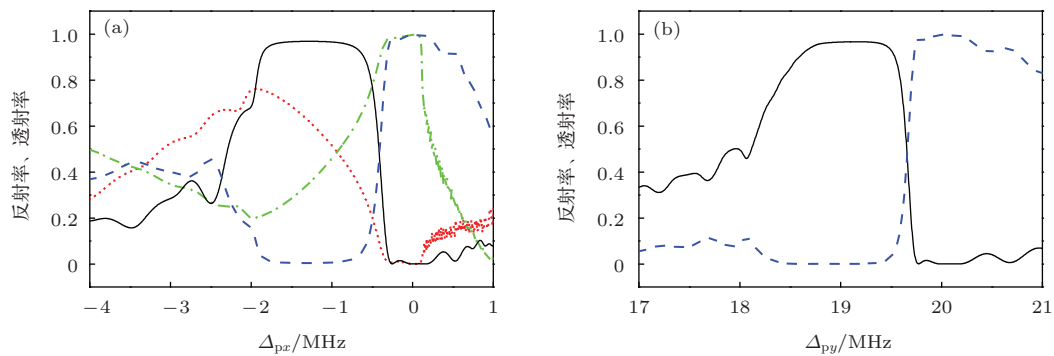


图3 (网刊彩色) (a) Ω_x 的反射和透射情况: $\Delta_{py} = 2$ MHz 时, 红色点线为反射率, 绿色点虚线为透射率; $\Delta_{py} = 20$ MHz 时, 黑色实线为反射率, 蓝色虚线为透射率; (b) Ω_y 的反射和透射情况: $\Delta_{py} = 20$ MHz 时, 黑色实线为反射率, 蓝色虚线为透射率

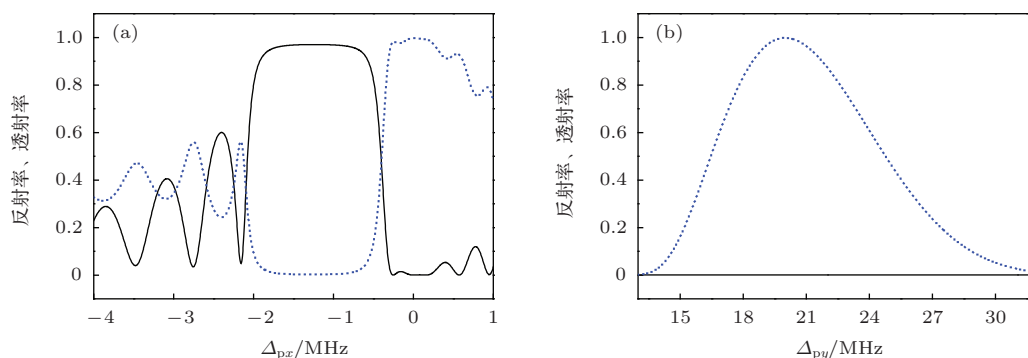


图4 (网刊彩色) (a) Ω_x 的反射和透射情况; (b) Ω_y 的反射和透射情况; 黑色实线为反射率, 蓝色点线为透射率

3 结 论

本文通过数值求解原子动态演化的密度矩阵方程和描述电磁场在周期结构中传输的传输矩阵方程, 对由两个相互垂直传播的强驻波激光共同耦合的一个四能级 Tripod 型原子系统的稳态光学响应特性进行了分析. 设计了一个由两个相互垂直传播的强激光耦合冷 ^{87}Rb 原子系从而实现二维电磁感应光子带隙的方案, 并总结了其生成条件: 两个驻波之间需要具有一定的双光失谐. 分析结果发现, 通过两个驻波在各自方向对原子介质进行周期调制形成原子光栅, 信号光场在传播过程中受到光栅散射叠加, 后向分量产生相长干涉以至于在特定频率区域内的信号光被反射, 即在两个垂直方向同时生成光子带隙. 并且通过对方案内反射镜的调节, 还能实现信号光在两个方向同时导通, 和一个方向导通、另一方向禁闭的调控过程.

感谢吉林大学物理学院吴金辉教授的讨论.

参考文献

[1] Hammerer K, Soensen A S, Polzik E 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 1041
 [2] Simon C, Afzelius M, Appel J, Giroday A B, Dewhurst S J, Gisin N, Hu C Y, Jelezko F, Kroll S, Muller J H, Nunn J, Polzik E, Rarity J, Reidmatten H, Rosenfeld W, Shields A J, Skold N, Stevenson R M, Thew R, Walmsley I, Weber M, Weinfurter H, Wrachtrup J, Young R 2010 *Eur. Phys. J. D* **58** 1
 [3] Wang H, Goorskey D, Xiao M 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 073601

[4] He Q Y, Zhang B, Wei X G 2008 *Phys. Rev. A* **77** 063827
 [5] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
 [6] Cui C L, Jia J K, Gao J W, Xue Y, Wang G, Wu J H 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033815
 [7] Zhang X H, Bao Q Q, Zhang Y, Su M C, Cui C L, Wu J H 2012 *Chin. Phys. B* **21** 054209
 [8] Guo H, Tang P 2013 *Chin. Phys. B* **22** 054204
 [9] Vagizov F, Antonov V, Radeonychev Y V, Shakhmuratov R N, Kocharovskaya O 2014 *Nature* **508** 80
 [10] Ling H Y, Li Y Q, Xiao M 1998 *Phys. Rev. A* **57** 1338
 [11] Ba N, Wang L, Wu X Y, Liu X J, Wang H H, Cui C L, Li A J 2013 *Appl. Opt.* **52** 4264
 [12] Zhang Y Q, Wu Z K, Zheng H B, Wang Z G, Zhang Y Z, Tian H, Zhang Y P 2014 *Laser Phys.* **24** 045402
 [13] Wan R G, Kou J, Jiang L, Jiang Y, Gao J Y 2011 *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 622
 [14] Chen Y H, Lee M J, Hung W L, Chen Y C, Chen Y F, Yu I A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 173603
 [15] Zhang Y, Zhang Y, Zhang X H, Yu M, Cui C L, Wu J H 2012 *Phys. Lett. A* **376** 656
 [16] Bao Q Q, Zhang X H, Gao J Y, Zhang Y, Cui C L, Wu J H 2011 *Phys. Rev. A* **84** 063812
 [17] Artoni M, La Rocca G C 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 073905
 [18] Zhang Y, Xue Y, Wang G, Cui C L, Wang R, Wu J H 2011 *Opt. Express* **19** 2111
 [19] Yao Y P, Zhang T Y, Kou J, Wan R G 2013 *Phys. Lett. A* **377** 1416
 [20] Artoni M, La Rocca G C, Bassani F 2005 *Phys. Rev. E* **72** 046604
 [21] Zhang Y, Gao J W, Cui C L, Jiang Y, Wu J H 2010 *Phys. Lett. A* **374** 1088
 [22] Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 133601
 [23] Ba N, Wang L, Zhang Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 034209 (in Chinese) [巴诺, 王磊, 张岩 2014 物理学报 **63** 034209]

Dynamic generation and manipulation of electromagnetically induced 2D photonic band-gaps*

Zhang Yan¹⁾ Liu Yi-Mou²⁾ Han Ming²⁾ Wang Gang-Cheng¹⁾
Cui Cui-Li²⁾† Zheng Tai-Yu¹⁾‡

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

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

(Received 22 April 2014; revised manuscript received 15 June 2014)

Abstract

We study the steady optical responses of a four-level tripod cold ^{87}Rb atomic system, which is driven by two mutually perpendicular strong standing-wave laser fields. It is found that satisfying the condition of a proper detuning between two strong fields, one nearly perfect structure of double photonic band-gap, where reflectivity can reach 95%, can be generated along each direction, respectively. Shifting a strong field (two strong fields) to a travelling-wave field (two travelling-wave fields), we can achieve a reflectivity platform and a transmissivity window (two transmissivity windows). Our new findings are beneficial to a novel all-optical switching and routing, which may have applications in complex all-optical information networks.

Keywords: coherently induced photonic band-gaps, electromagnetically induced, periodically modulated atomic coherence

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

DOI: 10.7498/aps.63.224203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11175044, 11104112, 11247005), the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. 12QNJJ006), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2013T60316), and the Jilin Postdoctoral Science Research Program, China (Grant No. RB201330).

† Corresponding author. E-mail: cui cui li@jlu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zheng ty@nenu.edu.cn