

基于自发辐射相干效应的可调光子带隙反射率的提高方法

杨柳 郜中星 薛冰 张勇刚 蔡永茂

Improvement on reflectivity of tunable photonic band gap with spontaneous generated coherence

Yang Liu Gao Zhong-Xing Xue Bing Zhang Yong-Gang Cai Yong-Mao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 234204 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20181374

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181374>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I23>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[高灵敏度的量子迈克耳孙干涉仪](#)

High sensitivity quantum Michelson interferometer

物理学报.2018, 67(13): 134202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172563>

[稀薄里德伯原子气体中的两体纠缠](#)

Two-body entanglement in a dilute gas of Rydberg atoms

物理学报.2018, 67(3): 034202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172052>

[频域图像下的强场非序列电离过程](#)

Frequency-domain view of nonsequential double ionization in intense laser fields

物理学报.2016, 65(22): 224205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.224205>

[1.5 \$\mu\text{m}\$ 光通信波段明亮压缩态光场的产生及其 Wigner 函数的重构](#)

Generation of bright squeezed light at 1.5 μm telecommunication band and its Wigner function reconstruction

物理学报.2016, 65(4): 044203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044203>

[原子系统中远失谐脉冲光束对的群速度操控](#)

Group velocity manipulation of far off-resonant pulse-pair in atomic system

物理学报.2015, 64(9): 094208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094208>

基于自发辐射相干效应的可调光子带隙反射率的提高方法*

杨柳¹⁾ 郜中星^{1)2)†} 薛冰¹⁾ 张勇刚¹⁾ 蔡永茂^{3)‡}

1) (哈尔滨工程大学自动化学院, 哈尔滨 150001)

2) (哈尔滨工程大学理学院, 哈尔滨 150001)

3) (东北电力大学理学院, 吉林 132012)

(2018年7月17日收到; 2018年8月28日收到修改稿)

光子带隙是指某一频率范围的波不能在周期变化的空间介质中传播, 即这种结构本身存在“禁带”, 并已成功应用于滤波器、放大器和混频器等器件的设计中. 此前, 许多专家都致力于提高带隙的反射率, 但其只能逐渐接近1. 本文在囚禁于一维光晶格中的冷原子介质中实现两个可调光子带隙, 并通过选择两基态为精细结构的三能级 Λ 型原子系统, 考虑自发辐射相干效应来探究这两个带隙的反射率. 适当调节参数, 探测场出现增益, 从而获得较高反射率的带隙结构, 甚至可以超过1. 此外, 两个带隙反射率还可以通过调节偶极矩之间的夹角以及非相干驱动场强度等参数来操控.

关键词: 光子带隙, 电磁诱导透明, 自发辐射相干

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

DOI: 10.7498/aps.67.20181374

1 引言

在过去的二十年里, 电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 效应备受关注并产生了许多有趣的应用, 例如慢光效应、量子存储和非线性增强^[1-7]等. 起初, 人们对光子带隙的研究仅局限于光子晶体中. 折射率随着介质长度呈现周期性变化, 由于入射场的布拉格散射, 导致某些特定频率的光在传播过程中不能够透过介质, 这些带隙被描述为光子带隙 (photonic band gap, PBG)^[8]. 众所周知, 光子晶体一旦形成其周期性结构就固定了, 获得的带隙宽度、位置及反射率等也就固定了, 因此传统光子晶体的PBG是不可调节的^[9]. 21世纪初, 基于量子干涉的动力学可调PBG的问世弥补了这一缺陷. 前期, 人们利用空

间周期性传播的驻波耦合场, 使介质的折射率呈周期性变化形成光子禁带^[10-14]. 近期, 在EIT条件下, 利用囚禁在光学晶格中的冷原子来产生可调PBG也已取得了惊人的进步^[15]. 这两种方案本质上均是通过使折射率呈现周期性状态来产生光子带隙结构, 并且动力学可调. 不同的是, 后者将冷原子俘获在一维光晶格中, 利用原子在光晶格中周期性分布的特性, 在行波场的驱动下产生光子禁带. 不同于驻波场驱动的 Λ 型原子系统的PBG, 冷原子光晶格系统中会产生两个带隙, 并且带隙的特性不仅受控制场的调制, 而且还受探测场和光晶格之间的夹角及晶格波长的影响^[16]. 随后, Schilke等^[17]还对对布拉格反射进行了实验研究, 并报道了透射和反射的测试光谱.

自发辐射相干 (spontaneously generated co-

* 国家自然科学基金 (批准号: 11747048, 11804066, 61773133)、中国博士后科学基金 (批准号: 2018M630337) 和中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号: HEUCFM180401) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhongxing1141@sina.com

‡ 通信作者. E-mail: cymjlu@163.com

herence, SGC) 是指原子从两个足够靠近的上能级 (或同一上能级) 向同一个基态能级 (或两个足够靠近的下能级) 自发弛豫时由真空辐射场在两个辐射通道间感生出来的原子干涉效应^[18–20]. 该现象能够引起许多有趣的现象, 例如无反转激光、增强非线性 Kerr 效应^[21–23] 等. 一直以来, 人们都致力于提高 PBG 的反射率, 反射率越高就越利于提高光路由和光隔离器等效率^[24–27]. 一般而言, 在无增益介质中, 由于 EIT 效应, PBG 的反射率可以不断接近 1, 但由于光信号在传播过程中介质以及其他器件或结点带来的损耗会降低光信号的强度. 因此本文提出一种可以通过考虑 SGC 效应来提高 PBG 反射率的方法, 并且选取适当的条件参数, 反射率甚至能够高于 1. 该方法可以补偿传播过程中的不必要损耗, 提高光信号的传输效率.

本文展示的一维 PBG 由囚禁在一维光晶格中的冷原子产生, 并且该系统可以产生两个 PBGs. 考虑基态两能级为超精细结构的三能级 Λ 型原子系统, 自发辐射效应会使两个 PBGs 产生高的反射率. 我们还进一步观察了探测场的增益-吸收情况来探究 PBG 反射率提高的原因. 另外, 对 PBG 的反射率与两个偶极矩之间的夹角和非相干驱动场强度等参数之间的关系也进行了详细讨论.

2 理论模型

考虑一个简单的三能级 Λ 型原子系统, 如图 1 所示, 其中频率为 $\omega_p(\mathbf{E}_p)$ 和 $\omega_c(\mathbf{E}_c)$ 分别作用在偶极允许跃迁的两个探测场 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 和 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 上. 相应的激光场拉比频率 $\Omega_p = \mathbf{E}_p \cdot \mathbf{d}_{13}/(2\hbar)$, $\Omega_c = \mathbf{E}_c \cdot \mathbf{d}_{12}/(2\hbar)$, 其中 \mathbf{d}_{ij} 是 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 跃迁的电偶极矩. 同时, 探测场和耦合场的单光子失谐被定义为 $\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p$, $\Delta_c = \omega_{21} - \omega_c$. 值得注意的是, 所选的三能级原子结构的两个基态为超精细结构能级, 因此两个自发辐射跃迁通道 Γ_{31} 和 Γ_{21} 会产生相干, 即 SGC 效应. 一维光晶格是由波长为 λ_{latt} 的红失谐激光反射形成的, 大量原子俘获在其中.

在相互作用图象下, 通过电偶极近似和旋转波近似, 我们可求得光波场与原子系统的相互作用哈密顿 H 如下:

$$H = \hbar[\Delta_p|1\rangle\langle 1| + (\Delta_p - \Delta_c)|2\rangle\langle 2| - \Omega_c|1\rangle\langle 2| + \Omega_p|1\rangle\langle 3| + \text{c.c.}], \quad (1)$$

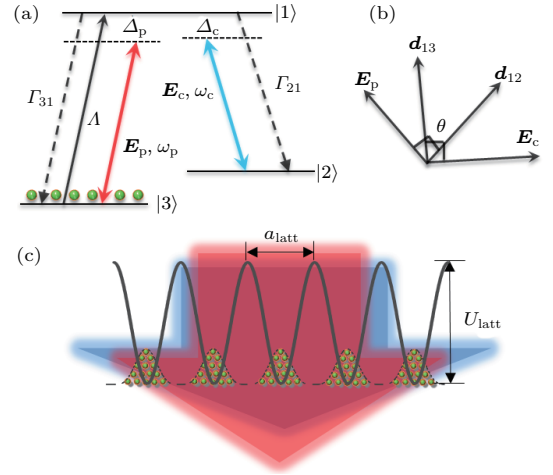


图 1 三能级 Λ 型原子系统 (a) 三能级原子系统与弱探测场 \mathbf{E}_p 和强耦合场 \mathbf{E}_c 相互作用; (b) 相应的两电偶极矩 \mathbf{d}_{13} 和 \mathbf{d}_{12} 之间夹角为 θ ; (c) 冷原子被束缚在周期为 $a_{\text{latt}} = \lambda_{\text{latt}}/2$ 的一维光晶格中

Fig. 1. Three-level Λ -type atomic system: (a) A three-level atomic system interacting with a probe field \mathbf{E}_p and a coupling field \mathbf{E}_c ; (b) the angle between the relevant dipole moments \mathbf{d}_{13} and \mathbf{d}_{12} is θ ; (c) atoms are trapped in an optical lattice formed by a retroreflecting laser beam of wavelength $a_{\text{latt}} = \lambda_{\text{latt}}/2$.

其中 \hbar 是普朗克常数. 于是, 任意一个多能级原子系统的量子动力学演化过程可以被描述成如下方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] - \frac{1}{2}\{\Gamma, \rho\} + \Lambda\rho, \quad (2)$$

其中等式右侧第一项代表源于相干驱动场的可逆过程, 第二项和第三项分别代表源于自发辐射和非相干驱动场的不可逆过程. 将 H 代入 (2) 式, 我们可得到如下的密度矩阵方程组:

$$\begin{aligned} \partial_t \rho_{22} &= \Gamma_{12}\rho_{11} + i\Omega_c^* \rho_{12} - i\Omega_c \rho_{21}, \\ \partial_t \rho_{33} &= \Gamma_{13}\rho_{11} - \Lambda\rho_{33} + i\Omega_p^* \rho_{13} - i\Omega_p \rho_{31}, \\ \partial_t \rho_{12} &= -(i\Delta_c + \gamma_{12})\rho_{12} + i\Omega_p \rho_{32} \\ &\quad - i\Omega_c(\rho_{11} - \rho_{22}), \\ \partial_t \rho_{13} &= -(i\Delta_p + \gamma_{13})\rho_{13} + i\Omega_c \rho_{23} \\ &\quad - i\Omega_p(\rho_{11} - \rho_{33}), \\ \partial_t \rho_{23} &= -(i\Delta_p - i\Delta_c + \gamma_{23})\rho_{23} + \gamma_{\text{SGC}}\rho_{11} \\ &\quad + i\Omega_c^* \rho_{13} - i\Omega_p \rho_{21}, \end{aligned} \quad (3)$$

(3) 式满足粒子数守恒和共轭条件, 即 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$ 和 $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$. γ_{ij} 代表能级 $|i\rangle$ 和能级 $|j\rangle$ 之间的相干弛豫速率, $\gamma_{\text{SGC}} = \eta_\phi \sqrt{\Gamma_{12}\Gamma_{13}} \cos\theta$ 代表源于自发辐射通道 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 和 $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ 之间的交叉耦合的量子干涉效应, 即 SGC 效应. 耦合场和探测场的初始相位分别为 ϕ_c 和 ϕ_p ,

$\Omega_c = \Omega_{c0} \exp(i\phi_c)$ 和 $\Omega_p = \Omega_{p0} \exp(i\phi_p)$, 其中 Ω_{c0} 和 Ω_{p0} 为实数, $\eta_\Phi = \eta e^{i\Phi}$, $\Phi = \phi_p - \phi_c$ 表示两相干场的相对相位. 注意, 只有当能级 |2> 和 |3> 的间隔足够小时, 我们才必须考虑 SGC 效应, 才有 $\eta = 1$, 否则 $\eta = 0$. 对于如图 1(a) 所示的原子模型, 我们有

$$\gamma_{12} = \gamma_{21} = (\Gamma_{12} + \Gamma_{13})/2, \quad (4)$$

$$\gamma_{13} = \gamma_{31} = (\Gamma_{12} + \Gamma_{13} + \Lambda)/2, \quad (5)$$

$$\gamma_{23} = \gamma_{32} = \Lambda/2, \quad (6)$$

Λ 表示非相干驱动场抽运速率. 于是, 我们通过稳态下 ($\partial_t \rho_{ij} = 0$) 求解 (3) 式来获得探测场的极化率 $\chi_p(z)$, 即

$$\chi_p(z) = \frac{N(z)|d_{13}|^2 \rho_{31}}{2\epsilon_0 \hbar \Omega_p}. \quad (7)$$

如图 1(c) 中所示, 冷 ^{87}Rb 原子被囚禁于一个驻波偶极阱中, 该偶极阱利用一个波长为 λ_{latt} 的红失谐回反射激光形成. 势阱的深度 U_{latt} 与样品温度 T_0 有关, 二者之比为一个常系数 $\xi = U_{\text{latt}}/(k_B T_0)$ (k_B 表示玻尔兹曼常数). 用来形成晶格的激光波长必须满足 $\lambda_{\text{latt}} > \lambda_{31}$ 来形成偶极阱. 这意味着布拉格条件可以通过一个探测场和晶格之间的非零传输角 α 来满足, 而且 α 需要足够小使得探测场能够与整个晶格长度相互作用. 通过几何布拉格条件 $\lambda_0 = \lambda_{31}/\cos\alpha$, 我们可以定义 $\Delta\lambda_{\text{latt}} = \lambda_{\text{latt}} - \lambda_0$. 每个晶格周期原子密度分布满足 $N_a(z) = N_0/\sqrt{2\pi\sigma_z} \exp[-(z - z_i - a_{\text{latt}}/2)^2/2\sigma_z^2]$, 沿 z 方向的均方根谱宽为 $\sigma_z = \lambda_{\text{latt}}/(2\pi\sqrt{2\xi})$, $z_i = (i - 1/2)a_{\text{latt}}$ 表示沿 z 方向上第 i 个周期的中心位置且 $a_{\text{latt}} = L/n$ 表示每个周期的长度, N_0 表示平均原子密度, 则 $N_0 L = n \int_{-a_{\text{latt}}/2}^{a_{\text{latt}}/2} N_a(z) dz$. 在这个原子介质中, 我们将利用传输矩阵理论. 首先, 构建第 j 个周期的传输矩阵 \mathbf{M}_j , 该周期长度可以被分成很多层, 例如厚度 $\delta_z (\ll a_{\text{latt}})$ 均匀的 100 层结构. 每个周期的传输矩阵 \mathbf{M}_j 是周期内每层传输矩阵 $\mathbf{m}_j(z_l)$ 的乘积, $\mathbf{m}_j(z_l)$ 的系数由菲涅耳系数给出 [28], 并与反射 r_j 和透射系数 t_j 有关, 即

$$\mathbf{m}_j(z_l) = \frac{1}{t_j(z_l)} \begin{bmatrix} t_j^2(z_l) - r_j^2(z_l) & r_j(z_l) \\ -r_j(z_l) & 1 \end{bmatrix}, \quad (8)$$

于是 $\mathbf{M}_j = \mathbf{m}_j(z_1) \cdots \mathbf{m}_j(z_l) \cdots \mathbf{m}_j(z_{100})$. 第二, 由于每个偶极阱内原子密度是相同的, 我们可以容

易地获得整个原子介质长度 $L = na_{\text{latt}}$ 的传输矩阵 $\mathbf{M} = \mathbf{M}_j^n$, 如图 1(c) 所示. 并且, 探测场的反射率和透射率可以通过 (9) 式计算,

$$R_n = \left| \frac{M_{(12)}}{M_{(22)}} \right|^2, \quad T_n = \left| \frac{1}{M_{(22)}} \right|^2, \quad (9)$$

其中 $M_{(ij)}$ 是整个介质传输矩阵 \mathbf{M} 的矩阵元.

3 数值结果及分析

在图 1(c) 所示的一维光晶格系统中, 不考虑 SGC 效应 ($\eta = 0$), 探测场会在 EIT 窗口内产生两个带隙 PBG1 和 PBG2, 其理论反射率均在 80% 左右, 如图 2(a) 中黑色虚线. 本文同样采用三能级系统, 考虑基态 |2> 和 |3> 为超精细结构, 即 SGC 效应 ($\eta = 1$) 对 PBG 效应带来的变化. 我们先对 PBG2 进行探究, 发现该系统考虑 SGC 效应后, 探测场反射率明显提高, PBG2 的反射率甚至高达 1.06, 如图 2(a) 中红色实线. 由于探测场的增益-吸收曲线正比于 $\text{Im}(\rho_{31})$, $\text{Im}(\rho_{31})$ 大于 0 则表示探测场处于增益状态, $\text{Im}(\rho_{31})$ 小于 0 则表示探测场处于被吸收状态. 图 2(b) 进一步给出探测场的增益-吸收曲线, 并且为了方便观察, 插图中我们将反射率大于 1 的失谐区域进行放大. 可以清楚地看到, 在 PBG2 反射率大于 1 的区域, $\text{Im}(\rho_{31})$ 的值大于 0, 即出现探测场增益现象. 这说明带隙出现大于 1 的情况是由于探测场增益导致的, 这也解释了反射率提高的能量来源. 但是否探测场增益就一定会导致反射率大于 1 的情况将在下文中讨论. 接下来, 我们介绍如何操控 PBG2 平台的反射率.

为了探究如何操控 PBG2 的反射率, 我们观察了非相干驱动场抽运速率 Λ 分别为 0.07Γ , 0.08Γ 和 0.09Γ 以及偶极矩 θ 分别为 0 , $\pi/6$ 和 $\pi/4$ 情况下的反射率和增益-吸收特性随探测场失谐演化的情况. 从图 3(a) 和图 3(b) 可以看出, 在一定范围内, 随着 Λ 的增加, PBG 的反射率由 0.97 增加到 1.08, 并且探测场的极化率也不断增加. 从图 3(c) 和图 3(d) 可以看出, 随着 SGC 效应 ($\cos\theta$) 的增强, PBG 的反射率由 0.94 增加到 1.05, 其探测场的极化率也不断增加. 这说明对于 PBG2, SGC 效应的加强 (Λ 和 $\cos\theta$ 增加), 是反射率不断提高的有效方法. 也进一步证明, 探测场极化率的增加是使系统反射率提高的主要原因. 并且当反射率出现大于 1 的情况时, 探测场均会相应地出现增益.

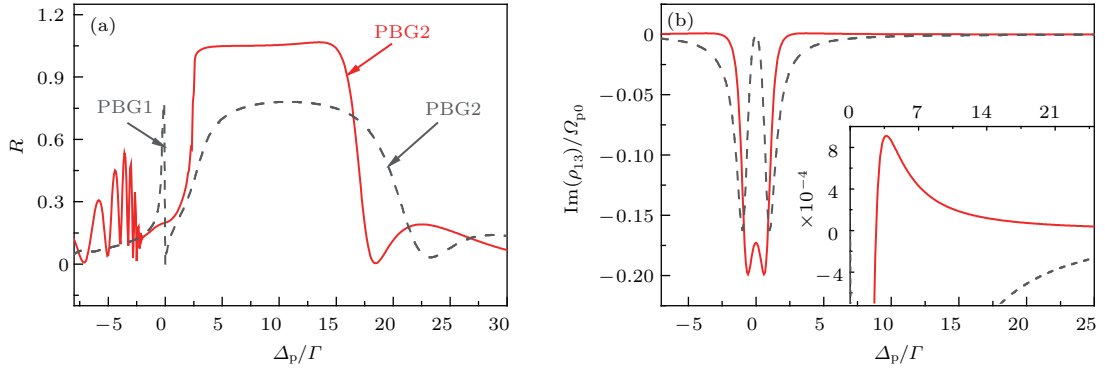


图2 $\eta = 0$ (黑色虚线) 和 $\eta = 1$ (红色实线) 情况下探测场的反射率和探测场的增益-吸收与失谐 Δ_p/Γ 的关系, 其中 $\Lambda = 0.06\Gamma$, $\Phi = 0$, $\theta = 0$, $\Omega_{c0} = 20\Omega_{p0} = \Gamma$, $\Delta_c = 0$, $\Gamma_{32} = 0.001$ MHz, $\Gamma_{12} = \Gamma_{13} = \Gamma = 6$ MHz, $\lambda_{\text{latt}} = 781.00$ nm, $\Delta\lambda_{\text{latt}} = 0.25$ nm, $\lambda_{31} = 780.02$ nm, $N_0 = 7.0 \times 10^{10}$ cm $^{-3}$, $L = 3.0$ mm (a) 反射率与失谐的关系; (b) 增益-吸收与失谐的关系

Fig. 2. The reflectivities and the gain or loss of the probe field versus the detuning Δ_p/Γ as $\eta = 0$ (black dashed line) and $\eta = 1$ (red solid line), where $\Lambda = 0.06\Gamma$, $\Phi = 0$, $\theta = 0$, $\Omega_{c0} = 20\Omega_{p0} = \Gamma$, $\Delta_c = 0$, $\Gamma_{32} = 0.001$ MHz, $\Gamma_{12} = \Gamma_{13} = \Gamma = 6$ MHz, $\lambda_{\text{latt}} = 781.00$ nm, $\Delta\lambda_{\text{latt}} = 0.25$ nm, $\lambda_{31} = 780.02$ nm, $N_0 = 7.0 \times 10^{10}$ cm $^{-3}$, $L = 3.0$ mm: (a) The reflectivities versus the detuning; (b) the gain or loss versus the detuning.

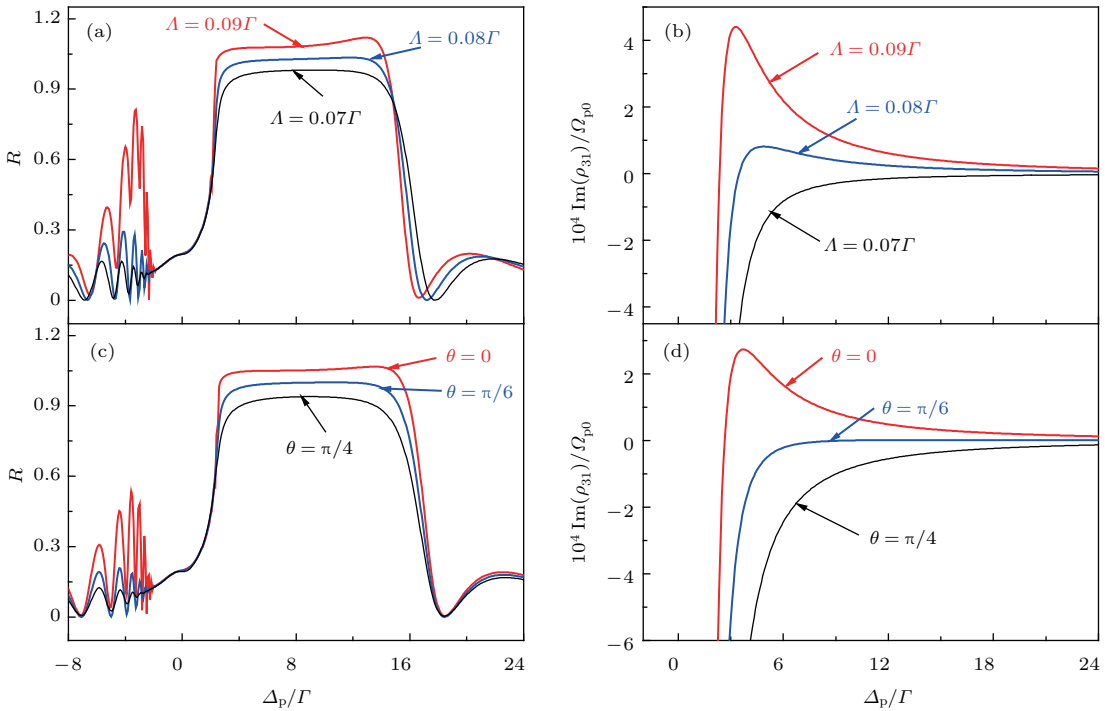


图3 探测场的反射率、增益-吸收与失谐 Δ_p/Γ 的关系 (a) $\theta = \pi/4$ 时反射率与失谐的关系; (b) $\theta = \pi/4$ 时增益-吸收与失谐的关系; (c) $\Lambda = 0.06\Gamma$ 时反射率与失谐的关系; (d) $\Lambda = 0.06\Gamma$ 时增益-吸收与失谐的关系; 其他参数同图2

Fig. 3. The reflectivity and the gain-loss of probe field versus the detuning Δ_p/Γ : (a) The reflectivity versus the detuning when $\theta = \pi/4$; (b) the gain-loss versus the detuning when $\theta = \pi/4$; (c) the reflectivity versus the detuning when $\Lambda = 0.06\Gamma$; (d) the gain-loss versus the detuning when $\Lambda = 0.06\Gamma$. Other parameters are the same as in Fig. 2.

接下来, 我们来探究出现在PBG2左侧的PBG1. 如图4所示, 考虑SGC效应($\eta = 1$)时的带隙反射率要高于不考虑SGC效应($\eta = 0$)的情况. 通过调节参数, 我们可以实现PBG1反射率大于1的情况(图4(a)红色曲线), 此时同样伴随着探测场吸收谱线出现增益(图4(b)插图红色曲线).

并且该带隙的谱线线宽远小于自然谱线线宽, 在实际应用中可以起到探针的作用. 为了探究如何操控PBG1的反射率, 我们在图5(a)和图5(b)中展示了PBG1的反射率以及探测场增益-吸收与非相干抽运 Λ 之间的关系. 我们看到, 随着 Λ 由 $9 \times 10^{-4}\Gamma$ 减小到 $5 \times 10^{-4}\Gamma$, PBG1的反射率由

1.90 降到 0.90, 且探测场的极化率也不断降低. 我们在图 5(c) 和图 5(d) 中展示了 PBG1 反射率和探测场增益-吸收与 θ 之间的关系. 随着 $\cos \theta$ 由 $\cos \frac{\pi}{2}$ 增加到 $\cos \frac{\pi}{8}$, PBG1 的反射率由 0.77 提高到 1.35, 探测场的极化率也不断增加. 这说明对于 PBG1, SGC 效应的加强 (Λ 和 $\cos \theta$ 增加), 同样会使反射率不断提高. 也进一步证明, 探测场极化率的增

加是使系统反射率提高的主要原因. 值得注意的是, 图 5(a) 和图 5(b) 中反射率出现大于 1 的情况, 图 5(b) 和图 5(d) 中探测场均会相应地出现增益, 但图 5(b) 和图 5(d) 中所有探测场增益-吸收曲线均出现增益, 图 5(a) 和图 5(b) 中仅有部分反射率大于 1, 这说明探测场出现增益是反射率大于 1 的必要不充分条件.

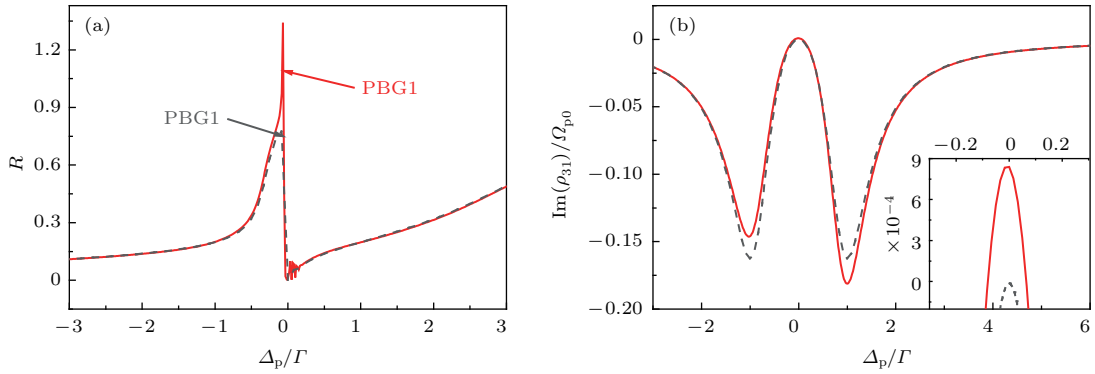


图 4 $\eta = 0$ (红色实线) 和 $\eta = 1$ (黑色虚线) 情况下探测场的反射率和探测场增益-吸收与失谐 Δ_p/Γ 的关系 (a) 反射率与失谐的关系; (b) 增益-吸收与失谐的关系: 其中, $\Lambda = 8 \times 10^{-4}\Gamma$, $\Phi = 0.6\pi$, 其他参数同图 2
Fig. 4. The reflectivity and the gain-loss of probe field versus the detuning Δ_p/Γ : (a) The reflectivity versus the detuning; (b) the gain-loss versus the detuning. $\Lambda = 8 \times 10^{-4}\Gamma$, $\Phi = 0.6\pi$ and other parameters are the same as in Fig. 2.

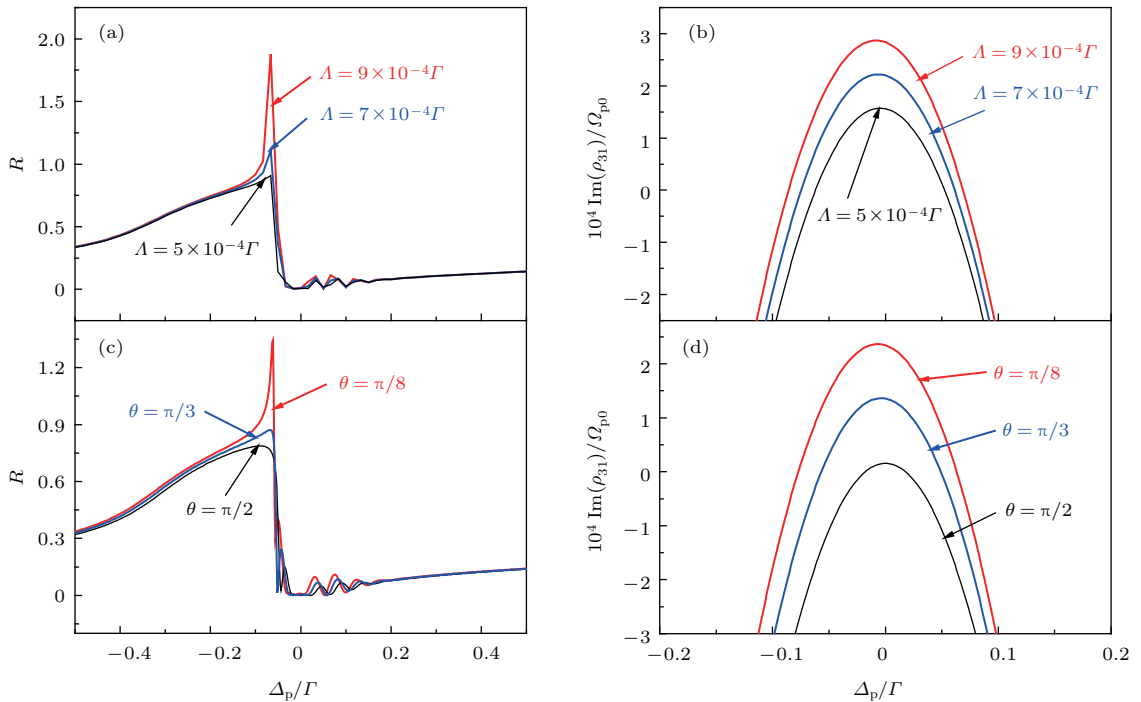


图 5 探测场的反射率和探测场增益-吸收与失谐 Δ_p/Γ 的关系 (a) 反射率与失谐的关系; (b) 增益-吸收与失谐的关系; (c) 反射率与失谐的关系; (d) 增益-吸收与失谐的关系; 其他参数同图 4
Fig. 5. The reflectivity and the gain-loss of probe field versus the detuning Δ_p/Γ : (a) The reflectivity versus the detuning; (b) the gain-loss versus the detuning; (c) the reflectivity versus the detuning; (d) the gain-loss versus the detuning. Other parameters are the same as in Fig. 4.

综上, 不考虑SGC效应时, 系统产生的光子带隙较低, SGC效应的引入使反射率大大提高. 这是由于SGC效应导致了系统探测场出现增益现象. 并且随着SGC效应的增加, 探测场的极化率不断增加甚至出现增益现象, PBG的反射率也不断增加, 甚至超过1.

4 结 论

本文在一维冷原子光晶格产生可调双光子带隙的基础上考虑了SGC效应, 通过合理设置参数分别获得了反射率大于1的两光子带隙. 对于之前提高带隙反射率的工作, 该工作取得了重要成果, 特别是PBG2的反射率可达到1.08, PBG1的反射率可以达到1.9甚至更高. 我们通过探究探测场的增益-吸收情况分析反射率提高的原因, 发现反射率提高的频率区域探测场的吸收-增益曲线均有提高, 甚至在反射率大于1的区域, 探测场均出现增益情况. 这说明该系统反射率的提高是由于探测场增益导致的. 该结论可以用来提高各类光学器件, 例如光路由、光二极管和光三极管等的效率^[25,29], 并且PBG2的线宽小于自然线宽可以用作探针.

参考文献

- [1] Bao Q Q, Yang L, Ba N, Cui C L, Wu J H 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 1532
- [2] Appel J, Figueroa E, Korystov D, Lobino M, Lvovsky A I 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 093602
- [3] Yan Y, Li S J, Tian L, Wang H 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 014205 (in Chinese) [闫研, 李淑静, 田龙, 王海 2016 物理学报 **65** 014205]
- [4] Yang L, He B, Wu J H, Zhang Z, Xiao M 2016 *Optica* **3** 1095
- [5] Gärttner M, Evers J 2013 *Phys. Rev. A* **88** 033417
- [6] Gao Q, Song T Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 144205 (in Chinese) [高强, 宋同强 2012 物理学报 **61** 144205]
- [7] Alireza L, Yadipour R, Baghban H 2017 *Chin. Phys. B* **26** 124207
- [8] Zhang Y, Wang X, Zhang Y Z 2018 *Laser Phys. Lett.* **15** 075402
- [9] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [10] Artoni M, La Rocca G 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 073905
- [11] Wu Z K, Zhang Y Q, Yuan C Z, Wen F, Zheng H B, Zhang Y P 2013 *Phys. Rev. A* **88** 063828
- [12] Chen H X, Zhang X, Zhu D Y, Yang C, Jiang T, Zheng H B, Zhang Y P 2014 *Phys. Rev. A* **90** 043846
- [13] Zhang Y P, Wang Z G, Nie Z Q, Li C B, Chen H X, Lu K Q, Xiao M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 093904
- [14] Zhang Y Q, Wu Z K, Belić M R, Zheng H B, Wang Z G, Xiao M, Zhang Y P 2015 *Laser & Photon. Rev.* **9** 331
- [15] Schilke A, Zimmermann C, Courteille P W, Guerin W 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 223903
- [16] Petrosyan D 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053823
- [17] Schilke A, Zimmermann C, Guerin W 2012 *Phys. Rev. A* **86** 023809
- [18] Tariq M, Ziauddin, Bano T, Ahmad I, Lee R K 2017 *J. Modern Opt.* **64** 1777
- [19] Ba Nuo, Wu X Y, Li D F, Wang D, Fei J Y, Wang L 2017 *Chin. Phys. B* **26** 54207
- [20] Xing R, Xie S Y, Xu J P, Yang Y P 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 014202 (in Chinese) [邢容, 谢双媛, 许静平, 羊亚平 2017 物理学报 **66** 014202]
- [21] Wu J H, Gao J Y 2002 *Phys. Rev. A* **65** 063807
- [22] Ba N, Wang L, Wang H H, Li D F, Wang D, Yan L Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 104201 (in Chinese) [巴诺, 王磊, 王海华, 李东飞, 王丹, 严立云 2016 物理学报 **65** 104201]
- [23] Zhang B, Liu Z X, Xu W C 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 164207 (in Chinese) [张冰, 刘志学, 徐万超 2013 物理学报 **62** 164207]
- [24] Horsley S A R, Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 223602
- [25] Wang D W, Zhou H T, Guo M J, Zhang J X, Evers J, Zhu S Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 093901
- [26] Gao J W, Bao Q Q, Wan R G, Cui C L, Wu J H 2011 *Phys. Rev. A* **83** 053815
- [27] 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]
- [28] Bendickson J M, Dowling J P, Scalora M 1996 *Phys. Rev. E* **53** 4107
- [29] Yang L, Zhang Y, Yan X B, Sheng Y, Cui C L, Wu J H 2015 *Phys. Rev. A* **92** 053859

Improvement on reflectivity of tunable photonic band gap with spontaneous generated coherence*

Yang Liu¹⁾ Gao Zhong-Xing^{1)2)†} Xue Bing¹⁾ Zhang Yong-Gang¹⁾ Cai Yong-Mao^{3)‡}

1) (College of Automation, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

2) (College of Science, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

3) (School of Science, Northeast Electric Power University, Jilin 132012, China)

(Received 17 July 2018; revised manuscript received 28 August 2018)

Abstract

The photonic band gap is a spectral range which cannot propagate in a periodic optical nanostructure, that is, the structure itself has a “forbidden band”. It has been successfully applied to the filters, amplifiers, mixers, etc. As is well known, dynamically tunable photonic band gaps in cold atomic lattices are of great importance in various research fields. However, the photonic band gaps of a traditional photonic crystal are non-tunable because the periodic structure is determined once the photonic crystal is grown. On the other hand, a majority of previous researches focused on improving the reflectivity of photonic band gap, which can only keep approaching to 1. Due to the action of the vacuum of the radiation field, near-degenerate lower level has an additional coherence term, the spontaneously generated coherence term. In this paper, we consider a three-level Λ -type atomic system driven by a strong coherent field, a weak coherent field and an incoherent pump, in which the two ground states are of hyperfine structure. The one-dimensional photonic band gaps are formed by cold atoms trapped in a one-dimensional-ordered optical lattice and this system may create two photonic band gaps (PBGs). The trapped cold atoms have a Gaussian density distribution in each period as determined by the optical potential depth and the average atomic temperature. We investigate in detail how the reflectivities of the two PBGs are influenced by the coherent effect of spontaneously generated coherence. Then, we find that the reflectivities of the two band gaps can be significantly improved by the spontaneously generated coherence. The reflectivities of such two band gaps can be dynamically manipulated by varying the intensity of incoherent driving field and the relative phase between the probe field and the coupling field, which cannot be realized in a conventional Λ -type atomic system. Besides, by adjusting the parameters appropriately, the reflectivities of these two band gaps can be higher than 1, which is because probe field gain stems from the spontaneously generated coherence. In the future, photonic transport properties can be investigated in the three-dimensional atomic lattices and this work is meaningful for the optical routing, photodiode and transistor.

Keywords: photonic band gap, electromagnetically induced transparency, spontaneously generated coherence

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

DOI: 10.7498/aps.67.20181374

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11747048, 11804066, 61773133), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2018M630337), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. HEUCFM180401).

† Corresponding author. E-mail: zhongxing1141@sina.com

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