

文章编号 1674-2915(2011)04-0355-08

冷原子介质中基于相干诱导高反射带和高透射带的全光路由控制

国秀珍^{1,2}, 侯丽新¹, 尹昭泰¹, 吴金辉^{1,2}

(1. 长春理工大学 光电信息学院, 吉林 长春 130012; 2. 吉林大学 物理学院, 吉林 长春 130012)

摘要:以相干诱导光子带隙结构为工作基础,提出了一种可对两个弱光信号的传播路径同时进行动态调控的新型全光路由控制方案。利用描述光波在空间周期介质中相干散射的传输矩阵理论,结合描述单频激光与多能级原子共振相互作用的密度矩阵方程,计算了作为控制媒介的相干驱动超冷原子系综的稳态反射光谱和稳态透射光谱。结果表明,通过改变两个较强相干激光的空间模式、强度和频率等参数,可在探测跃迁共振频率附近建立反射率约为95%或者透射率约为95%的两个特殊频带。对这样的相干诱导高反射带和高透射带进行了实时动态调控,可根据需要引导两个不同频率的弱光信号进入指定的网络通道。该方案很好地满足了在量子信息处理领域对弱光信号进行全光路由控制时的低损耗和低形变要求。

关键词:全光路由控制;超冷原子系综;相干诱导高透射带;相干诱导高反射带

中图分类号:0431.2 **文献标识码:**A

All-optical routing control based on coherently induced high reflection band and high transmission band in a medium of cold atoms

GUO Xiu-zhen^{1,2}, HOU Li-xin¹, YIN Zhao-tai¹, WU Jin-hui^{1,2}

(1. *College of Optical and Electronical Information, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130012, China;*

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

Abstract: On the basis of coherently induced photonic gap structures, a new all-optical routing control scheme is proposed to simultaneously control the propagation dynamics of two weak light signals. With the transfer-matrix method to describe the coherent scattering of light waves in periodic media and the density-matrix equations to describe the resonant interaction between monochromatic laser fields and multi-level atoms, the steady reflection and transmission spectra are calculated for a coherently driven ultra-cold atomic ensemble as the control medium. The results show that, by changing the spatial patterns, intensity, and frequencies of two strong laser fields, a pair of special frequency bands (with $\sim 95\%$ reflectivity or $\sim 95\%$ transmissivity) can be first established near the probe resonance and then be manipulated at any time to induce two weak light signals of different frequencies into the desired network channels. This scheme well satisfies the basic requirements of low-deformation and low-loss for all-optical routing control of weak light signals in the field of quantum infor-

收稿日期:2011-03-16;修订日期:2011-07-14

基金项目:国家自然科学基金资助项目(No. 10874057)

mation processing.

Key words: all-optical routing control; ultra-cold atomic ensemble; coherently induced high transmission band; coherently induced high reflection band

1 引言

近 20 年来,量子信息技术的蓬勃发展不但使人们深刻理解了物理世界的量子本性,还极大地提升了人们对微量量子系统的操控能力。当前,以量子力学原理为基础的量子网络通讯正在吸引着越来越多科学家们的研究热情,这有望推动经典计算和保密通讯等领域的革命性进展^[1,2]。光子由于具有传播速度快、高度并行和对环境不敏感等特点而成为量子信息的理想载体。但是,要把光子限制在一个亚毫米的极小空间内并对其进行目的性较强的有效操控却并不容易。于是,研究多个单频相干激光与超冷原子系综等不同类型物质的共振相互作用显得极为重要。事实上,人们利用单频相干激光与多能级原子共振相互作用产生的量子干涉效应,已在线性吸收得到理想抑制的前提下得到了显著增强的非线性克尔效应,进而实现了对弱光信号的有效控制,例如可逆光学存储和量子逻辑运算^[3~6]等等。然而,要实现规模化的量子网络通讯,还需要有高效的全光开关和全光路由等量子器件对信息进行选择性传输,使纠缠的信息载体经由网络通道分布于各个网络结点之中。迄今为止,已有的几个可用于量子信息处理的全光路由控制方案主要是利用双光子的相干交换^[7]、光信号的绝热频率变换^[8]、基于慢光的共振四波混频^[9]和动态可控光子带隙结构^[10]实现的。

光子晶体^[11]是一种天然或人造的折射率周期分布的非均匀材料。由于空间周期结构会对电磁波产生 Bragg 散射,光信号在其中的传播过程可用类似电子能带结构的光子带隙结构^[12]来描述。通常,光子晶体在制备完成后是不可调整的,其带隙位置和宽度等参数是固定不变的。然而,近来人们发现,利用相干激光与合适介质的共振相互作用可产生动态可控的光子带隙结构^[13~15],从而使光子晶体有望在量子信息处理领域得到更

好的应用。本文重点介绍一种以相干诱导光子带隙结构为工作基础的新型全光路由控制方案。

2 全光路由控制的物理实现

如图 1 所示,四能级 Tripod 型原子与较弱探测激光 ω_p 、行波耦合激光 ω_c 和驻波光栅激光 ω_g 相互作用,频率失谐为 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{30}$, $\Delta_c = \omega_c - \omega_{31}$, $\Delta_g = \omega_g - \omega_{32}$ 。下面,总是假定能级 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 分别对应着超冷⁸⁷Rb 原子 D_1 线上的 $|5S_{1/2}, F=2, m_F=1\rangle$ 、 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=-1\rangle$ 、 $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$ 和 $|5P_{1/2}, F=2, m_F=0\rangle$ 这 4 个超精细磁子能级。在这种情况下,所需要的波长近似为 795 nm 的 3 个相干激光 ω_p 、 ω_c 和 ω_g 可

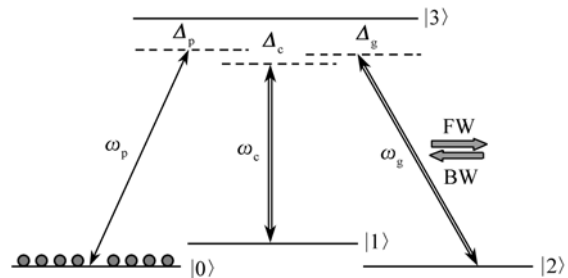


图 1 与探测激光 ω_p 、耦合激光 ω_c 和光栅激光 ω_g 相互作用的一个四能级 Tripod 型超冷铷原子能级图

Fig. 1 Level diagram of four-level tripod-type cold ⁸⁷Rb atom interacting with probe laser ω_p , coupling laser ω_c , and grating laser ω_g

由两个半导体激光器和一个声光调制器提供。假定光栅激光是一个完美驻波,即沿 z 轴传播的前向分量和后向分量幅度相等,则其拉比频率的平方可表示为 $|\Omega_g|^2 = 4\Omega_{g0}^2 \cos(k_g z)$ 。显然,驻波强度变化的周期为波长的一半 ($a = \lambda_g/2$)。如果小幅度改变前向分量和后向分量的传播方向,使二者有一个很小的夹角 θ ,驻波强度周期将变为 $a = \lambda_g/[2\cos(\theta/2)]$ 。经典电磁学理论表明,较弱探

测激光可能会受到驻波 Bragg 光栅的相干散射而经历光子带隙结构,这可通过计算传输矩阵^[13]得以证实。

根据传输矩阵理论, z 处和 $z+a$ 处的探测光可通过一个么正矩阵 \mathbf{M} 联系起来,即:

$$\begin{pmatrix} E_p^+(z+a) \\ E_p^-(z+a) \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} E_p^+(z) \\ E_p^-(z) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

再根据 Bloch 定理,进一步获得:

$$\begin{pmatrix} E_p^+(z+a) \\ E_p^-(z+a) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{ika} & 0 \\ 0 & e^{ika} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_p^+(z) \\ E_p^-(z) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

这里 $k = k' + ik''$ 是 Bloch 波矢。式(2)有非零解的条件是:

$$e^{2ika} - \text{Tr}(\mathbf{M})e^{ika} + 1 = 0, \quad (3)$$

其中,满足 $|\text{Tr}(\mathbf{M})| < 2$ 的区域对应实数 k ,即 Bloch 波的传播解;满足 $|\text{Tr}(\mathbf{M})| > 2$ 的区域对应复数 k ,即 Bloch 波的衰减解。如果在探测光的

$$\chi = \frac{N_0 \mu_{30}^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{1}{\Delta_p - i\gamma_0 - \frac{|\Omega_c|^2}{\Delta_p - \Delta_c - i\gamma_1} - \frac{|\Omega_g|^2}{\Delta_p - \Delta_g - i\gamma_2}}, \quad (6)$$

式中 N_0 代表原子密度, γ_i 代表密度矩阵元 ρ_{0i} 的退相干速率。

如图 2 所示,选择合适的参数后,通过上述理论可计算得到一个完美的光子带隙。虚线表明:当行波耦合激光强度为零,即四能级系统退化成三能级系统时,不能形成完美的光子带隙结构,这是因为驻波节点处的光强为零,以至于介质具有很强的吸收,从而破坏了光子带隙结构。为了克服节点处的吸收,一个可行的方法是令行波耦合激光强度不为零(使三能级系统恢复为四能级系统),即利用行波耦合激光建立的量子干涉效应抑制驻波节点处的较强吸收,进而完善和改进光子带隙结构(参见实线)。

如果进一步令行波耦合激光和驻波光栅激光具有不相等的频率失谐,可使二者的有效作用光谱区间在一定程度上有所分离,从而在探测跃迁上同时观察到宽度大致相等的一个高反射带和一个高透射带。经过简单的计算和分析容易知道:高反射带和高透射带的位置分别由驻波光栅激光和行波耦合激光的频率失谐决定,而其宽度则主要由行波耦合激光和驻波光栅激光的强度(正比

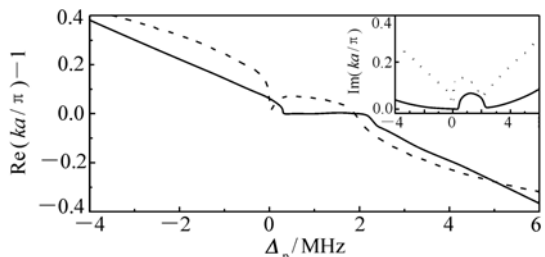
某一频带内 $|\text{Tr}(\mathbf{M})| > 2$ 成立,则该频带可称为探测光的光子带隙。入射探测光波的这种衰减是由 Bragg 散射引起的,因此光子带隙的质量好坏主要体现为对应的反射率是否足够大。对于有 N 个周期的长度 $L = Na$ 的一个原子系综,其反射光谱和透射光谱要由涵盖了所有 N 个周期的传输矩阵 \mathbf{M}_N 来确定,即:

$$r(\Delta_p) = \frac{\mathbf{M}_{N(12)}}{\mathbf{M}_{N(22)}}, \quad t(\Delta_p) = \frac{1}{\mathbf{M}_{N(22)}}. \quad (4)$$

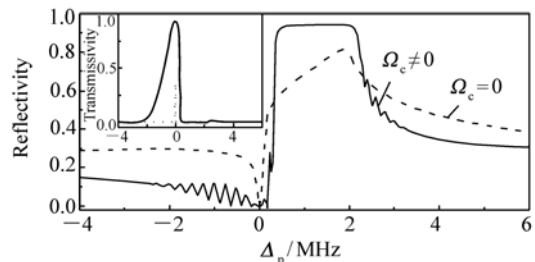
而 \mathbf{M}_N 可通过如下方式由 \mathbf{M} 得到:

$$\mathbf{M}_N = \mathbf{M}^N = \frac{\sin Nka}{\sin ka} \mathbf{M} - \frac{\sin(N-1)ka}{\sin ka} \mathbf{I}. \quad (5)$$

可见,为了验证对应着均匀高反射率的光子带隙是否存在,首先需要计算对应单个周期结构的传输矩阵 \mathbf{M} ,这就需要知道介质的折射率 $n = \sqrt{1 + \chi(z)}$ 。对图 1 所示的 Tripod 型原子系统,其电极化率可通过求解稳态密度矩阵方程得到:



(a) 布洛赫波矢的实部和虚部
(a) Real and imaginary parts of Bloch wave-vector



(b) 反射光谱和透射光谱
(b) Reflection and transmission spectra

图 2 探测跃迁上的相干诱导光子带隙结构,虚线对应 $\Omega_c = 0$;实线对应 $\Omega_c = 9$ MHz

Fig. 2 Photonic band-gap structure on probe transition with $\Omega_c = 0$ for dashed curve while $\Omega_c = 9$ MHz for solid curve

于拉比频率的平方)决定。这样就可以方便地控制这两个特殊频带的位置,例如实现这两个频带的平移和交换,如图3所示。

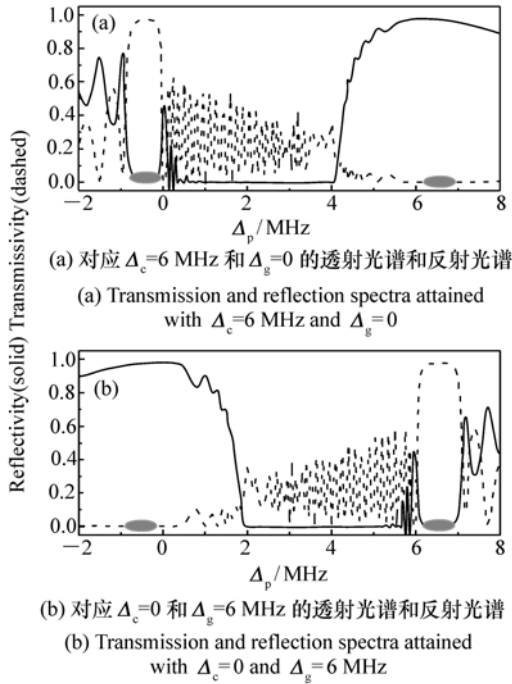


图3 对应两组不同参数的透射光谱(实线)和反射光谱(虚线)。4个实心椭圆用来指示两个高反射带和两个高透射带的位置

Fig. 3 Transmission spectra (solid) and reflection spectra (dashed) for two sets of different parameters. Four filled circles denote two high reflection bands and two high transmission bands, respectively

利用位置和宽度动态可控的高反射带和高透射带,可实现一个全光路由控制方案。假定 A, B 和 C 是一个通信网络中的 3 个结点并且结点 B 中存放有大量 Tripod 型超冷铷原子。当两个不同频率的光信号 1 和 2 进入结点 B 时,可通过控制行波耦合激光和驻波光栅激光使一个信号在反射后进入通向节点 A 的 r -信道,使另一个信号在透射后进入通向节点 C 的 t -信道。下面在信号 1 和 2 均为微弱高斯脉冲的情况下,借助傅里叶变换方法具体讨论如何实现基于相干诱导高反射带和高透射带的全光路由控制功能。

如果结点 B 前的探测信号 1 和 2 在时间域和

频率域分别具有如下形式:

$$E_{Rt}(t) = E_{0t} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{\delta t^2}}, \quad (7)$$

$$E_{Rt}(\Delta_p) = E_{0t} e^{-\frac{(\Delta_p-\Delta_{p0})^2}{\delta p^2}}. \quad (8)$$

则在经过与节点 B 中 Tripod 型超冷铷原子的作用后,反射脉冲和透射脉冲可表示为:

$$E_{Rt} = \int E_{Rt}(\Delta_p) r(\Delta_p) e^{i(\Delta_p-\Delta_{p0})t} d\Delta_p, \quad (9)$$

$$E_{Tt} = \int E_{Rt}(\Delta_p) t(\Delta_p) e^{i(\Delta_p-\Delta_{p0})t} d\Delta_p. \quad (10)$$

基于上述公式,即可以通过数值计算方便地分析信号 1 和信号 2 在节点 B 中的动力学传播过程。首先,为了对信号 1 和信号 2 进行同步操控,令它们在时间上和空间上完全重叠。根据图 3 中高反射带和高透射带的位置和宽度,将信号 1 和 2 的中心频率分别选择为 $\Delta_{p01} = -0.5$ MHz 和 $\Delta_{p02} = 6.5$ MHz,并令脉冲宽度同为 $\delta_{p1} = \delta_{p2} = 0.25$ MHz,以便使它们的绝大多数载频落入高反射带和高透射带。如果结点 B 中超冷铷原子的反射光谱和透射光谱如图 3(a) 所示,则信号 1 将会被反射进入通向结点 A 的 r -信道,信号 2 将会在透射后进入通向结点 C 的 t -信道。如果结点 B 中超冷铷原子的反射光谱和透射光谱如图 3(b) 所示,

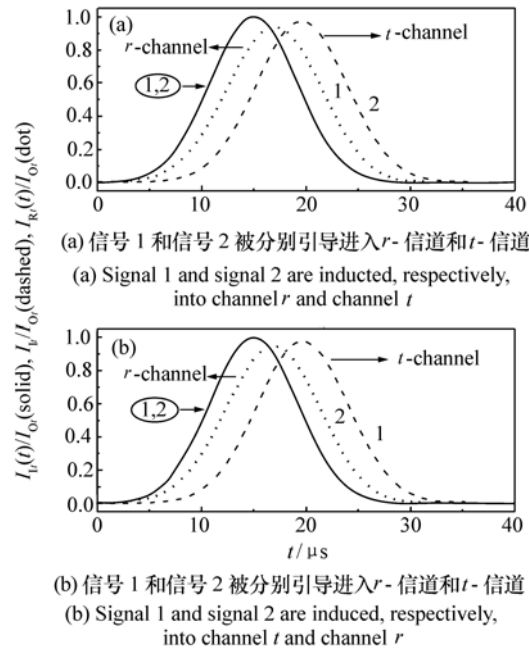


图4 两个弱光信号的全光路由控制过程

Fig. 4 All-optical routing dynamics of two weak light signals

则对应路由控制的传输过程会完全相反,即信号1被透射进入 t -信道,而信号2被反射进入 r -信道。这两个路由控制过程(参见图4(a)和图4(b))是通过动态交换高反射带和高透射带的位置而得以实现的。由图4还可知道,反射信号和透射信号相对入射信号均有一定的时间延迟,但是所经历的损耗(约5.3%和2.4%)和形变却很小。若要令两个信号同步进入 t -信道,只需撤掉光栅激光的后向分量使其由驻波模式转化为行波模式来同时获得两个高透射带即可。

如果两个不同频率的信号光在时间和空间上完全分离,又能在很短时间内通过动态调控行波耦合激光与驻波光栅激光来移动高反射带和高透射带的位置,使它们的绝大部分载频在不同时刻落入不同的高反射带或高透射带,还可令这两个不再同步的信号光全都进入 r -信道或 t -信道。这一全光路由控制方案由于可同时对两个信号进行实时操控,而比之前仅适用于单个信号处理的全光路由控制方案更具实用价值。

上述全光路由控制方案的主要缺点是:对同时到达节点B的两个不同频率信号光,无法使它们同时被反射进入 r -信道。为了克服这一困难,需要设法在探测跃迁上同时建立两个(对应高反射率的)光子带隙,这可通过将耦合激光由行波模式转换为驻波模式得以实现。本文的第三部分

将通过数值模拟论证这一设想是否可行。

3 两个高反射带的同时建立

还是考虑如图1所示的四能级 Tripod 型原子系统,只是令耦合激光 ω_c 和光栅激光 ω_g 同时具有驻波模式,空间周期分别为 $a_c = \lambda_c / [\cos(\alpha/2)]$ 和 $a_g = \lambda_g / [\cos(\beta/2)]$,并具有不同的初始相位 Φ_c 和 Φ_g (注:只有一个相干激光为驻波时无需考虑初始相位)。 α (β) 表示耦合(光栅)激光的稍微偏离 z 方向的前向分量和后向分量之间的夹角。

在考虑了上面几个因素后,利用与第二部分基本相同的数学方法,可方便地求得 Tripod 型超冷铷原子的光子带隙结构和反射光谱与透射光谱。这里,由于两个驻波的空间周期不尽相同,探测光经历的将不再是周期的 Bragg 散射,而是准周期的 Bragg 散射。于是,当两个驻波的初始相位或空间周期发生变化时,光子带隙结构会受到影响。在理想情况下,两个驻波的空间周期完全相同($a_c = a_g$),准周期结构退化为周期结构。此时,可在探测跃迁的不同频率处建立两个邻近的光子带隙,其反射率均达到了95%,如图5所示。这个双光子带隙结构的位置和宽度可通过改变两个驻波激光的强度和频率进行调控。

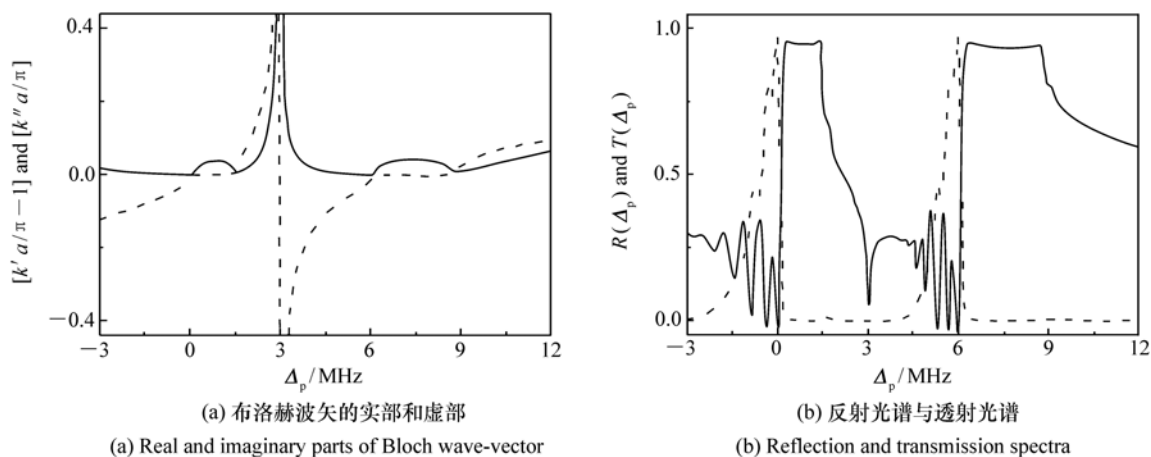


图5 两个驻波相干激光产生的双光子带隙结构

Fig. 5 A double photonic band-gap structure

当两个驻波的空间周期不相等时,可定义参

数 $g = \frac{|a_c - a_d|}{a_c + a_d} = \frac{|\cos\alpha/2 - \cos\beta/2|}{\cos\alpha/2 + \cos\beta/2}$ 来表征二者

的差异(简单起见,已假定 $\lambda_c = \lambda_g$)。显然, g 的取值在0和1之间,且与夹角 α 和 β 密切相关。数值计算表明,当 $g < 10^{-8}$ ($\alpha = 0$ 和 $\beta = 1$ mrad)时,两个空间周期几乎相同,因此双光子带隙结构与 $g = 0$ 时(参见虚线对应 $\alpha = \beta = 0$ 的理想情形)几乎同样完美。当 g (α 不变,但是 β 不断变化)逐渐增加时,整个原子系统会越来越偏离周期结

构(趋向准周期结构),于是双光子带隙结构将逐渐偏离理想情况,直到被完全破坏,如图6所示。因此,为了获得一个完美的双光子带隙结构,要尽量使两个驻波激光具有相同的空间周期。在一般情况下 $\lambda_c \neq \lambda_g$,因此需要通过改夹角 α 和 β 来保证两个驻波激光具有完全相同的空间周期。

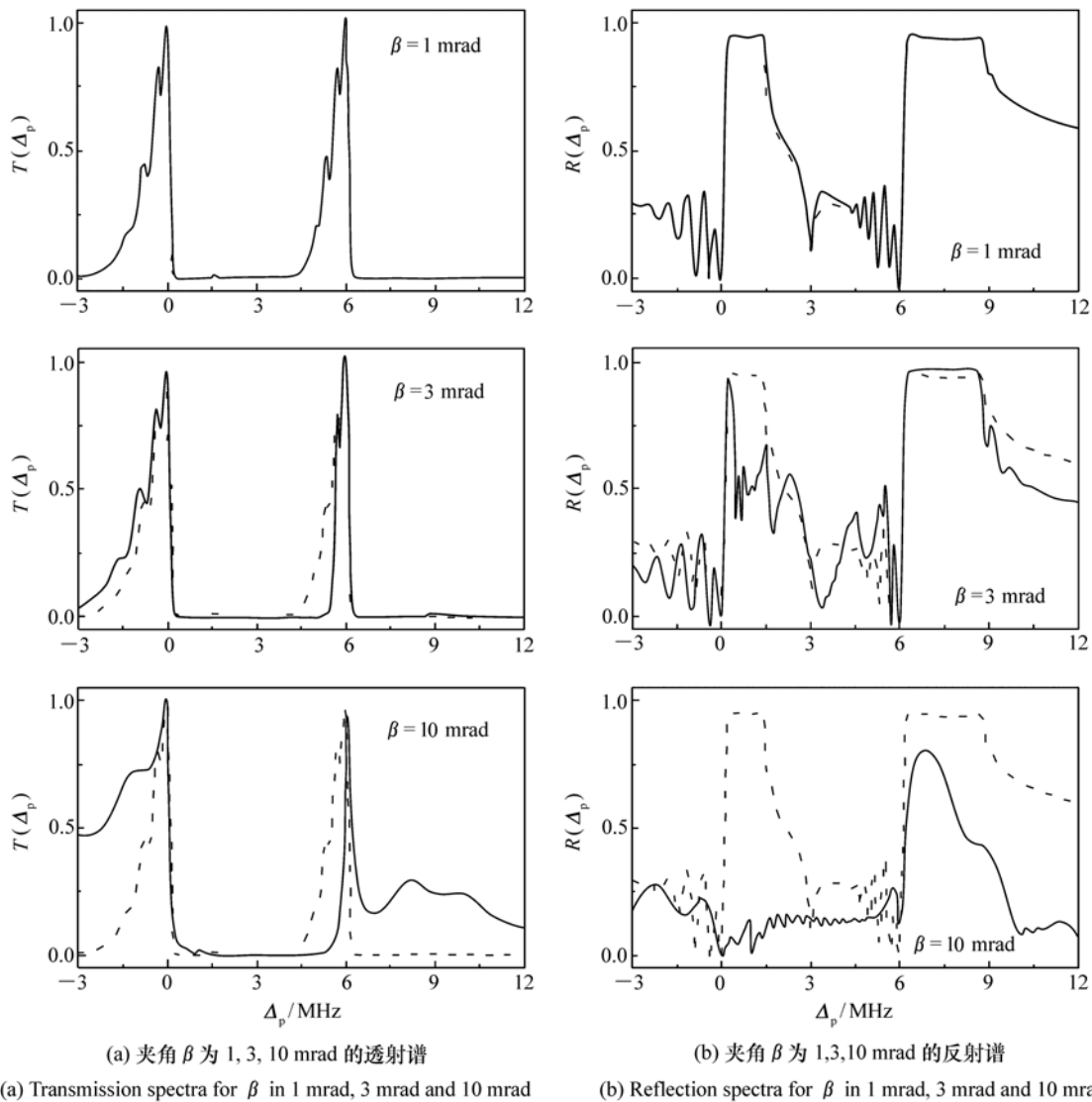


图6 一个驻波前向和后向分量间的夹角逐渐变化时介质的稳态光谱

Fig.6 Steady spectra of the medium for a gradually increased angle between forward and backward components of one standing-wave field

因为上述空间准周期结构是由两个驻波激光叠加而成的,所以两个驻波的相对相位 $\delta = \Phi_g - \Phi_c$ 也会对双光子带隙结构有重要影响,如图7所示(虚线表示两个驻波激光的相对相位为零时的

理想情况)。当 δ 很小时,双光子带隙结构与理想情况几乎相同,接近完美。当 δ 变得越来越大时,双光子带隙结构逐渐变形,直至被完全破坏,这与参数 g 逐渐增加时双光子带隙结构的变化情况类

似。这是因为 g 或 δ 的增加导致两个驻波的波节和波腹在空间上逐渐分离,使得空间周期性越来越

越差。

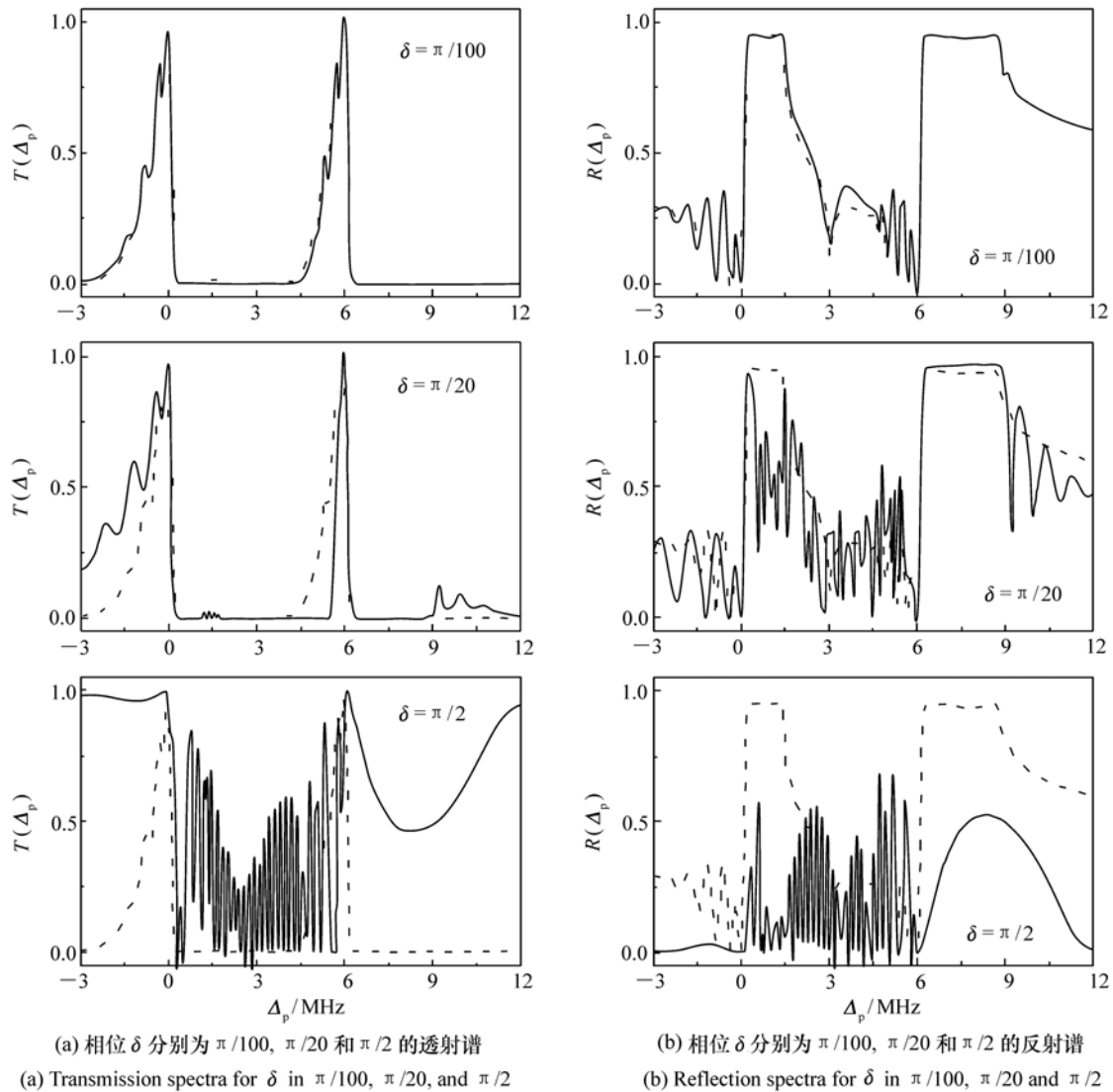


图7 两个驻波的相对相位逐渐增加时介质的稳态光谱

Fig. 7 Steady spectra of the medium for a gradually increased relative phase between two standing-wave fields

以上结果是在两个驻波激光的失谐相差不大的情况下获得的,因此两个驻波激光相互影响很严重,并使得介质的稳态光学特性对有关参数十分敏感。如果两个驻波激光的失谐相差非常大(例如 $\Delta_c - \Delta_g = 100$ MHz),两者的相互影响将非常微弱,以至于在探测跃迁附近相距很远的两个光子带隙对驻波激光的初始相位和周期差异不再敏感。因此,为了在探测跃迁上获得一个稳定的双光子带隙结构,需要令两个驻波激光的失谐相差较大。显然,一个稳定的双光子带隙结构可用

来控制两个弱光信号,使它们同时发生完美反射,从而进一步丰富在第二部分描述的全光路由控制方案的信息处理功能。

4 结 论

本文通过分析两个相干激光(或具有行波模式或具有驻波模式)与一个四能级 Tripod 型超冷铷原子系综的共振相互作用,提出了一个以相干诱导高透射带和高反射带为工作基础的全光路由

控制方案。首先,利用行波耦合激光和驻波光栅激光导致的量子相干效应,在探测跃迁上同时产生了一个透射率约95%的频带和一个反射率约95%的频带。对这样的相干诱导高透射带和高反射带进行实时动态调控,可根据需要引导两个弱光信号的空间传输,使其中一个进入透射通道而另一个进入反射通道。然后,简单地撤掉光栅激光的后向分量,使它由驻波模式退化为行波模式,在探测跃迁上可同时得到两个透射率高达95%

的频带,从而引导两个弱光信号同时进入透射通道。最后,若将耦合激光由行波模式转化为驻波模式,在探测跃迁上可同时产生两个反射率高达95%的频带,从而引导两个弱光信号同时进入反射通道。值得一提的是,无论是进入透射通道的信号还是进入反射通道的信号,均具有很小的形状变化和能量损耗,这对量子信息处理领域内微弱信号的全光路由控制是极为重要的。

参考文献:

- [1] STEANE A. Quantum computing[J]. *Rep. Prog. Phys.*, 1998, 61:117-173.
- [2] KIMBLE H J. The quantum internet[J]. *Nature*, 2008, 453:1023-1030.
- [3] FLEISCHHAUER M, LUKIN M D. Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84:5094-5097.
- [4] LIU C, DUTTON Z, BEHROOZI C H, *et al.* Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses[J]. *Nature*, 2001, 409:490-493.
- [5] OTTAVIANI C, VITALI D, ARTONI M, *et al.* Polarization qubit phase gate in driven atomic media[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 90:197902.
- [6] APPEL J, FIGUEROA E, KORYSTOV D, *et al.* Quantum Memory for squeezed light[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, 100:093602.
- [7] HAM B S. Experimental demonstration of all-optical 1 * 2 quantum routing[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, 85:893-895.
- [8] VEWINGER F, APPEL J, FIGUEROA E, *et al.* Adiabatic frequency conversion of optical information in atomic vapor[J]. *Opt. Lett.*, 2007, 32:2771-2773.
- [9] WANG H H, LI A J, DU D M, *et al.* All-optical routing by light storage in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_4$ crystal[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2008, 93:221112.
- [10] GAO J W, WU J H, BA N, *et al.* Efficient all-optical routing using dynamically induced transparency windows and photonic band gaps[J]. *Phys. Rev. A*, 2010, 81:013804.
- [11] SAKODA K. *Optical Properties of Photonic Crystals*[M]. Berlin:Springer-verlag, 2001.
- [12] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58:2059-2062.
- [13] ARTONI M, LARROCCA G C, BASSANI F. Resonantly absorbing one-dimensional photonic crystals[J]. *Phys. Rev. E*, 2005, 72:046604.
- [14] ARTONI M, LARROCCA G C. Optically tunable photonic stop bands in homogeneous absorbing media[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96:073905.
- [15] CUI C L, WU J H, GAO J W, *et al.* Double photonic band-gaps dynamically induced in a tripod system of cold atoms[J]. *Opt. Express*, 2010, 18:4538-4546.

作者简介:国秀珍(1948—),女,吉林长春人,教授,主要从事量子光学、激光物理和激光应用方面的研究。

E-mail:guoxz@jlu.edu.cn

吴金辉(1975—),男,黑龙江讷河人,博士,教授,博士生导师,主要从事量子光学和量子信息领域相干激光与多能级原子相互作用的研究。E-mail:jhwu@jlu.edu.cn