

相干诱导冷原子微腔中的动态光存储

吴金辉^{1,2}, 谷开慧¹, 国秀珍^{1,2}, 韩颖¹

(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: 将行波耦合激光、驻波光栅激光和静磁场作用于一个超冷原子系综, 获得了由两个 Bragg 反射区和一个电磁感应透明区构成的动态可控光学微腔。对耦合激光、光栅激光和静磁场进行时间调制, 将一个弱探测激光送入这一相干诱导光学微腔, 使其形成周期振荡, 然后再根据需要在一定时间延迟之后将其导出, 将这一伴随着较弱能量损耗的探测脉冲受限传播过程视为一个有效的动态光存储机制。对提出的信息存储机制进行了数值模拟, 讨论了它的优点和实用价值, 提出了它的发展前景。

关键词: 相干诱导光学微腔; 动态光存储; 电磁感应透明; 超冷原子系综

中图分类号: O431.2 **文献标识码:** A

Dynamic light storage in coherently induced cavity of cold atoms

WU Jin-hui^{1,2}, GU Kai-hui¹, GUO Xiu-zhen^{1,2}, HAN Ying¹

(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: By applying a traveling-wave coupling field, a standing-wave grating field, and a static magnetic field to a cold atomic ensemble, a dynamically controlled cavity consisting of two Bragg regions of high reflection and an electromagnetically induced transparency region with high transmission is realized. With modulating all the three fields in time, a weak probe pulse is sent into the coherently induced optical cavity to achieve several periodic oscillations and then it is retrieved after a short time. This physical phenomenon is accompanied with little energy loss and can be regarded as an efficient scheme for dynamic light storage. This paper simulates the dynamic light storage scheme, discusses numerically its advantages and presents the developing trend of the scheme.

Key words: coherently induced cavity; dynamic light storage; electromagnetically induced transparency; cold atomic ensemble

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正在受到越来越多的重视。在一个量子信息网络中,光子由于具有速度快、高度并行和对环境不敏感等特点而被视为信息传递的理想载体^[1],但也正是因为这些特点,一般情况下光子不适合作为网络节点处的信息存储载体。因此,发展高效率的量子信息存储技术就显得尤为重要。

过去十几年来,利用相干激光与多能级原子的共振相互作用,人们提出并发展了一种基于电磁感应透明(Electromagnetically Induced Transparency, EIT)现象的光存储方案^[2]。典型的 EIT 现象是指:当一个强耦合激光和一个弱探测激光共同作用于一个三能级原子介质且满足双光子共振条件时,弱探测激光由于相消量子干涉而几乎没有损耗地通过该原子介质的物理过程。在 EIT 介质中,绝热地关闭和开启行波耦合激光,可使运动的探测光脉冲和静止的自旋原子相干波包相互转化从而实现光学信息的可逆存储与读取^[3,4]。这一基本方案的缺点是在存储期间,由于信息没有光学分量因而无法进行非线性光学处理。最近的研究表明,在关闭行波耦合激光后随即开启一个驻波光栅激光,可将存储信息的自旋原子相干波包转化为由前向和后向探测光脉冲耦合而成的有效速度为零的一个静止光信号^[5,6]。这一改进方案非常有利于在存储期间对信息进行非线性光学处理。但是,驻波光栅激光的周期调制效应导致了光学原子相干和自旋原子相干的一系列高阶空间傅里叶分量的激发,使静止光信号显得不够稳定,即产生非常快速的能量损耗,这一特性限制了它的实际应用。

为了获得一种能克服上述两个方案各自缺点适合于存储期间非线性光学操控的低损耗信息存储技术,作者利用行波耦合激光、驻波光栅激光和静磁场与超冷原子间的相互作用,设计了一个动态可控的相干诱导光学微腔,并数值模拟了一个

弱探测脉冲的输入、受限振荡和导出过程^[7]。这一新型量子信息存储方案的基本物理思想是:1) 在一个超冷原子系综的中心区域,利用静磁场导致的 Zeeman 效应使探测脉冲和行波耦合激光发生有效作用,从而建立高透射率的一个 EIT 区; 2) 在这一超冷原子系综的两侧,由于没有静磁场的存在,探测脉冲和驻波光栅激光发生有效相互作用,于是可获得高反射率两个 Bragg 区; 3) 对行波耦合激光、驻波光栅激光和静磁场的强度进行时间调制,设法将一个探测脉冲经由两个 Bragg 反射区导入和导出 EIT 透射区,并在其中形成低损耗的空间周期振荡。

2 理论模型

如图 1 所示,考虑长度为 L , 密度为 N 的一个超冷⁸⁷Rb 原子系综的 3 个超精细能级 $|5S_{1/2}, F=1\rangle$ 、 $|5S_{1/2}, F=2\rangle$ 和 $|5P_{1/2}, F=2\rangle$ 及其所有的磁子能级,频率为 ω_p 、偏振态为 σ^+ 的探测激光作用于 $|10\rangle \leftrightarrow |13\rangle$ 跃迁上;频率为 ω_c 、偏振态为 π 的行波耦合激光作用于 $|11\rangle \leftrightarrow |13\rangle$ 跃迁上;频率为 ω_g 、偏振态为 σ^- 的驻波光栅激光作用于 $|12\rangle \leftrightarrow |13\rangle$ 跃迁上。为了构建一个光学微腔,需要在该冷原子系综的中心借助耦合激光 ω_c 建立一个 EIT 透射区,而在其两侧借助光栅激光 ω_g 建立两个 Bragg 反射区。这就要求耦合激光和光栅激光在整个原子系综之中都不能互相干扰。也就是说,要设法令探测激光与耦合激光(光栅激光)在原子系综中心满足(远离)双光子共振条件,而与光栅激光(耦合激光)在原子系综两侧满足(远离)双光子共振条件。为了保证这两个必要条件同时成立,可在原子系综的中心区域加上强度为 B_0 的一个静磁场,使各磁子能级不再能量简并。在静磁场作用下,基态 $|5S_{1/2}\rangle$ 和激发态 $|5P_{1/2}\rangle$ 的相邻磁子能级间的频率间隔可分别表示为 $\Delta_1 = \mu_B g_1 B_0 / \hbar$ 和 $\Delta_2 = \mu_B g_2 B_0 / \hbar$, 其中 $g_1 \cong 3g_2$ 。于是,可令探测激光、耦合激光和光栅激光的失谐在原子系综的中心(两侧)区域分别为:

$$\Delta_p = \omega_p - \omega_{30} \cong 0 (\Delta_p = \omega_p - \omega_{30} \cong 5\Delta_2), \quad (1)$$

$$\Delta_c = \omega_c - \omega_{31} \cong 0 (\Delta_c = \omega_c - \omega_{31} \cong -4\Delta_2), \quad (2)$$

$$\Delta_g = \omega_g - \omega_{32} \cong 6\Delta_2 (\Delta_g = \omega_g - \omega_{32} \cong 5\Delta_2). \quad (3)$$

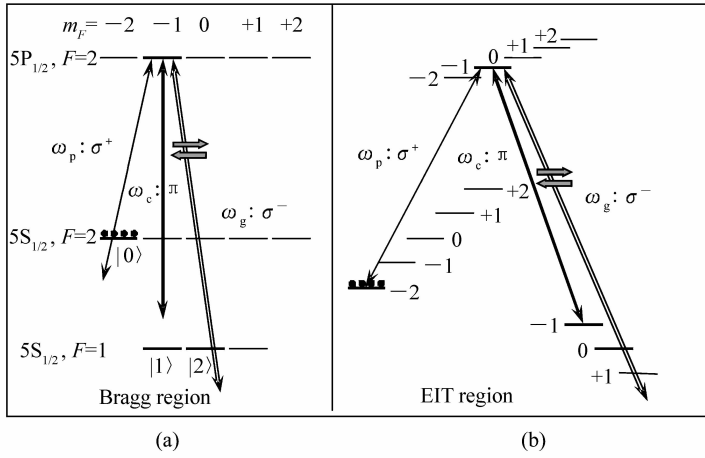


图 1 一个超冷⁸⁷Rb 原子系综两侧 Bragg 区和中心 EIT 区的能级图。(a)在 Bragg 区,探测光 ω_p 和驱动光 ω_g 满足双光子共振,与耦合光 ω_c 有较大的双光子失谐;(b)在 EIT 区,探测光 ω_p 和耦合光 ω_c 满足双光子共振,与驱动光 ω_g 有较大的双光子失谐。

Fig. 1 Energy level diagram of an ensemble of ultracold ⁸⁷Rb atoms in the Bragg and EIT region. (a) In the Bragg region, the probe laser is on (far-off) two-photon resonance with the driving(coupling) laser. (b) In the EIT region, the probe laser is on (far-off) two-photon resonance with the coupling(drawing) laser.

在上述参数条件下,通过求解稳态下的密度矩阵方程组并应用传输矩阵方法^[8],可求得探测跃迁上的线性极化率,并进而计算出探测激光在 EIT 区的透射谱和在 Bragg 区的反射谱,如图 2 所示。显然,在 EIT 区失谐为 $\Delta_p = 0$ 的探测激光将感受到接近 100% 的透射率(参见图 2 中的上

图),因而可以几乎没有损耗地自由传播。当探测激光传播至 Bragg 区时,其失谐变为 $\Delta_p = 5\Delta_2$ 。于是,如果选择 $\Delta_2 = 12$ MHz,探测激光将由于感受到接近 100% 的反射率而被完美地反射回来(参见图 2 中的下图)。在图 2 中,行波耦合激光与驻波光栅激光的前向分量和后向分量的 Rabi 频率分别为 $\Omega_c = 10$ MHz、 $\Omega_{g+} = 25$ MHz 和 $\Omega_{g-} = 20$ MHz,探测跃迁上的相干弛豫速率为 $\gamma_{30} = 5.75$ MHz,两个双光子 Raman 跃迁上的相干弛豫速率为 $\gamma_{10} = \gamma_{20} = 0.2$ kHz,原子密度为 $N = 2.0 \times 10^{13}$ cm⁻³,系综长度为 $L = 1.5$ mm,3 个相干激光的波长为 $\lambda_p = 794.983$ nm 和 $\lambda_c = \lambda_d = 794.969$ nm。

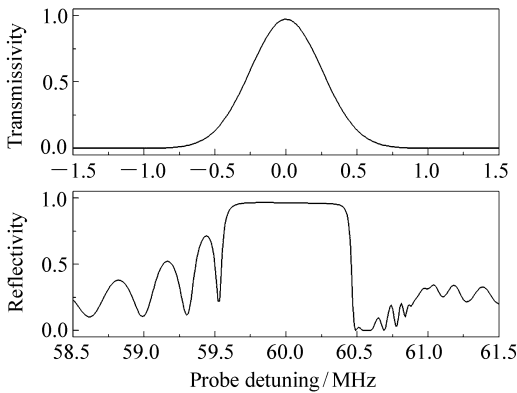


图 2 EIT 区(上图)的探测光透射谱和 Bragg 区(下图)的探测光反射谱

Fig. 2 Probe transmission spectrum in the EIT region (top) and probe reflection spectrum in the Bragg region (bottom)

3 数值结果

为了验证预期的由一个 EIT 透射区和两个 Bragg 反射区构成的相干诱导微腔结构是否存在以及是否可用于低损耗的动态光学信息存储,这里给出了一个探测脉冲传播过程的数值模拟。在原子系综中心的 EIT 区域,仅考虑由能级 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 构成的 Λ 型系统,可将描述正向和反向

探测脉冲动态传播过程的密度矩阵-Maxwell 耦合方程组表示为:

$$\frac{\partial \rho_{10\pm}}{\partial t} = -\gamma'_{10}\rho_{10\pm} - i\Omega_c^* \rho_{30\pm}$$

$$\frac{\partial \rho_{30\pm}}{\partial t} = -\gamma'_{30}\rho_{30\pm} - i\Omega_c \rho_{10\pm} - i\Omega_{p\pm} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Omega_{p\pm}}{\partial z} = \mp \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_{p\pm}}{\partial t} \pm i \frac{\gamma_{30}\alpha}{2} \rho_{30\pm},$$

其中, $\alpha = \frac{Nd_{03}^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{k_p}{\gamma_{30}}$, $\gamma'_{10} = \gamma_{10} + i(\Delta_c - \Delta_p)$, $\gamma'_{30} = \gamma_{30}$

- $i\Delta_p$ 。在原子系综两侧的 Bragg 区,仅考虑由能级 $|0\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 构成的 Λ 型系统,可将描述正向和反向探测脉冲动态传播过程的密度矩阵-Maxwell 耦合方程组表示为:

$$\frac{\partial \rho_{20}^{(n)}}{\partial t} = -\gamma'_{20}\rho_{20}^{(n)} - i\Omega_d^* \rho_{30}^{(n-1)} - i\Omega_d \rho_{30}^{(n)}$$

$$\frac{\partial \rho_{30}^{(n)}}{\partial t} = -\gamma'_{30}\rho_{30}^{(n)} - i\Omega_d \rho_{20}^{(n)} - i\Omega_d \rho_{20}^{(n+1)} - i\Omega_{p+} \delta_{n,0} - i\Omega_{p-} \delta_{n,-1} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \Omega_{p+}}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_{p+}}{\partial t} + i\Delta k \Omega_{p+} + i \frac{\gamma_{30}\alpha}{2} \rho_{30}^{(0)}$$

$$\frac{\partial \Omega_{p-}}{\partial z} = +\frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_{p-}}{\partial t} - i\Delta k \Omega_{p-} - i \frac{\gamma_{30}\alpha}{2} \rho_{30}^{(-1)},$$

其中, $\Delta k = k_p - k_d$, $k_p \cong k_d$ 。需要注意的是,由于驻波光栅激光的周期调制作用,已将式(5)中涉及到的自旋原子相干项和光学原子相干项分解为:

$$\rho_{20} = \sum_n^{+\infty} \rho_{20}^{(n)} e^{i2nk_d z}$$

$$\rho_{30} = \sum_n^{+\infty} \rho_{30}^{(n)} e^{i(2n+1)k_d z}. \quad (6)$$

利用式(4)和在 $|n| = 30$ 处截断的式(5),考虑在 $z=0$ 、 $z=L_a$ 、 $z=L_b$ 和 $z=L$ 处的边界条件,即可求解探测脉冲的动态传播过程。在图3中, $L = 4.5 \mu\text{m}$ 为新设定的系综长度, $L_a = 1.5 \mu\text{m}$ 和 $L_b = 3.0 \mu\text{m}$ 表示 Bragg 区和 EIT 区的两个边界位置,其它在下面没有具体描述的参数与图2中的完全相同。

首先,在 $t=0$ 时开启 $\Omega_c = 10 \text{ MHz}$ 的行波耦合激光并将其在 $t \cong 22 \mu\text{s}$ 时刻绝热关闭。在此期间探测脉冲以极慢的群速度 ($n_g \cong 139 \text{ m/s}$) 向前传播至原子系综的中心位置并高效转化为自旋

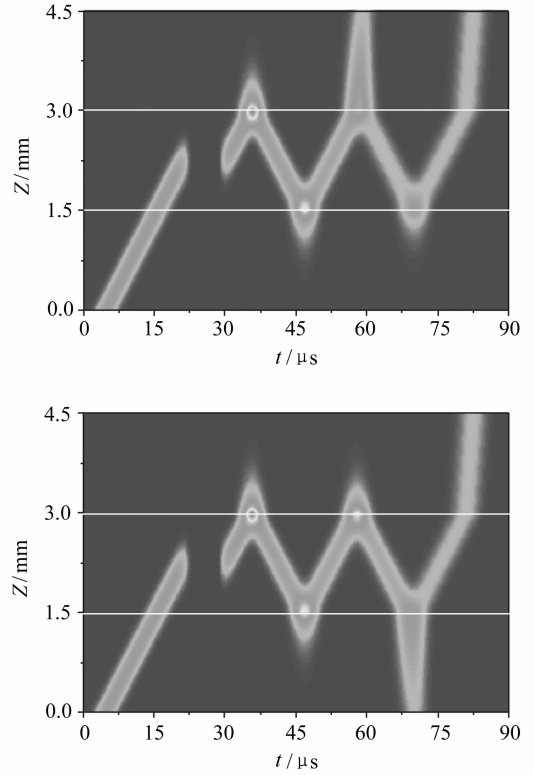


图3 一个弱探测脉冲在行波耦合激光、驻波光栅激光和静磁场作用下的一个超冷原子系综中的动力学传播过程。上图和下图的区别仅在于驻波光栅激光后向分量 Rabi 频率的时间调制方式不同(详见文中描述)。

Fig. 3 Propagation dynamics of a weak probe pulse in a cold atomic ensemble dressed by a traveling-wave coupling laser, a standing-wave grating laser, and a magnetic field. The backward grating component is modulated in strength in different ways in the top and bottom panels (for details, see the text).

原子相干的空间波包,如图3所示。在 $t \cong 29 \mu\text{s}$ 时,相继开启 $\Delta_2 = 12 \text{ MHz}$ 的静磁场, $\Omega_{g+} = 25 \text{ MHz}$ 和 $\Omega_{g-} = 20 \text{ MHz}$ 驻波光栅激光, $\Omega_c = 10 \text{ MHz}$ 的行波耦合激光,将整个原子系综划分为两个 Bragg 区和一个 EIT 区,从而构造出一个相干诱导光学微腔。同时,自旋原子相干的空间波包又绝热转化为继续向前传播的探测脉冲 Ω_{p+} 并在 $z = L_b$ 的边界处被反弹回来,变为 Ω_{p-} 。当传播至 $z = L_a$ 的边界处时,探测脉冲再次被反弹回来,由 Ω_{p-} 变为 Ω_{p+} 。于是,探测脉冲在这一相干诱导光学

微腔中将形成连续的低损耗空间振荡,这实际上可视为光信号的一种动态存储机制。一定时间之后,通过调制后向光栅激光强度,可根据需要将探测脉冲分几次从超冷原子系综的前端或后端释放出来,具体实例如下。在图3的上图中,将后向光栅激光在 $t \cong 53 \mu\text{s}$ 时衰减为 $\Omega_{g-} = 5 \text{ MHz}$, 在 $t \cong 63 \mu\text{s}$ 时还原为 $\Omega_{g-} = 20 \text{ MHz}$, 在 $t \cong 75 \mu\text{s}$ 时再次衰减为 $\Omega_{g-} = 0$, 可将探测脉冲分两次从原子系综的后端分别释放出来,并使二者具有近似相同的幅度和空间轮廓。在图3的下图中,将后向光栅激光在 $t \cong 63 \mu\text{s}$ 时衰减为 $\Omega_{g-} = 5 \text{ MHz}$, 在 $t \cong 75 \mu\text{s}$ 时进一步衰减为 $\Omega_{g-} = 0$, 可将探测脉冲分两次从原子系综的前端和后端分别释放出来,并再次使二者具有近似相同的幅度和空间轮廓。这里,对后向光栅激光进行强度(Rabi频率)调制只是为了适时地改变 Bragg 区的反射率。

参考文献:

- [1] KIMBLE H J. The quantum internet[J]. *Nature*, 2008, 453: 1023-1030.
- [2] FLEISCHHAUER M, IMAMOGLU A, MARANGOS J P. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2005, 77: 633-673.
- [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] BAJCSY M, ZIBROV A S, LUKIN M D. Stationary pulses of light in an atomic medium[J]. *Nature*, 2003, 426: 638-641.
- [6] LIN Y W, LIAO W T, PETERS T, et al. Stationary light pulses in cold atomic media and without Bragg gratings[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 102: 213601.
- [7] WU J H, ARTONI M, LARROCCA G C. All-optical light confinement in dynamic cavities in cold atoms[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 103: 133601.
- [8] BORN M, WOLF E. *Principles of Optics*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.

作者简介:吴金辉(1975—),男,黑龙江讷河人,教授,博士生导师,主要从事量子光学领域有关激光诱导原子相干效应等方面的研究。E-mail: jhwu@jlu.edu.cn

4 结 论

总之,本文提出并数值模拟了一个有赖于相干诱导光学微腔动态控制的新型信息存储机制,其主要优点是:1)在存储期间,信息的光学分量不为零,因此非常有利于非线性光学处理;2)在存储期间,信号的能量损耗很小,因此可以获得较高的读取效率。通过考虑更为复杂的光与物质相互作用机制,期待可以进一步拓展这一高效光学存储机制,设法将其用于弱光信号间的非线性交叉耦合增强和量子信息实时处理。另外,若能在金刚石 N-V 色心等适合 EIT 研究的缺陷掺杂固体材料中实现研究人员的理论设想,则这一基于相干诱导微腔的弱光信号动态存储机制将更具实用价值和应用前景。