

激光场作用下原子系统中光学烧孔和慢光效应

李东康¹, 刘玉娟²

(1. 通化师范学院 物理学院, 吉林 通化 134000;
2. 吉林大学 仪器科学与电气工程学院, 吉林 长春 130000)

摘要: 在四能级 N 模型原子系统中, 当一束饱和光和一束探测光同向传播并且两束耦合光反向传播时, 由于饱和光与探测光不能处于相消多普勒状态, 可以同时吸收光谱中观测到五个下凹, 均为相干光学烧孔。通过缀饰态理论, 计算了烧孔的位置, 发现中间深而窄的烧孔是由两个相干光学烧孔叠加而成。通过参考系数的合理调节以及改变饱和光的拉比频率, 可以改变烧孔形成的深度; 通过改变耦合光的拉比频率, 可以改变烧孔形成的位置。最后通过数值模拟得出饱和光的拉比频率在相干光学烧孔中实现光速减慢起到重要作用。这些结论对未来的光量子存储、光量子信息都有着重要的应用价值。

关键词: 相干光学烧孔; 量子干涉; 慢光

中图分类号: O43 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201645.1206005

Optical hole-burnings and slow light in atoms vapors with laser interaction

Li Dongkang¹, Liu Yujuan²

(1. School of Physics, Tonghua Normal University, Tonghua 134000, China;
2. College of Instrumentation & Electrical Engineering, Jilin University, Changchun 130000, China)

Abstract: Five coherent hole-burning can be simultaneously observed in the absorption spectra of four-level N-style atoms vapors. In this system they adopt a saturated laser co-propagates and two coupling lasers counter-propagate with a probe laser, and the saturated laser can not be in the destructive Doppler state with the probe light. The positions of the coherent hole-burning can be explained by Dressed-state theory. The middle narrow deep hole-burning is induced by the superposition of two coherent hole-burnings. The depth of the coherent hole-burning can be changed by adjusting the reference parameters and the Rabi frequency of the saturated laser. The positions of the coherent hole-burning can be changed by modulating the Rabi frequency of the probe light. By numerical simulation it is found that Rabi frequency of the saturated light plays an important role in slowing the propagating speed. These results may be useful in optical quantum memory and optical quantum information.

Key words: coherent hole-burning; quantum interference; slow light

收稿日期: 2016-04-09; 修订日期: 2016-05-10

基金项目: 吉林省科技发展计划重大项目(20130206009)

作者简介: 李东康(1982-), 女, 讲师, 硕士, 主要从事理论光学方面的研究。Email: 430931@qq.com

通讯作者: 刘玉娟(1984-), 女, 讲师, 博士, 主要从事光学系统设计与开发方面的研究。Email: xuliuyujuan@163.com

0 引言

在当今数字化风靡的时代，光作为信息的载体显得越来越重要。光学烧孔效应作为人们较早的进行光与物质相互作用的研究之一，至今依然备受瞩目。自 20 世纪 60 年代 Bennett 和 Lamb 提出光学烧孔的概念以来^[1]，经过大量的科学研究，人们不但在理论上对光学烧孔有了深刻的认识，同时在实验中也得到了验证^[2]。并且在高分辨率光谱观测、光学存储、频率梳等领域得到了大量的应用。

随着人们对光本质的不断加深理解，慢慢开始了对光速度控制的挑战。逐步实现了超光速、负群速，甚至是光速减小到零。但是这些实验大部分利用了电磁感应光透明技术实现，对实验条件要求较高。而研究表明，在相干光学烧孔中能够实现强色散和高透射，这一现象为光速减慢的实现提供了有利条件。近年来，基于慢光技术的光缓存器、光信号处理等应用都展开了研究^[3]。在半导体系统中实现了长达 39 min 的常温量子比特存储^[4]，激发了用非电磁诱导透明的光技术来研究光量子存储的兴趣，光学烧孔技术在这个方面得到了极大的发展^[5]。Krimmer 等人用实验验证，对于杂交量子系统中的集体耦合自旋态，烧孔技术可以极大地抑制退相干^[6]。Putz 等人使用烧孔技术在微波区实现了超长的集体暗态，为新技术的发展提供了新思路。光学烧孔技术的进步使其已经成为实现量子存储的一个有效的方法。

董坡等人提出相干光学烧孔的概念，打开了光学烧孔研究的新局面^[7]。通过不断努力，人们在各种原子系统中研究其形成特点，使相干光学烧孔从形成的个数、深度、位置等方面都可以得到控制^[8]，大大推动了相干光学烧孔技术的发展^[9]。

文中将在四能级 N 模型原子系统中采用合适的光路安排，通过数值模拟观测到所形成的相干光学烧孔的特点，并辅以缀饰态计算验证结论。同时，在所形成的相干光学烧孔中实现光速减慢。该系统虽然更加复杂，但是能更加有效地推广到当前的半导体系统中。

1 模型描述

如图 1 所示原子模型，分别在 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 、 $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$

能级间引入频率为 ω_c 和 ω_d 的耦合光；在 $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 跃迁之上同时作用频率分别为 ω_p 和 ω_s 的探测光和饱和光。其中： $\Delta_c = \omega_c - (\omega_3 - \omega_2)$ 和 $\Delta_d = \omega_d - (\omega_4 - \omega_2)$ 为两束耦合光失谐； $\Delta_p = \omega_p - \omega_4$ 和 $\Delta_s = \omega_s - \omega_4$ 分别为探测光和饱和光失谐； $\Omega_s = E_s \mu_{14} / 2\hbar$ 和 $\Omega_c = E_c \mu_{23} / 2\hbar$ 、 $\Omega_d = E_d \mu_{24} / 2\hbar$ 分别代表饱和光和两束耦合光与原子系统的耦合系数——拉比频率。

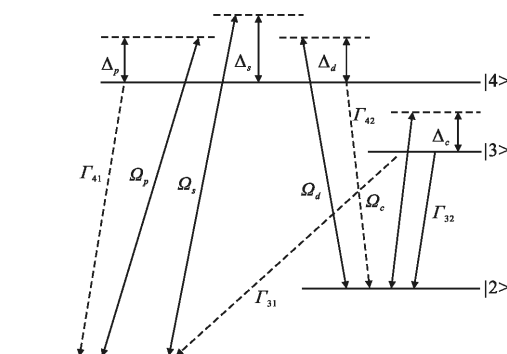


图 1 四能级 N 模型原子系统烧孔效应能级图

Fig.1 Four-level N-type atomic system for coherent hole-burning

根据光路的安排，由拉式变化法、线性响应理论以及量子回归理论，考虑到多普勒效应，得探测光的总吸收系数为：

$$A = \int_{-\infty}^{\infty} A(\Delta_p, \nu) N(\nu) d\nu = \int_{-\infty}^{\infty} A(\Delta_p, \nu) \frac{N_0}{u \sqrt{\pi}} e^{-\nu^2/u} d\nu \quad (1)$$

式中： N_0 为单位体积内的原子数； u 为最可几速率。其相应的折射率系数为：

$$n(\Delta_p) = \int n(\Delta_p, \nu) N(\nu) d\nu = \int n(\Delta_p, \nu) \frac{N_0}{u \sqrt{\pi}} e^{-\nu^2/u} d\nu \quad (2)$$

2 四能级 N 模型原子系统中的光学烧孔效应

光路安排如下：饱和光 s 与探测光 p 同向传播，与耦合光 c 、 d 反向传播。数值模拟如图 2(a) 所示。其中： $\Omega_c = \Omega_d = 100$ MHz， $\Omega_s = 3$ MHz。从图中可以观测到探测光的吸收谱中出现五个下凹，包括中间一个较深和分布在两侧较小的，均为相干光学烧孔。这是由于在这样的传播机制下，探测光和耦合光不能处于消多普勒状态，无法形成传统的 EIT。同时，可以通过缀饰态的理论计算来验证分析的正确性。在缀饰态表象下满足共振条件，所加入的光场都应满足本征方程，所以根据缀饰态在四能级原子系统中的理论推导，烧孔位置满足如下本征方程组：

$$\Delta_s - \frac{v}{c} \omega_{41} = \frac{\left(\Delta + \frac{v}{c} \omega_{42}\right) \pm \sqrt{\left(\Delta + \frac{v}{c} \omega_{42}\right)^2 + 4(\Omega_c^2 + \Omega_d^2)}}{2}$$

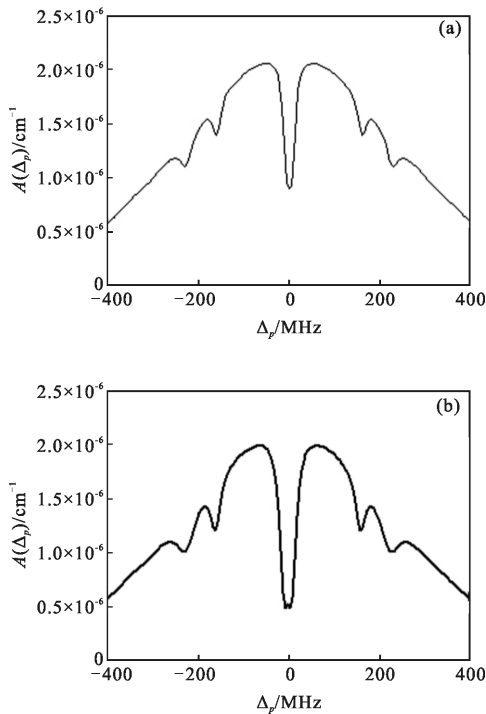
$$\Delta_s - \frac{v}{c} \omega_{41} = 0 \quad (3)$$

将上式中求得的速度 v 代入下列方程组中求解:

$$\Delta_p - \frac{v'}{c} \omega_{41} = \frac{\left(\Delta + \frac{v'}{c} \omega_{42}\right) \pm \sqrt{\left(\Delta + \frac{v'}{c} \omega_{42}\right)^2 + 4(\Omega_c^2 + \Omega_d^2)}}{2}$$

$$\Delta_p - \frac{v'}{c} \omega_{41} = 0 \quad (4)$$

经过上述计算, 可以得出所形成相干光学烧孔的位置分别为: $\Delta_{p1,2}=0$, $\Delta_{p3,4}=\pm\sqrt{\Omega_c^2+\Omega_d^2}$, $\Delta_{p5,6}=\pm\frac{3\sqrt{2(\Omega_c^2+\Omega_d^2)}}{2}$ 。在 $\Delta_p=0$ 处同时存在两个相干光学烧孔, 即中间所观测的较其他深而窄的下凹是由两个相干光学烧孔叠加而成。图 2(b)所示为在保持耦合光拉比频率不变, 增大饱和光拉比频率的结果。可以看到, 加大饱和光拉比频率后所观察到的相干光学



$\gamma_{41}=3$ MHz, $\gamma_{42}=3$ MHz, $\gamma_{43}=3$ MHz, $\gamma_s=0.01$ MHz, $v_p=250$ m/s,

$\Delta_s=\Delta_c=\Delta_d=0$, $\gamma_{41}=\gamma_{42}=\gamma_{43}=794$ nm

图 2 饱和光和耦合光共同作用下的探测吸收光谱

Fig.2 Absorption spectra for the probe light when the saturated light and the coupling light interacts

烧孔加深变窄, 即饱和光的拉比频率直接影响形成烧孔的深度, 且中间处下凹隐约可见两个相干光学烧孔的叠加情况。如果保持饱和光拉比频率一定, 改变耦合光拉比频率, 随着烧孔形成位置的改变, 应该可以更清晰地观测到两个烧孔相互叠加的情况。当然, 在上述的计算过程中, 取 $\Delta_s=0$ 。当 $\Delta_s \neq 0$ 时, 从理论上可以计算出九个相干光学烧孔的形成情况, 在以往的文献中已经得到证明。

3 四能级 N 模型原子系统中实现光速减慢

光在介质中传播速度的快慢以群速度来表示。群速度与折射率的关系如下:

$$v_g = \frac{c}{n_g} = \frac{c}{n(\omega) + \omega \frac{dn}{d\omega}} \quad (5)$$

由上式可知, 群速度的大小与两项有直接关系: 一项是增大折射率; 另一项是增大折射率的相对变化率。由于普通介质的折射率与真空中介质的折射率相差微小, 所以采用这种方法改变群速度十分受限。通常采用增大折射率的相对变化率来获得较慢的群速度。而在介质的折射率变化的共振频率附近, 既要获得较大的折射率, 同时还要保持高透射。这在以往的电磁感应光透明技术中得以实现, 但电磁感应光透明技术的实验条件相对要求苛刻, 所以人们把目光投入到了新兴的相干光学烧孔中。下面就在刚讨论的五个相干光学烧孔中实现光速减慢, 光路安排不变, 如图 3 所示。图 3 中始终保持耦合光拉比频率不变, 增大饱和光拉比频率。由图 3(a)中可以看到, 形成的相干光学烧孔的位置没有变化, 而烧孔的深度逐渐增加。尤其是中间由两个相干光学烧孔叠加而成的下凹, 其形成的深度类似于电磁感应光透明窗口。对应中间深而窄的相干光学烧孔在图 3(b)的折射率谱中获得了突然变化, 尤其是在加大饱和光拉比频率后形成的相干光学烧孔获得了更为陡峭的突变, 即获得了较大的折射率的相对变化率, 为获得较大的群折射率提供了有利条件。与其相对应的群折射率谱线如图 3(c)所示。在相应的位置出现了较大的群折射率峰值, 即较小的群速度。相比之下, 加大饱和光拉比频率后获得的群折射率较大, 如图中虚线所示。在图中虚线部分出现的双峰现象, 是由于所选择的烧孔是由两个相干光学烧孔叠加而

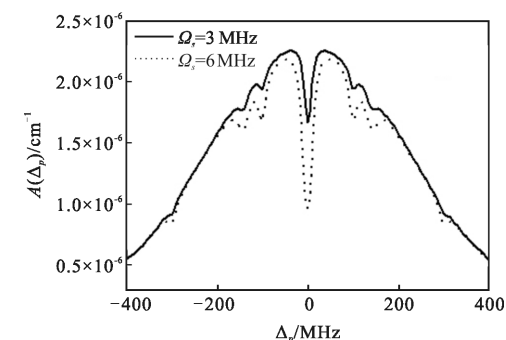
成的, 参数的设置使其未能完全重合而导致的。总之, 经过数值模拟可以得出, 增大饱和光拉比频率使得形成的烧孔变得深而窄, 进而可以获得更大的光速减慢。

4 结 论

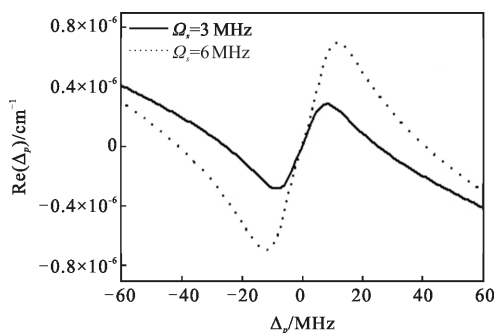
综上所述, 通过光路的合理安排, 即饱和光与探测光同向传播, 与两束耦合光均反向传播。可以在探测光的吸收谱中同时观测到五个下凹, 通过缀饰态的理论计算可以分析得到均为相干光学烧孔。且中间由两个相干光学烧孔叠加而成的深而窄的下凹类似于电磁感应光透明窗口, 即避开了实现电磁感应光透明窗口所需要的实验要求, 同时也提供了实现光速减慢的有利条件。通过数值模拟得出, 当保持耦合光拉比频率不变, 增大饱和光的拉比频率时, 烧孔的位置没有改变, 而烧孔的深度却明显增加。对应增加深度的相干光学烧孔能获得较大的群折射率。因此, 在实现光速减慢的过程中, 饱和光拉比频率的调节在一定程度上起到了至关重要的作用, 为光速减慢这一理论应用与光开关、光延迟以及今后在半导体系统中实现光存储提供了有利的理论保障。

参 考 文 献 :

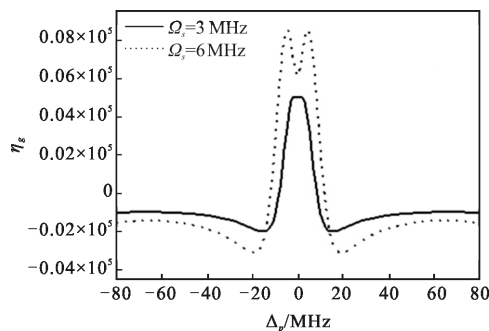
- [1] Bennett W R. Hole burning effects in a He-Ne optical maser [J]. *Phys Rev*, 1962, 126(2): 580-594.
- [2] Shakhmuratov R N, Rebane A, Mégret P, et al. Slow light with persistent hole burning[J]. *Phys Rev A*, 2005, 71: 053811.
- [3] Brennen G, Giacobino E, Simon C. Focus on quantum memory[J]. *New J Phys*, 2015, 17(5): 050201.
- [4] Saeedi K, Simmons S, Salvail J Z, et al. Room-temperature quantum bit storage exceeding 39 minutes using ionized donors in silicon-28[J]. *Science*, 2013, 342(6160): 830-833.
- [5] Rajan R P, Riesen H, Rebane A. Controlling pulse delay by light and low magnetic fields: slow light in emerald induced by transient spectral hole-burning [J]. *Optics Lett*, 2013, 38 (22): 4546-9.
- [6] Krimer D O, Hartl B, Rotter S. Hybrid quantum systems with collectively coupled spin states: suppression of decoherence through spectral hole burning[J]. *Phys Rev Lett*, 2015, 115(3): 033601.
- [7] Dong P, Gao J Y. Appearance and disappearance of hole-burning behind an electromagnetically induced transparency window [J]. *Phys Lett A*, 2000, 265: 52-57.
- [8] Wei X G, Wu J H, Wang H H, et al. First-principles experimental observation of coherent hole burnings in atomic rubidium vapor [J]. *Phys Rev A*, 2006, 74: 063820.
- [9] He Q Y, Zhang B, Wei X G, et al. Slow light by coherent hole burnings[J]. *Phys Rev A*, 2008, 77(6): 063827.



(a) 吸收谱
(a) Absorption spectra



(b) 折射率谱
(b) Refractivity spectra



(c) 群折射率谱
(c) Group refractivity spectra

$\Omega_c = \Omega_1 = 100 \text{ MHz}$, $\Omega_s = 3 \text{ MHz}, 6 \text{ MHz}$, $\Gamma_{41} = \Gamma_{32} = \Gamma_{42} = 3 \text{ MHz}$, $\Gamma_{21} = 0.01 \text{ MHz}$, $\lambda_{42} = \lambda_{32} = \lambda_{41} = 794 \text{ nm}$, $N_0 = 2 \times 10^{11} - 10^{12} / \text{cm}^3$

图 3 探测光谱线图

Fig.3 Spectra of the probe laser