

# 非消多普勒三能级 $\Lambda$ 型热原子系统中的光速减慢

匡尚奇<sup>1</sup> 孙红帆<sup>2</sup> 高锦岳<sup>1</sup> 万仁刚<sup>1</sup> 杜 鹏<sup>1</sup>

(<sup>1</sup>吉林大学物理学院, 吉林 长春 130023; <sup>2</sup>吉林大学第二医院信息科, 吉林 长春 130041)

**摘要** 理论上研究了在非消多普勒  $\Lambda$  型三能级热原子系统中基于相干烧孔方法的光速减慢。通过数值求解系统的密度矩阵, 全面分析了能级匹配、激发态能级的自发辐射弛豫和基态能级间的相干弛豫等条件对光速减慢的影响。研究表明相干烧孔方法由于引进了原子相干效应, 可以在三能级系统中获得比二能级系统中的普通光学烧孔方法更好的光速减慢效果, 而且不受能级匹配条件的限制。该方法有助于在具有非消多普勒能级结构的热原子系统中实现原子相干效应, 为在更一般的原子系统中实现光速减慢和光信息的存储提供可能。

**关键词** 量子光学; 光速减慢; 密度矩阵; 相干烧孔

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS200929s1.0022

## Slow Light in $\Lambda$ Type Hot Atomic Systems without Doppler-Free Configurations

Kuang Shangqi<sup>1</sup> Sun Hongfan<sup>2</sup> Gao Jinyue<sup>1</sup> Wan Rengang<sup>1</sup> Du Peng<sup>1</sup>

<sup>1</sup> College of Physics, Jilin University, Changchun, Jilin 130023, China

<sup>2</sup> Faculty of Information, Second Hospital of Jilin University, Changchun, Jilin 130041, China

**Abstract** We theoretically study the slow light based on coherent hole burning in a three-level  $\Lambda$ -type hot atomic system without Doppler-free configurations. With the numerical calculations of the density matrix of the system, the effects of the configuration of the atomic levels, the spontaneous radiation and the dephasing rate on slow light are considered. Due to the coherent effect induced by the coupling field, one can obtain a greater group index by coherent hole burning than that of saturation absorption spectroscopy. Our results are useful to realize the atomic coherence effect, slow light and light storage in diverse hot atomic systems.

**Key words** quantum optics; slow light; density matrix; coherent hole burning

## 1 引 言

光脉冲因具有传播速度快和抗干扰性强的优势而被认为是最具有潜力的新一代信息载体, 但其快速传播速度也为信息的存储带来了困难。针对这一问题, 人们提出了诸多方法来实现光脉冲的群速度减慢<sup>[1~7]</sup>。其中最具代表性的是哈佛大学实验室的科研人员在超冷原子中将光脉冲的群速度减小至 17 m/s<sup>[1]</sup>。热原子蒸气作为简单易得的介质, 其中的光速减慢研究也得到了广泛的重视<sup>[2,5~7]</sup>, 为了克服热原子蒸气中的多普勒效应, 人们多采用消多普勒的电磁感应光透明 (Electromagnetically induced

transparency, EIT)<sup>[2,10]</sup>和普通光学烧孔 (Saturation absorption spectroscopy)<sup>[5]</sup>来实现慢光。但是由于 EIT 对原子能级结构要求和普通光学烧孔慢光效果较差的限制, 人们很难在具有一般能级结构的热原子蒸气中实现慢光。

针对上述问题, 我们提出了应用相干烧孔的方法在三能级非消多普勒  $\Lambda$  型原子系统中实现光速减慢<sup>[6]</sup>。本文在此基础上进一步应用密度矩阵方法数值分析了系统能级匹配条件、激发态能级自发辐射弛豫  $\Gamma_{32}$  和相干弛豫  $\gamma_{21}$  对光速减慢效果的影响, 为在更一般热原子介质中实现光速减慢提供充分的

**基金项目:** 国家自然科学基金(10774059, 10334010)资助课题。

**作者简介:** 匡尚奇(1981—), 男, 博士研究生, 主要从事量子光学方面的研究。E-mail: physicskuang@sina.com

**导师简介:** 高锦岳(1940—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事激光光谱学与量子光学等方面的研究。

E-mail: jyga@mail.jlu.edu.cn.

理论依据。

## 2 模型及理论推导

本文考虑如图 1 所示的  $\Lambda$  型三能级原子模型，能级分别为激发态  $|3\rangle$ ，亚稳态  $|2\rangle$  和基态  $|1\rangle$ 。频率为  $\omega_p$ ，振幅为  $E_p$  的探测场和频率为  $\omega_s$ ，振幅为

$E_s$  的饱和场共同作用在原子的  $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$  跃迁之间。频率为  $\omega_c$ ，振幅为  $E_c$  的耦合场作用在原子的  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$  跃迁之间。其中  $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$  和  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$  为电偶极允许跃迁，而  $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$  为偶极禁戒跃迁。图 1(a) 中  $\Delta_p = \omega_p - \omega_{31}$ 、 $\Delta_s = \omega_s - \omega_{31}$  和  $\Delta_c = \omega_c - \omega_{32}$  分别为探测场、饱和场和耦合场的失谐量。

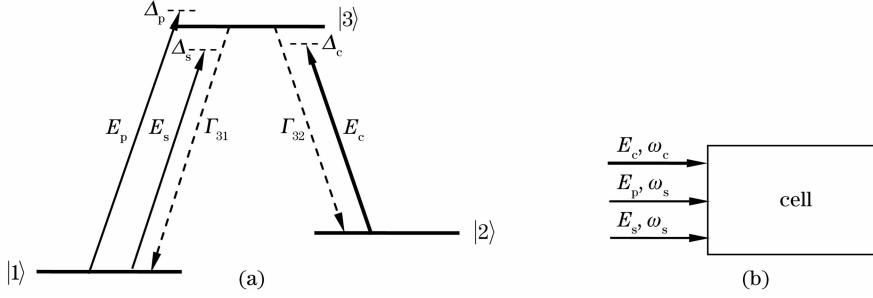


图 1 (a) 三能级  $\Lambda$  型原子结构及相应光场；(b) 三光束的光路安排

Fig. 1 (a) Schematic diagram of the three-level  $\Lambda$ -type atomic system and the corresponding waves; (b) a block diagram of the three waves

在光与物质相互作用的半经典理论及旋转波近似下，该系统的密度矩阵为

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= i\Omega_s^* \exp(i\omega_s t) \rho_{31} + ig^* \exp(i\omega_p t) \rho_{31} - i\Omega_s \exp(-i\omega_s t) \rho_{13} - ig \exp(-i\omega_p t) + \Gamma_{31} \rho_{33}, \\ \dot{\rho}_{22} &= i\Omega_c^* \exp(i\omega_c t) \rho_{32} - i\Omega_c \exp(-i\omega_c t) \rho_{23} + \Gamma_{32} \rho_{33}, \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} &= 1, \\ \dot{\rho}_{31} &= -(i\omega_{31} + \gamma_{31}) \rho_{31} + i\Omega_s \exp(-i\omega_s t) (\rho_{11} - \rho_{33}) + ig \exp(-i\omega_p t) (\rho_{11} - \rho_{33}) + i\Omega_c \exp(-i\omega_c t) \rho_{21}, \\ \dot{\rho}_{32} &= -(i\omega_{32} + \gamma_{32}) \rho_{32} + i\Omega_s \exp(-i\omega_s t) \rho_{12} + ig \exp(-i\omega_p t) \rho_{12} + i\Omega_c \exp(-i\omega_c t) (\rho_{22} - \rho_{33}), \\ \dot{\rho}_{21} &= -(i\omega_{21} + \gamma_{21}) \rho_{21} + i\Omega_c^* \exp(i\omega_c t) \rho_{31} - i\Omega_s \exp(-i\omega_s t) \rho_{23} - ig \exp(-i\omega_p t) \rho_{23}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $g = \mu_{31} E_p / (2\hbar)$ 、 $\Omega_s = \mu_{31} E_s / (2\hbar)$  和  $\Omega_c = \mu_{32} E_c / (2\hbar)$  分别为探测场、饱和场和耦合场的拉比频率，而  $\mu_{ij}$  为对应能级间的电偶极矩。为了简化，我们将拉比频率按实数处理。(1) 式中  $\Gamma_{ij}$  和  $\gamma_{ij}$  为对应能级的自发辐射弛豫和相干弛豫。为求解(1)式，根据极化情况将密度矩阵元分别展开为

$$\begin{aligned} \rho_{31} \exp(i\omega_s t) &= \sigma_{31} + \sigma_{31}^+ \exp(-i\Delta t) + \sigma_{31}^- \exp(i\Delta t), \\ \rho_{32} \exp(i\omega_c t) &= \sigma_{32}, \\ \rho_{21} \exp[i(\omega_s - \omega_c)t] &= \sigma_{21} + \sigma_{21}^+ \exp(-i\Delta t) + \sigma_{21}^- \exp(i\Delta t), \\ \rho_{11} &= \sigma_{11} + \sigma_{11}^+ \exp(-i\Delta t) + \sigma_{11}^- \exp(i\Delta t), \\ \rho_{33} &= \sigma_{33} + \sigma_{33}^+ \exp(-i\Delta t) + \sigma_{33}^- \exp(i\Delta t), \\ \rho_{22} &= \sigma_{22}, \end{aligned} \quad (2)$$

(2) 式中  $\sigma_{ij}$ 、 $\sigma_{ij}^+$ 、 $\sigma_{ij}^-$  分别代表饱和场  $E_s$ 、探测场  $E_p$  和差频场  $E_{2\omega_s - \omega_p}$  的极化，而  $\sigma_{32}$  代表耦合场  $E_c$  的极化。考虑原子热运动所导致的多普勒频移，对应图 1(b) 的光路安排，将  $\Delta_p$ 、 $\Delta_s$  和  $\Delta_c$  替换为  $\Delta_p + \omega_p v/c$ 、 $\Delta_s + \omega_s v/c$  和  $\Delta_c + \omega_c v/c$ ，而且  $\Delta = \Delta_p - \Delta_s$ 。

将(2)式代入(1)式，并数值求解(1)式，得到探测场的极化率为

$$\chi = 3\pi\Gamma_{31}N \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sigma_{31}^+}{g} f(v) dv, \quad (3)$$

其中  $N = N_0 (\lambda_p / 2\pi)^3$ ， $N_0$  为原子数密度， $\lambda_p$  为探测场波长。 $f(v) = \exp(-v^2 / v_p^2) / (v_p \sqrt{\pi})$  为麦克斯韦分布， $v_p = \sqrt{2kT/M}$  为最可几速率。(3) 式的实部和虚部分别对应探测场的折射率及吸收。光脉冲经过介质的群速度为<sup>[9]</sup>

$$v_g = \frac{c}{n_g} = \frac{c}{1 + \frac{1}{2} \text{Re}(\chi) + \frac{\omega_p}{2} \frac{\partial \text{Re}(\chi)}{\partial \omega_p}}. \quad (4)$$

### 3 结果分析

根据上面推导结果和针对图 1(b) 的光路安排, 下面给出数值模拟结果。所采用的参数值为  $\gamma_{31} = \gamma = 2\pi \times 1.5 \text{ MHz}$ ,  $\Gamma_{31} = 2\gamma$ ,  $\omega_p = 2.5 \times 10^8 \gamma$  和  $\Gamma_{32} = 2\gamma_{32}$ 。图 2 分别给出了介电常数  $\chi$  的实部与虚部。从图中可以很清晰的看出, 当饱和场的拉比频率  $\Omega_s$  为零时, 由于原子能级  $\omega_{31}$  和  $\omega_{32}$  的不匹配 ( $\omega_{32} \neq \omega_{31}$ ), 在多普勒效应的影响下, 在原子共振处观测不

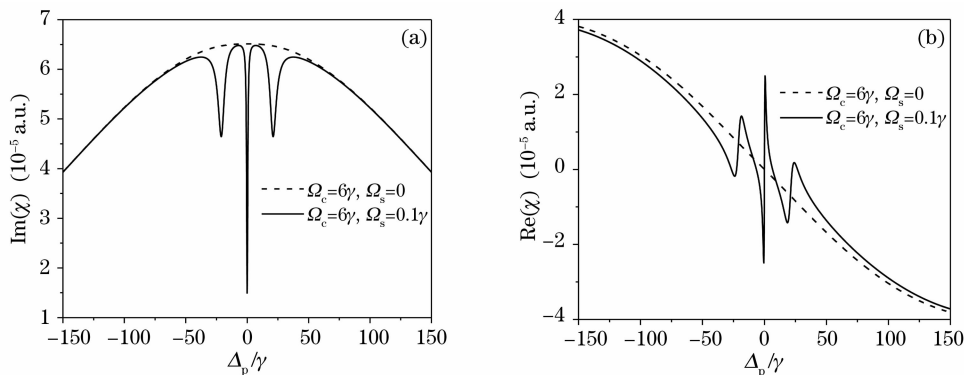


图 2 (a) 探测场极化率  $\chi$  的虚部; (b) 探测场极化率  $\chi$  的实部; 其中  $\Delta_c = \Delta_s = 0$ ,  $N_0 = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$

Fig. 2 (a) The imaginary part of the susceptibility  $\chi$ ; (b) real part of the susceptibility  $\chi$ ; common parameters are

$$\Delta_c = \Delta_s = 0, N_0 = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

图 3 给出了不同原子结构及不同弛豫条件下的原子共振频率处光脉冲的群速度。如图 3(a) 所示, 随着能级结构匹配条件变差, 光速减慢效果随之变差, 其原因在于相干性受原子热运动的多普勒效应影响, 当原子能级完全匹配时 ( $\omega_{31} = \omega_{32}$ ), 原子热运动的影响 ( $\omega_{31}v/c - \omega_{32}v/c$ ) 为零, 相干场的相干效应显著, 这种情况是电磁感应光透明。而在原子能级非匹配条件下 ( $\omega_{32} \neq \omega_{31}$ ), 匹配条件的越差, 原子热运动的影响 ( $\omega_{31}v/c - \omega_{32}v/c$ ) 越明显, 而相干场的相干效应越不明显, 从而慢光效果越差。同时, 图 3(b)

到透明, 即耦合场  $\Omega_c$  无法实现电磁感应光透明。当饱和场强度不为零时, 图 2 显示出了相干烧孔现象<sup>[10]</sup>。从图中可以看出, 一方面相干烧孔可以比二能级系统中普通烧孔实现更多的烧孔; 另一方面在原子共振处的烧孔由于耦合场的相干效应, 其光谱宽度比普通光学烧孔更窄, 因此在原子共振附近可以得到更为强烈的色散, 如图 2(b) 所示。

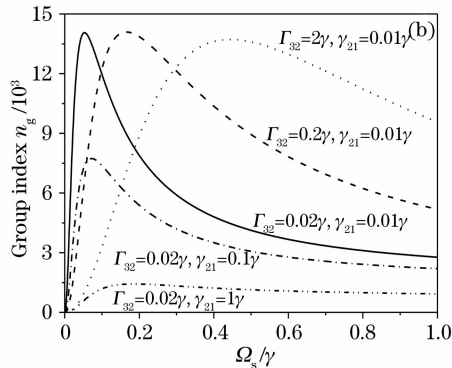
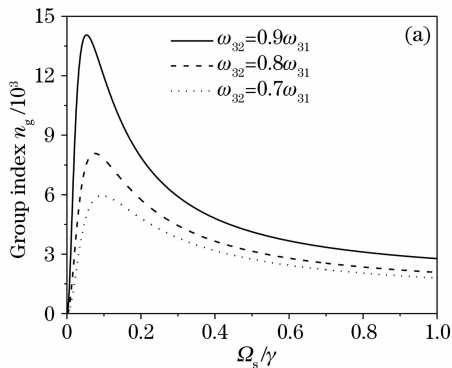
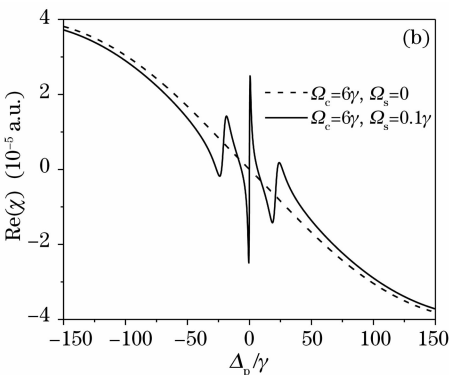


图 3 (a) 不同能级结构对应的群折射率  $n_g$ ,  $\Delta_p = 0$ ,  $\Omega_c = 6\gamma$ ; (b) 不同自发弛豫速率  $\Gamma_{32}$  及相干弛豫  $\gamma_{21}$  情况下的群折射

$$\text{率 } n_g. \text{ 其中 } \omega_{32} = 0.9\omega_{31}, \Omega_c = 6\gamma$$

Fig. 3 (a) Group index  $n_g$  for different configurations of the atomic levels,  $\Delta_p = 0$ ,  $\Omega_c = 6\gamma$ ; (b) group index  $n_g$  of the conditions with different spontaneous radiations and dephasing rates. The common parameters are  $\omega_{32} = 0.9\omega_{31}$ ,  $\Omega_c = 6\gamma$

给出了不同弛豫速率  $\Gamma_{32}$  和相干弛豫  $\gamma_{21}$  的影响。随着  $\Gamma_{32}$  的增加, 相同的群折射率需要更大的饱和场的拉比频率, 而对饱和场的相干效应没有影响; 当相干弛豫  $\gamma_{21}$  变大时, 光速减慢效果明显变小, 当  $\gamma_{21}$  由  $0.01\gamma$  增大到  $\gamma$  时, 群折射率  $n_g$  由 12000 减小到 1500, 这进一步说相干烧孔光速减慢是由于相干场相干效应的结果。因此, 由上面分析可以得出, 为了便于在实验上通过相干烧孔得到慢光, 需要尽可能减小相干弛豫  $\gamma_{21}$ , 而在热原子样品池中添加缓冲气体及其内表面涂石蜡是十分有效的途径<sup>[7]</sup>。

## 4 结 论

本文采用数值方法分析了  $\Lambda$  型三能级原子系统中基于相干烧孔的光速减慢, 讨论了能级结构、上能级自发辐射弛豫和退相干弛豫对光速减慢效果的影响。结果表明能级结构的不匹配和退相干弛豫对光速减慢有较大影响, 为实验设计提供了理论依据。基于相干烧孔的光速减慢比应用普通光学烧孔具有明显优势, 有助于在具有多普勒效应的、更一般的原子系统中实现光速减慢。

### 参 考 文 献

- 1 L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton *et al.*. Light speed reduction to 17 meter per second in a ultracold atomic gas[J]. *Nature*, 1999, **397**(6720): 594~598
- 2 M. M. Kash, V. A. Sautenkov, A. S. Zibrov *et al.*. . Ultraslow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **82**(26): 5229~5232
- 3 O. Schmidt, R. Wynands, Z. Hussein *et al.*. . Steep dispersion and group velocity bellow  $c/3000$  in coherent population trapping [J]. *Phys. Rev. A*, 1996, **53**(1): R27~R30
- 4 A. Kasapi, M. Jain, G. Y. Yin *et al.*. . Electromagnetically induced transparency: propagation dynamics [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**(13): 2447~2450
- 5 G. S. Agarwal, T. N. Dey. Slow light in Doppler-broadened two-level systems[J]. *Phys. Rev. A*, 2003, **68**(6): 063816
- 6 S. Q. Kuang, P. Du, R. G. Wan *et al.*. . Slow light based on coherent hole-burning in a Doppler broadened three-level  $\Lambda$ -type atomic system[J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(15): 11604~11610
- 7 M. Klein, I. Novikova, D. F. Phillips *et al.*. . Slow light in paraffin-coated Rb vapor cells[J]. *J. Mod. Opt.*, 2006, **53**(16~17): 2583~2591
- 8 J. H. Wu, X. G. Wei, D. F. Wang *et al.*. . Coherent hole-burning phenomenon in a Doppler broadened three-level  $\Lambda$ -type atomic system[J]. *J. Opt. B*, 2004, **6**(1): 54~58
- 9 S. E. Harris, J. E. Field, A. Kasapi. Dispersive properties of electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Rev. A*, 1992, **46**(1): R29~R32
- 10 S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Today*, 1997, **50**: 36~42