

# 三能级原子系统中单光子频率失谐对光减速的影响<sup>\*</sup>

王 波 李淑静 常 宏 武海斌 谢常德 王 海<sup>†</sup>

(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电研究所, 太原 030006)

(2004 年 11 月 11 日收到, 2005 年 1 月 13 日收到修改稿)

在  $\Lambda$  型三能级 Rb 原子介质中, 观察到了由电磁感应透明(EIT)效应导致的光减速现象并测量了光延迟对单光子频率失谐量的依赖关系. 结果表明, 由于多普勒展宽效应的存在, 在单光子频率失谐  $\pm 600\text{MHz}$  的范围内, 光减速效应较为显著. 在考虑多普勒频移的情况下, 数值计算了光延迟随单光子频率失谐量的变化曲线, 实验结果与理论曲线很好地符合. 这一研究结果为利用单光子频率失谐控制光的群速度提供了理论与实验参考.

关键词: 光减速, 电磁感应透明, 多普勒展宽

PACC: 4250, 4265, 3280, 4230Q

光子传播速度快且不易受外界干扰, 是进行信息传输和量子通讯的最佳载体, 但高速传播的光子在通常情况下很难被减速和存储. 近年来的研究表明, 原子中的量子相干导致的电磁感应透明效应(EIT)<sup>[1-4]</sup>可以有效地消除介质对光的吸收、增强介质色散, 使光的群速度发生极大的变化<sup>[5]</sup>. 利用这一效应人们成功地实现了光减速、光延迟<sup>[6-13]</sup>和光存储<sup>[14, 15]</sup>. 由于这种技术在未来全光学通讯、量子通讯上存在着重要的应用潜力, 因此受到了人们的特别关注. 最近, 人们又利用量子拍和 Raman 效应导致的色散增强现象实现了光减速<sup>[16, 17]</sup>.

当两束光与一个三能级原子系统作用时, 由于原子的量子干涉效应, 介质对探针光的吸收就会消失, 这一现象称为 EIT 效应. 通常, 产生 EIT 效应时要求双光子、单光子同时满足频率共振条件, 即要求将探针光和耦合光频率都调谐到原子的共振跃迁频率上去. 这时在探针光吸收谱的中心(失谐为零)处就会出现一个窄的透明窗口. 正是由于这个窄的透明窗口处的强烈色散效应, 导致了光群速度极大地降低. 许多理论和实验工作研究了通常条件下(双光子、单光子同时满足频率共振条件)利用 EIT 效应减慢光群速度的现象<sup>[5-13]</sup>. 然而, 在  $\Lambda$  型三能级热原子系统中, 由于原子热运动导致的多普勒频率展宽效应, 在双光子共振、单光子具有一定频率失谐的条件下, EIT 效应仍然存在<sup>[18]</sup>. 因此, 在单光子具有

一定频率失谐的条件下也应具有光减速效应. 但到目前为止, 还未见有关光群速度对单光子频率失谐参量变化的依赖关系的报道.

本文报道了在  $\Lambda$  型三能级 Rb 原子介质中, 利用 EIT 效应进行光减速的研究工作. 我们测量了光延迟对单光子频率失谐量变化的依赖关系. 结果表明, 由于多普勒频率展宽效应的存在, 光延迟随单光子频率失谐量(绝对值)的增大而减小. 介质温度在  $90^\circ\text{C}$  左右时, 在单光子频率失谐  $\pm 600\text{MHz}$  的范围内, 光减速效应较为显著. 在考虑多普勒频移的情况下, 用数值计算方法计算了光延迟随单光子频率失谐量的变化曲线, 实验结果与理论曲线能很好地符合. 这一研究结果不仅为理解 EIT 介质中多普勒频率展宽对光减速的影响提供帮助, 同时为利用单光子频率失谐控制光的群速度提供了有用参考.

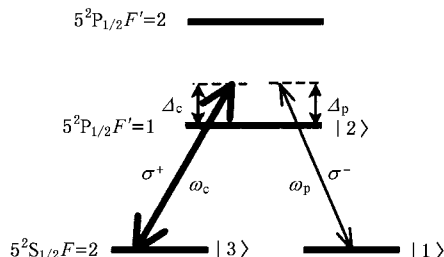


图 1 <sup>87</sup>Rb 原子(D1 线)能级结构图

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 60325414 和 60238010); 山西省自然科学基金(批准号: 20011030 和 20031007); 山西省归国留学人员基金资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: wanghai@sxu.edu.cn

$^{87}\text{Rb}$  原子(D1线)能级结构如图1所示  $5^2S_{1/2}$  超精细能级  $F=2$  中的  $m_F=0$  和  $m_F=2$  作为两个基态能级  $|3\rangle$  和  $|1\rangle$ ,  $5^2P_{1/2}$  超精细能级  $F'=1$  中的  $m_{F'}=1$  作为激发态能级  $|2\rangle$ , 它们构成  $\Lambda$  型三能级结构. 频率为  $\omega_c$  的左旋圆偏振光  $\sigma^+$  作为耦合光, 作用于能级  $|3\rangle$  到  $|2\rangle$  的跃迁上. 频率为  $\omega_p$  的右旋圆偏振光  $\sigma^-$  作为探针光, 作用于能级  $|1\rangle$  到  $|2\rangle$  的跃迁上. 耦合光和探针光的拉比频率分别为  $\Omega_c = \mu_{23} E_c / \hbar$  和  $\Omega_p = \mu_{21} E_p / \hbar$ , 其中  $E_c$  和  $E_p$  分别表示耦合光和探针光光场的场强,  $\mu_{21}$  和  $\mu_{23}$  分别表示能级  $|1\rangle$  到  $|2\rangle$  和能级  $|3\rangle$  到  $|2\rangle$  的跃迁偶极矩. 双光子失谐定义为  $\Delta = \Delta_p - \Delta_c$ , 其中单光子失谐  $\Delta_p$ ,  $\Delta_c$  分别表示探针光和耦合光的失谐, 定义为  $\Delta_p = \omega_p - \omega_{21}$ ,  $\Delta_c = \omega_c - \omega_{23}$ , 其中  $\omega_{21}$  和  $\omega_{23}$  分别为能级  $|1\rangle$  到  $|2\rangle$  和能级  $|3\rangle$  到  $|2\rangle$  的共振跃迁频率. 原子激发态  $|2\rangle$  向基态  $|1\rangle$  和  $|3\rangle$  的自发跃迁速率分别为  $\gamma_{21}$  和  $\gamma_{23}$ , 两基态之间的无辐射跃迁速率为  $\gamma_{31}$ .

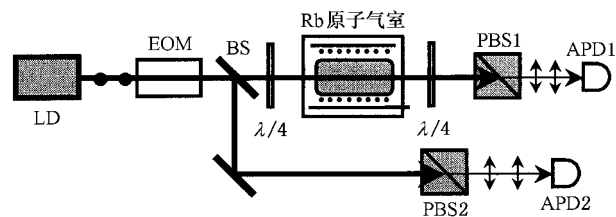


图2 光减速实验装置示意图(LD为半导体激光器;EOM为电光调制器;BS为分束器; $\lambda/4$ 为四分之一波片;PBS为偏振分束镜;APD为雪崩探测器)

实验装置如图2所示,耦合光和探针光来自同一台激光器LD.LD是频率可调谐的单模半导体激光器.我们采用共焦F-P腔反馈方法<sup>[19]</sup>将其线宽压窄到几十kHz.激光器发出的光经过一个偏振棱镜起偏后变成s线偏振光(偏振方向垂直于光学平台).然后通过一个电光晶体(EOM),将一脉冲电压加到EOM上后,s偏振光就会旋转一个小角度,产生出一个弱p偏振分量的光(偏振方向平行于光学平台).分束器BS分出的一小部分光经过偏振分束镜PBS2,透射出探针光脉冲,作为参考光信号,由探测器APD2(雪崩管)探测.s,p两偏振光经过Rb原子气室前的 $\lambda/4$ 波片后,将分别变为左旋( $\sigma^+$ )和右旋圆偏振光( $\sigma^-$ ),它们分别作耦合光和探针光.原子气室长50mm,温度控制在88℃,原子气室内的光斑直径为3mm.为了增长原子Zeeman能级间的

相干性,我们采用充4kPa Ne缓冲气体的Rb泡作为原子气室,并通过在气室外包裹高磁导率合金来屏蔽外界磁场.另外,还采用精密螺线管来精确控制原子气室轴向的磁场.原子气室后的 $\lambda/4$ 波片可使左旋( $\sigma^+$ )和右旋圆偏振光( $\sigma^-$ )分别恢复为s,p偏振光.经过偏振分束镜PBS1分束后,可以滤掉光束中的s偏振光(耦合光)分量,由探测器APD1(雪崩管)探测探针光信号.

在进行光减速实验前,先在不同的单光子频率失谐情形下观察了EIT透射峰.实验中,将激光器频率调谐到 $^{87}\text{Rb}$ 原子D1线 $5^2S_{1/2}$ , $F=2 \rightarrow 5^2P_{1/2}$ , $F'=1$ 附近.并采用双扫描技术,即激光频率(包括耦合光和探针光)慢速扫描(范围2GHz,频率10Hz),同时,探针光频率再进行一个快速扫描(范围10MHz,频率100Hz)的方法(详细描述见文献[18]),使耦合光频率在一定范围内慢速连续改变,产生一定的单光子频率失谐,而双光子频率失谐 $\Delta$ 在-5MHz到+5MHz范围内快速扫描.每当双光子共振时( $\Delta=0$ )就获得EIT透射峰.实验结果如图3所示,耦合光与探针光的功率为1.6mW和80 $\mu\text{W}$ .可看到,在多普勒展宽范围内,对不同的单光子失谐,只要满足双光子共振,都会发生显著的EIT效应.这是由于原子热运动导致原子的共振频率发生多普勒展宽造成的.在单光子频率共振处,EIT透射峰最高,且形状对称,是吸收型透射信号.而当单光子频率具有一定失谐时(多普勒展宽范围内),EIT透射峰减弱,同时出现了类色散型的EIT透射信号,原因是由于原子相干导致的吸收减小和双光子吸收导致的吸收增强所致<sup>[2]</sup>.

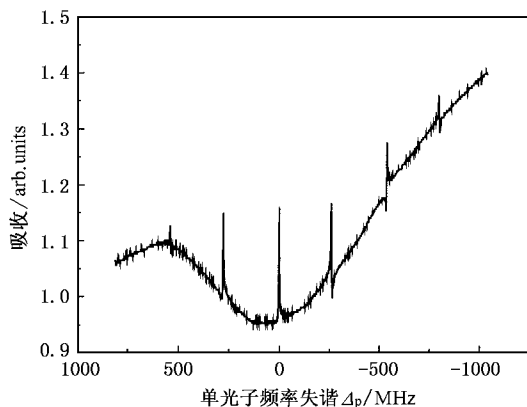


图3 在不同单光子频率失谐条件下的EIT信号

在光减速实验中,我们首先将激光频率锁定

在 $^{87}\text{Rb}$ 原子 $5^2S_{1/2}, F=2 \rightarrow 5^2P_{1/2}, F'=1$ 的共振跃迁线上,使探针光与耦合光分别与能级 $|1\rangle-|2\rangle$ 和 $|3\rangle-|2\rangle$ 相互作用.将耦合光功率设置为 $1.6\text{mW}$ (拉比频率 $\Omega_c = 2\pi \times 12.5\text{MHz}$ ).在电光晶体 EOM 上施加一脉冲电压,产生一半高宽度为 $40\mu\text{s}$ 的高斯形探针光脉冲,探针光脉冲峰值功率为 $80\mu\text{W}$ (拉比频率 $\Omega_p = 2\pi \times 2.8\text{MHz}$ ).当强的耦合光通过 $^{87}\text{Rb}$ 原子介质时,为探针光开一窄的透明窗口,这一窄的透明窗口伴随着强烈的色散,导致探针光脉冲群速度大大降低.用 APD1 雪崩管探测经过 Rb 原子气室的探针光脉冲信号,由示波器同时记录 APD1 和 APD2 雪崩管输出的信号.实验结果如图 4 所示.曲线 1 是经过 Rb 原子气室的探针光脉冲延迟信号,曲线 2 是参考光脉冲信号.可以看出,经过原子气室的探针光脉冲比参考光脉冲信号延迟 $6.2\mu\text{s}$ ,相当于原子气室中探针光脉冲的群速度为 $8000\text{m/s}$ .在保持其他实验参量不变的情况下,我们改变激光频率,即在不同的单光子频率失谐情况下,测量了探针光脉冲的延迟时间.由于我们实验中耦合光与探针光来自同一台激光器,且原子基态为 Zeeman 简并的磁精细能级,所以激光与原子系统始终保持双光子共振,即 $\Delta = \Delta_c - \Delta_p = 0$ .这时改变激光频率只改变系统的单光子频率失谐 $\Delta_p(\Delta_c)$ .实验结果如图 5 曲线 A 所示,在单光子频率失谐 $\Delta_p = 0$ 时,探针光延迟时间最大,随着单光子频率失谐增大,探针光延迟时间逐渐减小.显著的光减速效应发生在单光子频率失谐 $\pm 600\text{MHz}$ 的范围内.我们在考虑多普勒展宽的情形下,从 EIT 介质的极化率公式<sup>[2]</sup>出发,数值计算了光延迟与单光子频率失谐的关系曲线,实验结果与数值计算能够很好地符合.

在考虑多普勒频率展宽效应的情况下, EIT 系统中探针光的复极化率为<sup>[2]</sup>

$$\chi = \frac{i c \mu_{12}^2 N_0 \sqrt{\pi}}{\epsilon_0 \hbar u \omega_p} e^{-z^2} [1 - \text{erf}(z)], \quad (1)$$

其中

$$z = \frac{c}{u \omega_p} \left[ \gamma - i \Delta_p + \frac{\Omega_c^2 / 4}{\gamma_{31} - i(\Delta_p - \Delta_c)} \right], \quad (2)$$

这里 $\text{erf}(z)$ 是复变量 $z$ 的误差函数, $u/\sqrt{2}$ 是原子的方均根速度; $u = \sqrt{2k_B T/m} \approx 262\text{m/s}$ , $\gamma = \frac{1}{2}(\gamma_{21} + \gamma_{23} + \gamma_{31})$ , $N_0$ 是原子数密度.探针光脉冲在 EIT 介质中的群速度为

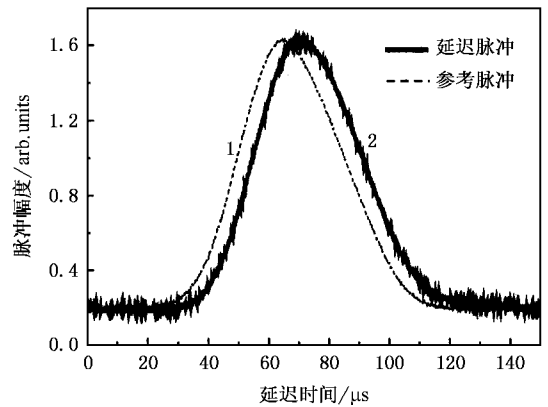


图 4 探针光脉冲延迟信号和参考信号的比较( $\Delta_c = \Delta_p = 0$ )

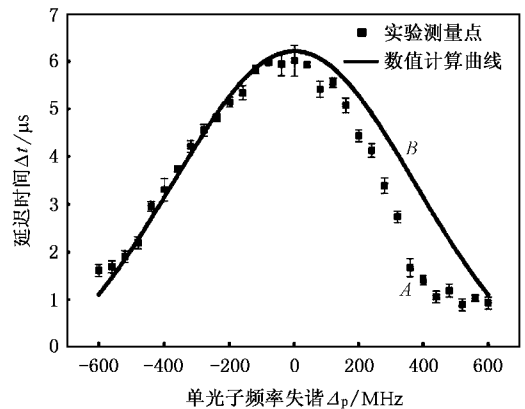


图 5 探针光脉冲延迟时间 $\Delta t$ 与单光子频率失谐 $\Delta_p$ 之间的关系曲线(曲线 A 为实验测量结果,曲线 B 为数值计算结果.数值计算参数: $\gamma = 6\text{MHz}$ , $\gamma_{31} = 60\text{kHz}$ ;  $N_0 = 10^{11}\text{cm}^{-3}$ ;  $\Omega_c = 2\pi \times 12.5\text{MHz}$ ,  $\Omega_p = 2\pi \times 2.8\text{MHz}$ ;  $u = 262\text{m/s}$ , 气室长度 $l = 50\text{mm}$ )

$$v_g = \frac{c}{n_g(\omega_p)} = \frac{c}{n + \omega_p \frac{dn(\omega_p)}{d\omega_p}}, \quad (3)$$

其中 $c$ 是光在真空中的速度.原子介质的折射率 $n \approx 1$ ,色散 $\frac{dn(\omega_p)}{d\omega_p} = \frac{1}{2} \frac{d\text{Re}(\chi)}{d\omega_p}$ .将实验参数代入(1—3)式进行数值计算,可以得到双光子共振情况下探针光脉冲延迟时间 $\Delta t$ 与单光子频率失谐 $\Delta_p$ 之间的关系曲线,结果如图 5 中的曲线 B 所示.可以看到,在负失谐区,理论计算结果与实验测量值很好地符合.而在正失谐区,不同点的实验测量结果均小于理论计算值.主要是由于上能级 $5^2P_{1/2}, F'=1$ 上方还存在能级 $5^2P_{1/2}, F'=2$ ,两者相距 $816\text{MHz}$ ,由于探针光也将与该能级作用,使得介质对探针光的吸收增强,从而影响到光减速的效果.

结论 在  $\Lambda$  型三能级 Rb 原子介质中,我们观察到了由 EIT 效应导致的光减速现象. 通过调节激光器的频率,测量了光延迟对单光子频率失谐量  $\Delta_p$  变化的依赖关系. 结果表明,由于多谱勒展宽的影响,在单光子频率失谐  $\pm 600\text{MHz}$  的范围内,光减速

效应较为显著. 在共振频率处( $\Delta_c = \Delta_p = 0$ )光减速效应最强. 在考虑原子多谱勒频移的情况下,数值计算了光延迟随单光子频率失谐量的变化曲线,实验结果与理论曲线能很好地符合.

- [ 1 ] Boler K J , Imamoglu A and Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- [ 2 ] Gea-Banacloche J , Li Y Q , Jin S Z and Xiao M 1995 *Phys. Rev. A* **51** 576
- [ 3 ] Zhao J M , Yin W B , Wang L R , Xiao L T and Jia S T 2002 *Chin. Phys.* **11** 241
- [ 4 ] Liu Z D and Wu Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2970 ( in Chinese )  
[ 刘正东、武 强 2004 物理学报 **53** 2970 ]
- [ 5 ] Harris S E , Field J E and Kasapi A 1992 *Phys. Rev. A* **46** R29
- [ 6 ] Xiao M , Li Y Q , Jin S Z and Gea-Banacloche J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 666
- [ 7 ] Kasapi A , Jain Maneesh , Yin G Y and Harris S E 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2447
- [ 8 ] Hau L V , Harris S E , Dutton Z and Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [ 9 ] Kash M M , Sautenkov V A , Zibrov A S , Hollberg L , Welch G R , Lukin M D , Rostovtsev Y , Fry E S and Scully M O 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 5229
- [ 10 ] Budker D , Kimball D F , Rochester S M and Yashchuk V V 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1767
- [ 11 ] Zhang J X , Dong R F , Chang H , Xie C D , Peng K C and Xiao M 2001 *Chin. Phys. Lett.* **18** 1586
- [ 12 ] Tu X H , Wang J , Jiang K J , He M , Li K , Zhong J Q and Zhan M S 2003 *Chin. Phys. Lett.* **11** 1954
- [ 13 ] Xiao F , Guo H , Li L , Liu C and Chen X Z 2004 *Phys. Lett. A* **327** 15
- [ 14 ] Liu C , Dutton Z , Bohroozl C H and Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
- [ 15 ] Phillips D F , Fleischhauer A , Mair A and Walsworth R L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
- [ 16 ] Bigelow M S , Lepeshkin N N and Boyd R W 2003 *Science* **301** 200
- [ 17 ] Deng L , Hagley E W , Kozuma M and Payne M G 2002 *Phys. Rev. A* **65** 051805
- [ 18 ] Akulshin A M , Cimmino A , Sidorov A I , McLean R and Hannaford P 2003 *Journal of Optics B* **5** S479
- [ 19 ] Wang B , Yao J Q , Wu H B , Shen Y , Xie C D and Wang H 2004 *Acta Sinica Quan. Optica* **10** 82 ( in Chinese ) [ 王 波、姚景芹、武海斌、沈 云、谢常德、王 海 2004 量子光学学报 **10** 82 ]

# Effect of one-photon detuning on light speed reduction in a three-level $\Lambda$ -type atomic system<sup>\*</sup>

Wang Bo Li Shu-Jing Chang Hong Wu Hai-Bin Xie Chang-De Wang Hai<sup>†</sup>

(*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 11 November 2004; revised manuscript received 13 January 2005)

## Abstract

We have observed the reduction of group velocity of light via electromagnetically induced transparency (EIT) and measured the dependence of pulse delay on the one-photon detuning in a three-level  $\Lambda$ -type atomic system. The results show that due to the effect of Doppler broadening the light speed reduction is significant in a range of  $\pm 600\text{MHz}$  one-photon detuning. Under the condition of considering the Doppler shift of frequency, the pulse delay as a function of the one-photon detuning is numerically calculated. The experimental measurements are in good agreement with the theoretical results. These researches provide theoretical and experimental references for controlling the group velocity of light by means of one-photon detuning.

**Keywords** : light speed reduction, electromagnetically induced transparency, Doppler broadening

**PACC** : 4250, 4265, 3280, 4230Q

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60325414 and 60238010), the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant Nos. 20011030 and 20031007), and the Foundation for Oversea Scholars of Shanxi Province, China.

<sup>†</sup>E-mail : wanghai@sxu.edu.cn