

## 铷原子耦合光频率近共振时的电磁感应透明\*

王梦<sup>1)2)</sup> 白金海<sup>1)</sup> 裴丽娅<sup>1)</sup> 芦小刚<sup>1)</sup> 高艳磊<sup>1)2)</sup> 王如泉<sup>1)</sup>  
 吴令安<sup>1)</sup> 杨世平<sup>2)</sup> 庞兆广<sup>2)</sup> 傅盘铭<sup>1)</sup> 左战春<sup>1)†</sup>

1) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

2) (河北师范大学, 物理科学与信息工程学院, 石家庄 050000)

(2014年11月6日收到; 2015年2月5日收到修改稿)

研究了 $\Lambda$ 型能级系统中, $^{85}\text{Rb}$ 原子在耦合光频率失谐较小时的电磁感应透明(EIT)现象. 实验中, 随着耦合光频率失谐量的增加, 电磁感应透明窗口的绝对强度有所减弱, 但是其相对深度却有所增加, 透明窗口相对深度最大的位置不在耦合光频率共振处, 而是在耦合光频率失谐约180 MHz的位置. 用三能级和四能级系统的理论分别对实验结果进行对比分析, 发现用四能级系统的理论进行拟合的结果与实验符合得比较好. 对此, 我们提出当耦合光频率失谐较小时, EIT信号是两个激发态共同作用的结果, 并用四能级系统的理论分析了两个激发态之间的能级间隔对透明窗口相对深度最大值位置的影响.

**关键词:** 四能级系统, 电磁感应透明, 频率失谐

**PACS:** 42.65.-k, 42.50.Gy, 42.65.Dr

**DOI:** 10.7498/aps.64.154208

## 1 引言

电磁感应透明(electromagnetically induced transparency, EIT)的概念是由Harris于1989年首次提出, 并于1991年由其小组在 $\Lambda$ 型三能级铯原子中首次利用脉冲激光观察到这一现象<sup>[1,2]</sup>. 此后, 由于其透射性高, 色散强, 非线性效应大等特性而广泛受到关注<sup>[3,4]</sup>. EIT现象是光与原子相互作用相干导致, 在原子共振频率处, 由于EIT介质的强色散效应, 可以导致光的群速度极大的降低<sup>[5-8]</sup>, 在光存储, 像存储以及量子信息的处理中<sup>[9-13]</sup>有着极重要的应用.

我们小组也对 $\Lambda$ 型能级系统中的EIT现象进行了一系列的实验研究, 并提出EIT的另一种解释<sup>[14]</sup>, 即EIT是受激拉曼谱(stimulated Raman spectrum, SRS)对介质线性吸收-光泵效应导致的吸收谱(optical pumping spectrum, OPS)进行补偿的结果, 并利用锁相放大器在实验上测得SRS

和OPS谱线. 在此基础上, 我们研究了原子系统中受激拉曼增益和损耗现象, 在实验上观察到随耦合光频率失谐量的增加, SRS谱线由增益到损耗的陡峭转变. 其他实验小组在铯原子 $\Lambda$ 型EIT中也发现这一现象, 却没有系统的理论论证<sup>[15]</sup>, 我们提出这是两种不同速度原子群之间极化干涉的结果<sup>[16]</sup>. 这一实验结果是在耦合光频率失谐量较大的情况下测得的, 忽略了 $^{85}\text{Rb}$ 原子D1线中较高激发态的影响, 即理想的三能级系统.

但是利用EIT现象, 无论是进行光存储还是量子信息的处理, 耦合光频率都在原子跃迁频率附近, 即共振或是失谐量较小<sup>[12,13,17-19]</sup>, 此时第二激发态的影响不可忽略, 三能级系统无法满足研究需要. 本文中我们在实验上对耦合光频率失谐较小的EIT信号进行了研究, 并用四能级系统的理论模型对实验结果进行了一定的分析, 以期对EIT等非线性光学现象和量子信息存储等量子过程提供更加切实的帮助和应用. 我们得到了随耦合光频率变

\* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB922002, 2010CB922904)和国家自然科学基金(批准号: 11274376, 61308011, 11474347)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zczuo@iphy.ac.cn

化, EIT 信号透明窗口绝对强度及相对深度的理论拟合结果, 和实验观察结果相对比, 其变化趋势基本符合.

## 2 理论模型

我们考虑如图 1 所示的  $\Lambda$  型能级系统, 与原子能级系统相互作用的探测场 (频率  $\omega_1$ ) 和耦合场 (频率  $\omega_2$ ) 分别记为  $E_1$  和  $E_2$ ,  $\Omega_1$  和  $\Omega_2$  为激发态  $|1\rangle$  与基态  $|0\rangle$ ,  $|2\rangle$  之间的原子跃迁频率,  $\mu_1$ ,  $\mu_2$ ,  $\mu_{1'}$ ,  $\mu_{2'}$  为跃迁偶极矩阵元. 激光场频率失谐记为  $\Delta_1 = \Omega_1 - \omega_1$ ,  $\Delta_2 = \Omega_2 - \omega_2$ , 在  $^{85}\text{Rb}$  原子 D1 线中, 两激发态  $|1\rangle$ ,  $|3\rangle$  之间的能级间隔  $\Delta' = 361.6$  MHz.

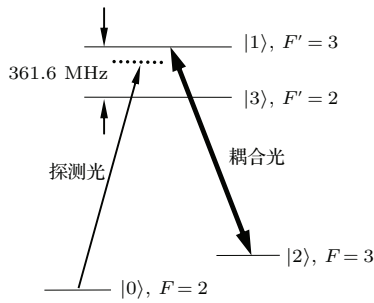


图 1  $^{85}\text{Rb}$  原子 D1 线能级图. 基态  $|0\rangle$ ,  $|2\rangle$  分别对应能级  $5 S_{1/2}$ ,  $F = 2$  和  $F = 3$ . 激发态  $|1\rangle$ ,  $|3\rangle$  分别对应能级  $5 P_{1/2}$ ,  $F' = 3$  和  $F' = 2$ , 两激发态之间的能级差为 361.6 MHz

Fig. 1. Atomic energy level diagram of D1 line for  $^{85}\text{Rb}$ . The ground states  $|0\rangle$  and  $|2\rangle$  correspond to  $5 S_{1/2}$ ,  $F = 2$  and  $F = 3$ , and the excited states  $|1\rangle$  and  $|3\rangle$  to  $5 P_{1/2}$ ,  $F' = 3$  and  $F' = 2$ , respectively. The energy difference between the two excited states is 361.6 MHz.

经过正则变换的有效哈密顿量为

$$H = \hbar\Delta_1|1\rangle\langle 1| + \hbar(\Delta_1 + \Delta')|3\rangle\langle 3| + \hbar(\Delta_1 - \Delta_2)|2\rangle\langle 2| - [\mu_1 E_1|1\rangle\langle 0| + \mu_{1'} E_1|3\rangle\langle 0| + \mu_2 E_2|2\rangle\langle 1| + \mu_{2'} E_2|2\rangle\langle 3| + \text{H.c.}]. \quad (1)$$

包含弛豫项的密度矩阵元方程可以表示为

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{\text{relax}}, \quad (2)$$

其中,

$$[H, \rho]_{ij} = \sum_k (H_{ik}\rho_{kj} - \rho_{ik}H_{kj}),$$

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{(\text{relax})ij} = -\frac{1}{2}\{\Gamma, \rho\}_{ij}$$

$$= -\frac{1}{2}\sum_k (\Gamma_{ik}\rho_{kj} + \rho_{ik}\Gamma_{kj}).$$

$\Gamma_{ij}$  为  $|i\rangle$  态与  $|j\rangle$  态间的横向弛豫率. 通过求解密度矩阵元的稳态解, 可以得到  $\rho_{10}$ ,  $\rho'_{10}$  的表达式为

$$\rho_{10} = \frac{i}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}}G_2^*\rho_{20} + \frac{i}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}}G_1(\rho_{00} - \rho_{11}), \quad (3a)$$

$$\rho'_{10} = \frac{i}{i(\Delta_1 + \Delta') + \Gamma_{10}}G_2^*\rho_{20} + \frac{i}{i(\Delta_1 + \Delta') + \Gamma_{10}}G_1(\rho_{00} - \rho_{11}), \quad (3b)$$

其中,  $G_i = \mu_i E_i / \hbar$  为耦合系数. 探测光的极化率可以表示为  $P_1 = N\mu_1(\rho_{10} + \rho'_{10})$ ,  $N$  为原子数密度. 当耦合光较强时, 我们可以认为原子布居数  $\rho_{11}$ ,  $\rho_{33} \ll \rho_{00}$ ,  $\rho_{22}$ ,  $\rho_{00} + \rho_{22} \approx 1$ . 假设  $\Gamma_{10} = \Gamma_{12}$ . 则探测光的极化率表示为

$$P_1 = \left(\frac{iN\mu_1}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} + \frac{iN\mu_1}{i(\Delta_1 + \Delta\Gamma_{10})}\right)G_2^*\rho_{20} + \left(\frac{iN\mu_1}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} + \frac{iN\mu_1}{i(\Delta_1 + \Delta') + \Gamma_{10}}\right)G_1\rho_{00}, \quad (4)$$

其中,

$$\rho_{20} = -G_1G_2\left\{\left[\frac{1}{-i\Delta_1 - \Gamma_{10}} + \frac{1}{-i(\Delta_1 + \Delta') - \Gamma_{10}}\right]\rho_{00} + \left[\frac{1}{i\Delta_2 - \Gamma_{10}} + \frac{1}{i(\Delta_2 + \Delta') - \Gamma_{10}}\right]\rho_{22}\right\} \times \left\{-[i(\Delta_1 - \Delta_2) + \Gamma_{20}]\right. \\ \left. + |G_2|^2\left[\frac{1}{-i\Delta_1 - \Gamma_{10}} + \frac{1}{-i(\Delta_1 + \Delta') - \Gamma_{10}}\right]\right\}^{-1}. \quad (5)$$

我们将 (4) 式中两项的第一项和第二项分别称为 SRS 项和 OPS 项<sup>[16]</sup>. 由 (4) 式我们不难看出, 探测光的极化率, 主要受原子布居数  $\rho_{00}$  以及  $\rho_{20}$  的影响.

通过求解方程 (2), 我们可以得到

$$\rho_{00} = \frac{Q|G_2|^2/\gamma_0 + 1}{Q|G_2|^2/\gamma_0 + 2}, \quad \rho_{22} = 1 - \rho_{00}, \quad (6)$$

其中,

$$Q = \frac{\gamma \cdot \Gamma_{10}}{(\Gamma_{10}^2 + \Delta_2^2) \cdot \gamma + G_2^2 \cdot \Gamma_{10}}$$

$$+ \frac{\Gamma_{10}}{\Gamma_{10}^2 + (\Delta_2 + \Delta')^2},$$

$\gamma$  和  $\gamma_0$  分别是激发态与基态以及两基态之间纵向弛豫率. 假设  $\Gamma_{10} \gg \gamma$ , 由光泵效应导致的粒子布居数变化可以表示为  $\Delta\rho_{00} = \rho_{00}(G_2) - \rho_{00}(G_2 = 0)$ , 由 (6) 式可得

$$\Delta\rho_{00} = \frac{\Gamma_{10}|G_2|^2}{2[2\gamma(\Delta_2^2 + \Gamma_{20}^2) + \Gamma_{10}|G_2|^2]}, \quad (7)$$

则由光泵效应导致的极化率可以表示为

$$\begin{aligned} \Delta P_1 &= \frac{iN\mu_1}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} G_2^* \rho_{20} + \frac{iN\mu_1}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} G_1 \Delta\rho_{00} \\ &= \frac{iN\mu_1}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} \left( G_2^* \rho_{20} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\Gamma_{10} G_1 |G_2|^2}{2[2\gamma(\Delta_2^2 + \Gamma_{20}^2) + \Gamma_{10}|G_2|^2]} \right). \quad (8) \end{aligned}$$

下面我们再分析  $\rho_{20}$  对极化率的影响,  $\rho_{20}$  表示光场与原子相互作用, 诱导产生的两基态  $|1\rangle, |2\rangle$  之间的原子拉曼相干. 由 (5) 式我们不难看出  $\rho_{20}$  与耦合光, 探测光失谐量  $\Delta_1, \Delta_2$  以及两激发态  $|1\rangle, |3\rangle$  之间的能级间隔  $\Delta'$  有密切的关系: 当失谐量  $\Delta_i \geq \Delta'$  ( $i = 1, 2$ ) 时, (3b) 式

$$\begin{aligned} \rho'_{10} &= \frac{i}{i(\Delta_1 + \Delta') + \Gamma_{10}} G_2^* \rho_{20} \\ &+ \frac{i}{i(\Delta_1 + \Delta') + \Gamma_{10}} G_1 (\rho_{00} - \rho_{11}) \approx \rho_{10}; \end{aligned}$$

或  $\Delta' \geq \Delta_i$  ( $i = 1, 2$ ) 时,  $\rho'_{10} \approx 0$ , 这两种情况下, (4) 式都可简化为

$$P_1 = \frac{iN\mu_1}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} G_2^* \rho_{20} + \frac{iN\mu_1}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} G_1 \rho_{00},$$

原子系综变为理想的三能级系统, 此系统适合耦合光频率失谐较大或两激发态能级间隔较大的情形, 我们已对耦合光频率失谐较大的情况进行了详细研究 [16].

然而当失谐量  $\Delta_i$  ( $i = 1, 2$ ) 与  $\Delta'$  差别不大时, 我们就不得不考虑第四能级  $|3\rangle$  带来的影响. 此时的  $\rho_{20}$  是光场与原子到两个激发态  $|1\rangle, |3\rangle$  的跃迁作用形成, 拉曼过程受这两个激发态的影响, 因此用四能级的理论模型来进行实验分析有一定的必然性. 此外, 由于实验的温度条件是室温 (约  $27^\circ$ ), 因此, 在进行理论拟合时, 我们还要考虑多普勒效应带来的频移, 将  $\Delta_1, \Delta_2$  分别表示为  $\Delta'_1 = \Delta_1 + kv, \Delta'_2 = \Delta_2 + kv$ , 并对极化率  $P_1$  与速度分布函数  $f(v)$  的乘积进行速度积分, 其表达式变为  $P = \int P_1 f(v) dv$ , 其中速度分布函数满足

$$f(v) dv = (2\pi mkT)^{-1/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} dv,$$

$k$  为波尔兹曼常数,  $v$  为原子运动速度,  $T$  为热力学温度,  $m$  为  $^{85}\text{Rb}$  原子质量.

### 3 实验及理论分析

实验中, 我们用的介质是  $^{85}\text{Rb}$  原子, 并选取从 5P 到 5S 跃迁双线中的 D1 线能级结构进行研究. 强耦合光 (频率为  $\omega_2$ ) 对应于  $5S_{1/2}, F = 3$  ( $|2\rangle$ ) 到  $5P_{1/2}, F' = 3$  ( $|1\rangle$ ) 的共振线跃迁, 弱探测光 (频率为  $\omega_1$ ) 在  $5S_{1/2}, F = 2$  ( $|0\rangle$ ) 到  $5P_{1/2}, F' = 3$  ( $|1\rangle$ ) 附近扫描. 这两束光分别由两台独立的 795 nm 半导体激光器提供. 实验中, 我们用光纤对耦合光和探测光进行了光束质量的优化和整形. 由光纤出射的光, 探测光 (光斑直径约为 1 mm) 经过  $\lambda/4$  和  $\lambda/2$  波片调节成水平偏振光, 光强约为  $2 \mu\text{W}$ . 耦合光 (光斑直径约为 3 mm) 调节成垂直偏振光, 光强约为 7 mW. 两束光经过偏振分束器 PBS1 合束, 通过 Rb 介质池后 (长度为 75 mm, 外径为 25 mm, 温度约为  $27^\circ\text{C}$ , 内充铷介质为  $^{85}\text{Rb}$  和  $^{87}\text{Rb}$  的混合蒸汽, 其中  $^{85}\text{Rb}$  的含量约为 72.2%), 再用另一偏振分束器 PBS2 将耦合光滤除, 得到的信号用探测器 PD 进行探测, 并连接示波器来观测记录信号 (如图 2 所示).

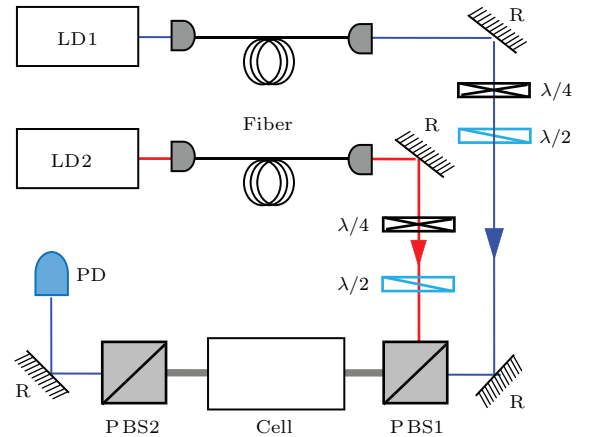


图 2 (网刊彩色) 实验光路 (LD1, LD2: 795 nm 半导体激光器, 分别提供探测光和耦合光; R:  $45^\circ$  全反射镜;  $\lambda/4$ : 四分之一波片;  $\lambda/2$ : 半波片; PBS: 偏振分束器; Cell: Rb 原子蒸汽池; PD: 探测器)

Fig. 2. (color online) Experimental setup. LD1, LD2: 795 nm diode lasers (providing the probe and coupling field, respectively); R:  $45^\circ$  reflectors;  $\lambda/4$ : quarter-wave plates;  $\lambda/2$ : half wave plates; PBS: polarization beam splitters; Cell: Rb atomic vapor cell; PD: photodetector.

当耦合光频率与原子跃迁频率共振时, 我们分别用三、四能级系统的理论对实验结果进行拟合, 其中四能级理论拟合结果与实验结果基本符合(如图3所示). 理论拟合参数:  $\gamma_0 = 0.12$  MHz,  $\gamma = 5.75$  MHz,  $\Gamma_{10} = 7.75$  MHz,  $\Gamma_{20} = 2$  MHz,  $G_2 = 6$  MHz.

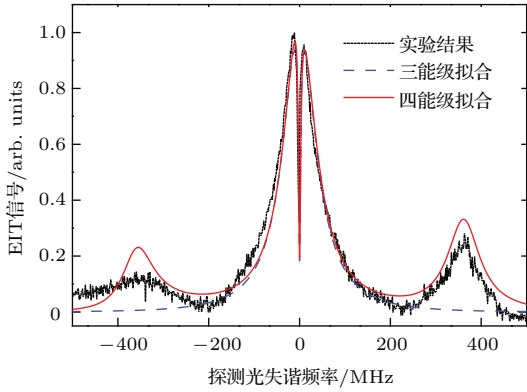


图3 (网刊彩色) 耦合光共振时 EIT 信号随探测光频率失谐的变化曲线, 用三能级系统和四能级系统的理论分别对实验结果进行拟合(红色实线为四能级系统理论拟合结果, 蓝色虚线为三能级系统理论拟合结果, 黑色点为实验结果)

Fig. 3. (color online) Experimental and theoretically fitted EIT curves for a resonant coupling-field. Red solid line: fitted for a four-level system; Blue dashed line: fitted for a three-level system; Black dots: experimental results.

我们在研究铷蒸汽  $\Lambda$  型系统中的受激 Raman 谱与光泵效应<sup>[14]</sup>的实验中, 也得到过耦合光共振时的 EIT 信号, 并分析了耦合光强度变化对信号的影响. 此时耦合光锁在  $5S_{1/2}$ ,  $F = 3$  到  $5P_{1/2}$ ,  $F' = 2$  的共振跃迁线上, 与本文的共振能级差 361.6 MHz. 文献<sup>[14]</sup>中得到的 EIT 信号, 三个 OPS 凹陷峰中, 探测光频率失谐  $-361.6$  MHz 的位置对应本文频率共振的位置.

在实验过程中, 我们对耦合光激光器一个特定的频率进行锁定, 而对探测光激光器进行频率扫描, 最后得到耦合光频率渐变下的吸收信号. 我们发现, 随着耦合光频率失谐量的改变, EIT 信号发生了以下变化(如图4所示).

1) 当耦合光频率分别与两个激发态共振时(对应  $\Delta_2 = 0$  和  $+360$  MHz), EIT 信号强度并不相等, 而是与激发态 |1> 共振时(即  $\Delta_2 = 0$  处)较强. 这是不同的基态—激发态跃迁概率不同造成的: 在  $^{85}\text{Rb}$  D1 线超精细结构中, 相对跃迁概率  $P_{FF'}$  分别为  $P_{33} = 4/9$ ,  $P_{32} = 5/9$ ,  $P_{23} = 7/9$ ,  $P_{22} = 2/9$ ,

$F, F'$  分别对应基态和激发态.  $F = 2$  和  $F = 3$  分别对应探测光和耦合光的跃迁. 通过对比我们发现, 耦合光的基态  $F = 3$  到两激发态  $F' = 2$  和  $F' = 3$  跃迁概率几乎相等, 而探测光差别很大,  $F = 2$  到  $F' = 3$  的跃迁概率是  $F = 2$  到  $F' = 2$  跃迁概率的 3.5 倍, 这就是造成  $\Delta_1 \approx \Delta_2 = 0$  和  $\Delta_1 \approx \Delta_2 = +360$  MHz 时, 虽然耦合光都与激发态共振, 但 EIT 信号强度不同的主要原因. 2) 当耦合光频率有失谐时, 相同失谐量, 正负失谐 EIT 信号强度不同. 此时的 EIT 信号实际上是在多普勒频移下, 不同速度群的原子共同作用效果. 当耦合光相对激发态  $F' = 3$  频率失谐为  $\Delta_2$  时, 对于激发态  $F' = 2$ , 耦合光频率失谐为  $\Delta_{2'} = \Delta_2 - 361$  MHz. 此时能与两激发态共振的原子, 其速度绝对值分别  $|v| = |\Delta_2/k|$  和  $|v'| = |(\Delta_2 - 361)/k|$ ,  $\Delta_2$  为负时的速度值  $|v'|$  要大于  $\Delta_2$  为正时的值. 由速度分布函数  $f(v)$  可知, 速度越大, 其值越小, 这就造成了相同失谐量, 正负失谐时 EIT 信号强度的差别.

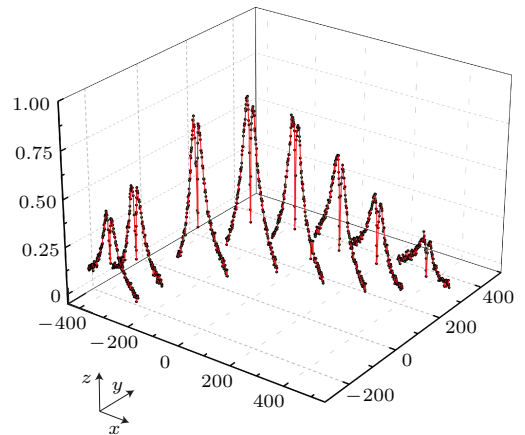


图4 (网刊彩色) 耦合光不同频率失谐量的 EIT 信号变化(图中  $x$  轴为探测光失谐频率(单位: MHz);  $y$  轴为耦合光失谐频率(单位: MHz), 失谐量从小到大依次为  $\Delta_2 = -280$  MHz,  $-230$  MHz,  $-100$  MHz,  $0$  MHz,  $+100$  MHz,  $+180$  MHz,  $+260$  MHz 和  $+360$  MHz;  $z$  轴为 EIT 信号强度(单位: 任意单位))

Fig. 4. (color online) EIT signal (arbitrary units,  $z$ -axis) as a function of coupling-field frequency (MHz,  $y$ -axis) for different probe field detuning frequencies (MHz,  $x$ -axis).

我们还研究了耦合光不同的频率失谐量, EIT 透明窗口绝对强度(即 SRS 项)和相对深度(即 SRS 与 OPS 的比值)的变化. 如图5所示, 黑色点为实验数据, 红色线为四能级系统理论拟合结果, 理论拟合与实验结果变化趋势基本一致. 由图5(a)我们可以看出, 在耦合光共振频率附近, EIT 透明窗



口的绝对强度最强, 随耦合光频率失谐的增加, 绝对强度逐渐减弱, 而透明窗口的相对深度在正失谐处反而有所增加(如图 5(b) 所示), 最大值位置在耦合光频率失谐约为 +180 MHz 处. 拟合参数:  $\gamma_0 = 0.12$  MHz,  $\gamma = 5.75$  MHz,  $\Gamma_{10} = 7.75$  MHz,  $\Gamma_{20} = 0.775$  MHz,  $G_2 = 6$  MHz.

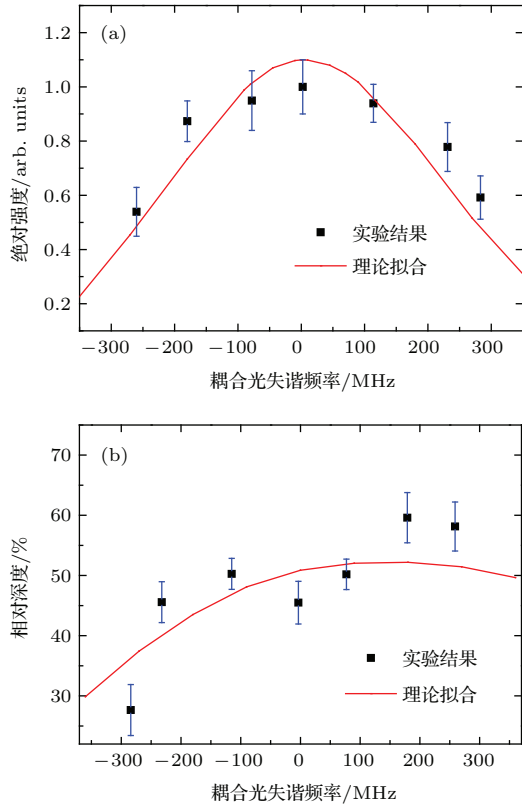


图 5 (网刊彩色) EIT 透明窗口绝对强度和相对深度随耦合光频率失谐的变化 (黑色点为实验数据, 红色线为理论拟合结果) (a) 为透明窗口的绝对强度随耦合光频率失谐的变化, 共振处透明窗口绝对强度最强; (b) 为透明窗口的相对深度随耦合光频率失谐的变化. 误差为 5%

Fig. 5. (color online) Changes of the EIT intensity: (a) and relative depth of the window; (b) as the coupling-field frequency is detuned. Black dots: experimental results; Red solid curve: fitted by theoretically for a four-level system. The error bars are  $\pm 5\%$  of the data.

EIT 透明窗口的相对深度, 在一定程度上反应了光与原子相互作用的效率, 深度越深, 表明探测光透过率越强, 作用效率越高, 这对于光存储和量子信息过程都是十分有利的. 因此, 我们又对透明窗口相对深度的影响因素进行了以下分析. 透明窗口的深度是由受激拉曼项 (SRS) 与线性吸收项 (OPS) 共同影响的. SRS 项: 原子与光场形成受激拉曼相干  $\rho_{20}$  后, 耦合光作用于原子, 在单光子共振处释放出受激拉曼散射光子. 拉曼散射光子会对探测光起到增益的作用, 透明窗口的绝对强度主要受

其影响. OPS 项: 即线性吸收项, 主要受原子布居数  $\rho_{00}$  的影响. 由三能级和四能级系统拟合的透明窗口相对深度图(如图 6 所示), 我们可以看出, 三能级系统(最上方黑色点-线图)的透明窗口相对深度在耦合光频率失谐为 0 的位置最大, 并且在正负失谐处, 相同失谐量深度值相等. 这是因为三能级系统是一个对称的系统: 由 (7) 式可知, 耦合光正负失谐  $\Delta_2$  量对 OPS 项的影响是相同的, OPS 项在共振点两侧分布对称; 在三能级系统中, 形成 SRS 项的原子是通过多普勒频移达到与原子态共振的, 由速度分布函数可知, 相同失谐量, 正、负失谐原子数相同, 因此 SRS 项也关于共振点对称. 而在四能级系统中, 无论是受激拉曼项 (SRS) 还是线性吸收项 (OPS), 都要受到两个激发态的共同影响. 原子到不同激发态跃迁概率的不同造成了四能级系统的不对称性, 因此透明窗口的相对深度也表现出不对称性, 其最大值的位置受两激发态之间的能级间

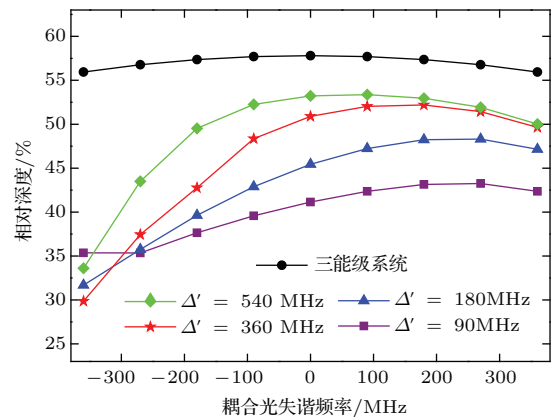


图 6 (网刊彩色) 三能级系统和四能级系统透明窗口相对深度对比图 (黑色点-线为三能级系统拟合结果, 其余为四能级系统拟合透明窗口的相对深度随  $\Delta'$  的变化. 三能级系统拟合结果透明窗口相对深度最大位置在耦合光频率共振处; 四能级系统, 不同  $\Delta'$  对应透明窗口相对深度最大值的位置分别为  $\Delta' = 90$  MHz  $\rightarrow \Delta_2 = 270$  MHz,  $\Delta' = 180$  MHz  $\rightarrow \Delta_2 = 270$  MHz,  $\Delta' = 360$  MHz  $\rightarrow \Delta_2 = 180$  MHz,  $\Delta' = 540$  MHz  $\rightarrow \Delta_2 = 90$  MHz.  $\Delta'$  越大透明窗口相对深度最大值的位置越接近 0 MHz)

Fig. 6. (color online) Comparison of the EIT window's relative depth calculated for a three-level and a four-level system for different excited level energy gaps  $\Delta'$ . Black dotted line: three-level system; Other curves are fitted for a four-level system. The position of the maximum relative depth is at the resonance point in the three-level system. In the four-level system, the positions of the maximum relative depth approaches the resonant frequency point as  $\Delta'$  increases:  $\Delta' = 90$  MHz  $\rightarrow \Delta_2 = 270$  MHz,  $\Delta' = 180$  MHz  $\rightarrow \Delta_2 = 270$  MHz,  $\Delta' = 360$  MHz  $\rightarrow \Delta_2 = 180$  MHz,  $\Delta' = 540$  MHz  $\rightarrow \Delta_2 = 90$  MHz.

隔  $\Delta'$  值的影响(如图 6 所示), 四能级拟合结果从上往下  $\Delta'$  值依次为 +540 MHz(绿色菱形点-线), +360 MHz(红色星形点-线), +180 MHz(蓝色三角形点-线)和 +90 MHz(紫色正方形点-线). 当  $\Delta'$  值的增加时, 透明窗口相对深度最大值的位置逐渐向耦合光频率共振点靠近. 此前我们也分析过,  $\Delta'$  值越大, 四能级系统就越接近三能级系统, 因而透明窗口的相对深度值的变化也逐渐表现为与三能级系统相接近. 图 6 拟合参数为  $\gamma_0 = 0.12$  MHz,  $\gamma = 5.75$  MHz,  $\Gamma_{10} = 7.75$  MHz,  $\Gamma_{20} = 0.775$  MHz,  $G_2 = 6$  MHz.

## 4 结 论

本文中, 我们建立了四能级系统的 EIT 理论模型, 在耦合光频率失谐较小时, 四能级系统理论拟合与实验结果基本相符. 我们用四能级系统分析了在耦合光频率失谐较小时, 两个激发态共同作用的 EIT 信号. 此外, 我们还对 EIT 透明窗口的绝对强度和相对深度进行了分析研究, 并用四能级系统进行分析拟合, 拟合结果和实验基本符合. 并且由三能级和四能级系统的拟合结果对比, 我们看到了四能级系统能够对 EIT 现象在耦合光频率近失谐处的不对称性进行合理的分析. 当然, 由于实验系统中的激光系统和光路、电路存在不稳定性 and 噪声, 导致实验结果与理论计算存在一定误差. 另外, 我们实验用的铷原子池除了含有 72.2% 的  $^{85}\text{Rb}$ , 还含有 27.8% 的  $^{87}\text{Rb}$ , 当 795 nm 的激光锁在  $^{85}\text{Rb}$  原子 D1 线  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$  时,  $^{85}\text{Rb}$  原子会产生共振跃迁. 虽然激光对于  $^{87}\text{Rb}$  原子的影响处于远失谐情况, 可以忽略不计, 但是与理论上仅考虑纯  $^{85}\text{Rb}$  的情况还是存在一定差异.

在量子信息存储过程中, 信号的存储和释放效率对单光子频率失谐量有一定依赖关系, 在失谐量  $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$  时, 虽然 EIT 透明窗口强度最强, 但是探测光频率正好处于共振跃迁线上, 从而被大量吸收, 导致释放信号的效率很低<sup>[20]</sup>. 而耦合光频率小失谐处既可以降低吸收, 同时还有较好的 EIT 透明区, 我们希望能够找到一个较好的耦合光频率失谐的位置, 来解决这一矛盾, 提高光存储效率. 我们对耦合光频率在跃迁共振附近(即频率失谐量较小)的 EIT 信号相对深度进行了详细的研究, 发现相对深度最大值的位置不是在共振处, 而是在频率失谐为 +180 MHz 的位置, 这在一定程度上可以解

释和解决存储效率问题. 因此, 失谐处 EIT 信号的研究对于光存储效率的提高, 有一定的现实指导意义.

感谢日本电气通信大学的中川贤一教授和山西大学的何军博士给予的有益讨论和帮助.

## 参考文献

- [1] Harris S E 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 1033
- [2] Bollor K J, Imamolu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- [3] Zibrov A S, Lukin M D, Scully M O 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4049
- [4] Scully M O 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 1855
- [5] Kash M M, Sautenkov V A, Zibrov A S, Hollberg L, Welch G R., Lukin M D, Rostovtsev Y, Fry E S, Scully M O 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 5229
- [6] Kasapi A, Jain M, Yin G Y, Harris S E 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2447
- [7] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [8] Fleischhauer M, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5094
- [9] Chen Y H, Lee M J, Wang I C, Du S W, Chen Y F, Chen Y C, Yu I A 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 083601
- [10] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
- [11] Kuzmich A, Bowen W P, Boozer A D, Boca A, Chou C W, Duan L M, Kimble H J 2003 *Nature* **423** 731
- [12] Ding D S, Wu J H, Zhou Z Y, Liu Y, Shi B S, Zou X B, Guo G C 2013 *Phys. Rev. A* **87** 013835
- [13] Ding D S, Wu J H, Zhou Z Y, Liu Y, Shi B S, Zou X B, Guo G C 2013 *Phys. Rev. A* **87** 053830
- [14] Pei L Y, Wang R Q, Zuo Z C, Wu L A, Fu P M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 124208 (in Chinese) [裴丽娅, 王如泉, 左战春, 吴令安, 傅盘铭 2013 物理学报 **62** 124208]
- [15] Wang Y H, Wang J M, YAN S B, Liu T, Zhang T C 2005 *Chin. J. Lasers* **32** 16 (in Chinese) [王彦华, 王军民, 闫树斌, 刘涛, 张天才 2005 中国激光 **32** 16]
- [16] Pei L Y, Lu X G, Bai J H, Miao X X, Wang R Q, Wu L A, Ren S W, Jiao Z Y, Zhu H F, Fu P M, Zuo Z Z 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063822
- [17] Mendes M S, Saldanha P L, Tabosa J W R, Felinto D 2013 *New J. Phys.* **15** 1
- [18] Vurgaftman I, Bashkansky M 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063836
- [19] Fiore V, Yang Y, Kuzyk M C, Barbour R, Tian L, Wang H L 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 133601
- [20] Meng X D, Tian L, Zhang Z Y, Yan Z H, Li S J, Wang H 2012 *Acta Sin. Quant. Opt.* **18** 357 (in Chinese) [孟祥栋, 田龙, 张志英, 闫智辉, 李淑静, 王海 2012 量子光学学报 **18** 357]

# Electromagnetically induced transparency in a near-resonance coupling field\*

Wang Meng<sup>1)2)</sup> Bai Jin-Hai<sup>1)</sup> Pei Li-Ya<sup>1)</sup> Lu Xiao-Gang<sup>1)</sup> Gao Yan-Lei<sup>1)2)</sup>  
Wang Ru-Quan<sup>1)</sup> Wu Ling-An<sup>1)</sup> Yang Shi-Ping<sup>2)</sup> Pang Zhao-Guang<sup>2)</sup>  
Fu Pan-Ming<sup>1)</sup> Zuo Zhan-Chun<sup>1)†</sup>

1) (*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Beijing 100190, China*)

2) (*College of Physics and Information Engineering, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050000, China*)

( Received 6 November 2014; revised manuscript received 5 February 2015 )

## Abstract

The phenomenon of electromagnetically induced transparency (EIT) in  $^{85}\text{Rb}$  atomic vapor is studied in a  $\Lambda$ -type of four-level system with the coupling laser frequency detuned from the atomic resonance frequency. We find that the EIT intensity grows weaker as the coupling laser frequency is detuned from resonance, but the relative depth of the transparency window increases. The maximum depth appears when the coupling frequency is detuned at about +180 MHz, not at the resonance frequency. We demonstrate that this is a result of the combined effect of the two excited states, and present a theoretical analysis based on the four-level system, which agrees quite well with the experimental results.

**Keywords:** four-level system, electromagnetically induced transparency, frequency detuning

**PACS:** 42.65.-k, 42.50.Gy, 42.65.Dr

**DOI:** [10.7498/aps.64.154208](https://doi.org/10.7498/aps.64.154208)

---

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2013CB922002, 2010CB922904), and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274376, 61308011, 11474347).

† Corresponding author. E-mail: [zcزو@iphy.ac.cn](mailto:zcزو@iphy.ac.cn)