

# 倒 Y 型四能级量子系统中亚光速和超光速传播现象的转换研究\*

孟冬冬<sup>1)†</sup> 刘晓东<sup>1)2)</sup> 张森林<sup>1)</sup>

1)(天津工业大学理学院物理系,天津 300160)

2)(日本佐贺大学理工学部,佐贺 840-8502)

(2010年5月31日收到;2010年8月25日收到修改稿)

研究了探测场、耦合场和驱动场三场作用下倒 Y 型四能级量子系统的光学特性,利用数值模拟的方法探讨了外加相干驱动场的拉比频率和失谐量变化时系统对探测光场吸收特性的影响. 通过绘制三维立体图,发现了探测光场的群速度在电磁诱导透明窗口处的变化规律,并且选择合适的驱动场拉比频率和失谐量,可以在理论上实现亚光速和真空光速以及超光速传播之间的转换.

**关键词:** 倒 Y 型四能级, 群速度, 超光速传播, 亚光速传播

**PACS:** 03.67.-a, 42.50.Nn

## 1. 引言

近年来,随着量子信息科学的发展,量子相干现象逐渐引起人们的关注. 量子相干讨论的是光与物质的相互作用,是指利用相干的电磁场将原子的两个能级状态耦合起来形成新的能级状态. 其实质就是由一束或多束相干光的作用导致物质本身的能级状态发生改变,从而在另一束光的吸收、色散或非线性折射率中表现出来<sup>[1,2]</sup>. 人们通过对量子相干的研究已经证实了许多新的物理效应,例如相干布居俘获、电磁诱导透明(EIT)、无反转激光和慢光等物理现象<sup>[3-5]</sup>. 自从1999年哈佛大学的 Hau 研究小组成功地在超冷钠蒸汽中使光速减慢至 17 m/s 开始,亚光速与超光速传播的研究逐渐受到人们的关注<sup>[6,7]</sup>.

亚光速与超光速传播的基本思想是利用 EIT 技术使介质的吸收率发生极大的变化,同时介质的色散率和折射率在吸收为零处发生极为陡峭的变化,使原本应该被介质吸收的共振相干光不仅能够顺利通过介质,而且其群速度也发生极大的改变,产生极大的光学非线性效应<sup>[8-14]</sup>. 本文主要研究倒 Y

型四能级量子系统与三场相互作用时的光学特性. 通过求解密度矩阵方程<sup>[15-21]</sup>,利用数值模拟计算的方法讨论驱动场拉比频率和失谐量变化时系统对探测光场吸收特性的影响. 通过绘制三维立体图,发现探测光场的群速度在 EIT 窗口处的变化规律. 选择合适的外加驱动场拉比频率和失谐量,从而在理论上实现亚光速和真空光速以及超光速传播之间的转换.

## 2. 理论模型

倒 Y 型四能级系统的能级结构模型如图 1 所示. 首先,把四个能级从低到高分别标记为  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$ ,  $|3\rangle$  和  $|4\rangle$ , 设相应的能量为  $\hbar\omega_i$  ( $i=1,2,3,4$ ) 且满足  $0 = \hbar\omega_1 < \hbar\omega_2 < \hbar\omega_3 < \hbar\omega_4$ <sup>[8,9]</sup>. 在超冷<sup>85</sup>Rb 原子蒸气中这种模型的超精细结构可以表示为<sup>[19]</sup>  $|1\rangle = |5S_{1/2}, F=1\rangle$ ,  $|2\rangle = |5S_{1/2}, F=2\rangle$ ,  $|3\rangle = |5P_{1/2}, F=1\rangle$  和  $|4\rangle = |5D_{5/2}, F=2\rangle$ . 在此系统中允许的电偶极跃迁如下: 频率为  $\omega_p$  的探测场  $E_p$  (拉比频率  $\Omega_p$ ) 与能级间隔为  $\omega_{31}$  的两个能级  $|1\rangle$ ,  $|3\rangle$  相互作用; 频率为  $\omega_d$  的驱动场  $E_d$  (拉比频率  $\Omega_d$ ) 与能级间隔为  $\omega_{43}$  的两个能级  $|3\rangle$ ,  $|4\rangle$  相互作用; 频

\* 天津工业大学博士科研启动基金(批准号:20080033)资助的课题.

† E-mail: mengdongmail@163.com

率为  $\omega_c$  的耦合场  $E_c$  (拉比频率  $\Omega_c$ ) 与能级间隔为  $\omega_{32}$  的两个能级  $|2\rangle, |3\rangle$  相互作用. 假设所有的拉比频率都是真实的, 对应于能级  $|3\rangle \rightarrow |1\rangle, |3\rangle \rightarrow |2\rangle$  和  $|4\rangle \rightarrow |3\rangle$  的衰减速率分别为  $\gamma_1, \gamma_2$  和  $\gamma_3$ . 相应能级间隔与光场频率的失谐量分别为  $\Delta_c = \omega_c - \omega_{32}, \Delta_d = \omega_d - \omega_{43}, \Delta_p = \omega_p - \omega_{31}$ .

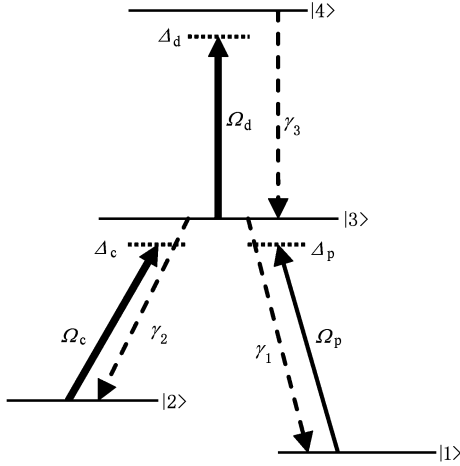


图1 倒Y型四能级系统的能级结构模型

这个系统的哈密顿量为  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1$ , 其中原子的自由哈密顿量  $\hat{H}_0 = \sum_{i=1}^4 \hbar\omega_i |i\rangle\langle i|$ ,  $\hbar\omega_i$  是原子对应能级  $|i\rangle$  的能量, 偶极相互作用哈密顿量  $\hat{H}_1 = -\hbar(\Omega_p |3\rangle\langle 1| + \Omega_c |2\rangle\langle 3| + \Omega_d |3\rangle\langle 4| + h.c.)$ . 因此, 在偶极近似和旋波近似下, 系统的哈密顿量可写为:

$$\hat{H} = \hbar[\Delta_p |1\rangle\langle 1| + \Delta_c |2\rangle\langle 2| + \Delta_d |4\rangle\langle 4| + (\Omega_p |3\rangle\langle 1| + \Omega_c |2\rangle\langle 3|$$

$$+ \Omega_d |3\rangle\langle 4| + h.c.)]. \quad (1)$$

于是, 这个系统的约化密度矩阵方程<sup>[8-10]</sup>为

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= 2\gamma_1\rho_{33} + i\Omega_p(\rho_{13} - \rho_{31}), \\ \dot{\rho}_{22} &= 2\gamma_2\rho_{33} + i\Omega_c(\rho_{23} - \rho_{32}), \\ \dot{\rho}_{33} &= -2(\gamma_1 + \gamma_2)\rho_{33} + 2\gamma_3\rho_{44} - i\Omega_p(\rho_{13} - \rho_{31}) \\ &\quad - i\Omega_c(\rho_{23} - \rho_{32}) + i\Omega_d(\rho_{34} - \rho_{43}), \\ \dot{\rho}_{44} &= -2\gamma_3\rho_{44} - i\Omega_d(\rho_{34} - \rho_{43}), \\ \dot{\rho}_{12} &= i(\Delta_p - \Delta_c)\rho_{12} + i\Omega_c\rho_{13} - i\Omega_p\rho_{32}, \\ \dot{\rho}_{13} &= -(\gamma_1 + \gamma_2 - i\Delta_p)\rho_{13} + i\Omega_c\rho_{12} \\ &\quad + i\Omega_d\rho_{14} + i\Omega_p(\rho_{11} - \rho_{33}), \\ \dot{\rho}_{14} &= -[\gamma_3 - i(\Delta_p + \Delta_d)]\rho_{14} \\ &\quad + i\Omega_d\rho_{13} - i\Omega_p\rho_{34}, \\ \dot{\rho}_{34} &= -(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 - i\Delta_d)\rho_{34} \\ &\quad - i\Omega_p\rho_{14} - i\Omega_c\rho_{24} + i\Omega_d(\rho_{33} - \rho_{44}), \\ \dot{\rho}_{23} &= -(\gamma_1 + \gamma_2 - i\Delta_c)\rho_{23} + i\Omega_p\rho_{21} \\ &\quad + i\Omega_d\rho_{24} + i\Omega_c(\rho_{22} - \rho_{33}), \\ \dot{\rho}_{24} &= -[\gamma_3 - i(\Delta_d + \Delta_c)]\rho_{24} \\ &\quad + i\Omega_d\rho_{23} - i\Omega_c\rho_{34}, \end{aligned} \quad (2)$$

并且满足关系式

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1.$$

要得到驱动场、探测场和耦合场三场作用下的倒Y型四能级量子系统的光学特性, 需要求解密度矩阵方程组的稳态解<sup>[11-15]</sup>. 假设(2)式左边各项为零, 意味着系统各能级跃迁速率及粒子数布居都达到了动态平衡状态, 得到稳态情况下密度矩阵方程的非对角元  $\rho_{13}$  的稳态解

$$\rho_{13} = \frac{\Omega_p\rho_{11}}{-\Delta_p - i(\gamma_1 + \gamma_2) + \frac{\Omega_c^2}{\Delta_p - \Delta_c} + \frac{\Omega_d^2}{\Delta_p + \Delta_d + i\gamma_3}}. \quad (3)$$

一般来讲, 近简并基态  $|1\rangle$  和  $|2\rangle$  的衰减速率  $\gamma_1 \approx \gamma_2$ . 密度矩阵的对角元素  $\rho_{ii}$  ( $i=1, 2, 3, 4$ ) 分别表示原子高能级和低能级的布居数, 而非对角元素  $\rho_{ij}$  ( $i, j=1, 2, 3, 4; i \neq j$ ) 决定了单个原子的复极化率  $\chi = \chi' + i\chi''$ , 它确定了介质的光学性质, 其实部  $\chi'$  和虚部  $\chi''$  分别表示介质对光场的色散和吸收. 由极化率的关系式  $\chi = \frac{P}{\varepsilon_0 E} = \frac{\mu_{13}^* N}{\varepsilon_0 E_p} \rho_{13}$  (其中  $E_p = \frac{\hbar\Omega_p}{\mu_{13}}$ ), 可得到实部  $\chi'$  和虚部  $\chi''$  的表达式如下:

$$\chi' = \text{Re}\left(\frac{P}{\varepsilon_0 E_p}\right) = \frac{N|\mu_{13}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \times \frac{(\Delta_p - \Delta_c)[(\Delta_p + \Delta_d)A + \gamma_3 B]}{A^2 + B^2}, \quad (4)$$

$$\chi'' = \text{Im}\left(\frac{P}{\varepsilon_0 E_p}\right) = \frac{N|\mu_{13}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \times \frac{(\Delta_p - \Delta_c)[\gamma_3 A - (\Delta_p + \Delta_d)B]}{A^2 + B^2}, \quad (5)$$

这里

$$\begin{aligned}
 A &= (\Delta_p + \Delta_d)\Omega_c^2 + (\Delta_p - \Delta_c)\Omega_d^2 \\
 &\quad + (\Delta_c - \Delta_p)[\Delta_p(\Delta_p + \Delta_d) - 2\gamma_1\gamma_3], \\
 B &= (\Delta_c - \Delta_p)[\gamma_3\Delta_p \\
 &\quad + 2\gamma_1(\Delta_p + \Delta_d)] + \Omega_c^2\gamma_3,
 \end{aligned}$$

其中  $N$  表示原子数密度,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $\mu_{13}$  为电偶极矩阵元.

### 3. 数值分析

由以上计算可以得到介质的介电性质——复折射率为

$$\hat{n} = n_g + i\kappa = \sqrt{1 + \chi' + i\chi''}, \quad (6)$$

其中, 群折射率  $n_g$  和吸收系数  $\kappa$  分别如下:

$$\begin{aligned}
 n_g &= \text{Re} \sqrt{1 + \chi' + i\chi''} \\
 &\approx 1 + \chi'/2 + (\Delta_p/2) \cdot (\partial\chi')/(\partial\Delta_p), \\
 \kappa &= \text{Im} \sqrt{1 + \chi' + i\chi''}. \quad (7)
 \end{aligned}$$

因而, 探测光在介质中传播的群速度  $v_g = c_0/n_g$ . 这里定义  $\Delta n_g = \chi'/2 + (\Delta_p/2) \cdot (\partial\chi')/(\partial\Delta_p)$ , 且在  $\Delta n_g$  很大的情况下,  $\Delta n_g \approx n_g$ . 当  $\Delta n_g > 0, \kappa > 0$  时,  $v_g < c_0$ , 介质为普通电介质 (传播速度为亚光速); 当  $\Delta n_g = 0, \kappa = 0$  时, 介质相当于真空, 对探测光没有任何影响; 当  $0 < \Delta n_g < 1$  或  $\Delta n_g < 0$  时,  $v_g > c_0$  或  $v_g < 0$ , 可以得到理论上的“超光速”或“负速度”效应 (通常也将“负速度”称为“超速度”), 但必须要求吸收系数  $\kappa \approx 0$  才可以在实验上研究其可测效应. 所以, 以下讨论均在  $\kappa \approx 0$  的透明窗口内才有效. 下面的数值计算中, 假设  $^{85}\text{Rb}$  原子在超冷温度下且 Doppler 效应忽略不计, 电偶极距  $|\mu_{13}| = 2.5 \times 10^{-29} \text{ C}\cdot\text{m}$ , 原子数密度  $N = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , 因此可得  $\frac{N|\mu_{13}|^2}{\epsilon_0\hbar} \approx 1.34 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ .

在假定介质的衰减速率  $\gamma_3 = 0.1\gamma_1$ , 耦合场  $E_c$  与能级  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$  共振 ( $\Delta_c = 0$ ), 以及耦合场拉比频率  $\Omega_c = 1.0\gamma_1$  时, 探讨如下两种情况的亚光速、真空光速  $c_0$  和超光速之间的转换: 1) 固定驱动场  $E_d$  的拉比频率  $\Omega_d = 1.0\gamma_1$ , 调节拉曼失谐  $\Delta_d$ ; 2) 固定驱动场  $E_d$  的拉曼失谐  $\Delta_d = -0.5\gamma_1$ , 调节拉比频率  $\Omega_d$ .

#### 3.1. 拉曼失谐 $\Delta_d$ 的调控作用

在  $\gamma_3 = 0.1\gamma_1, \Delta_c = 0, \Omega_c = 1.0\gamma_1$  时, 不同失谐量  $\Delta_d$  对具有不同失谐  $\Delta_p$  的探测光场  $E_p$  在介质中

传播时吸收系数  $\kappa$  和群折射率  $n_g$  的影响如图 2 (a), (b) 所示. 为了清晰显示亚光速和超光速的转变, 在图 2(b) 中用  $\Delta n_g = 0$  平面来表示  $v_g = c_0$  这一中间情况. 那么,  $\Delta n_g = 0$  平面以上的数据点为亚光速传播状态,  $\Delta n_g = 0$  平面以下的点即为超光速传播状态.

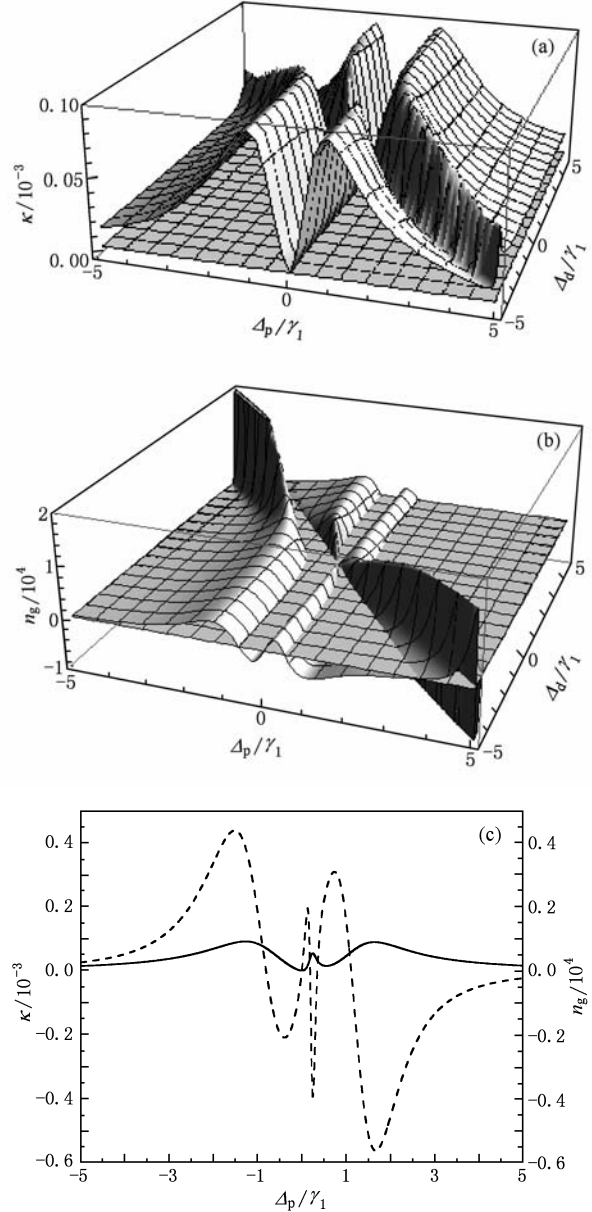


图 2 (a) 探测光的吸收系数随失谐量  $\Delta_d, \Delta_p$  的演化; (b) 群折射率随失谐量  $\Delta_d, \Delta_p$  的演化; (c)  $\Delta_d = -0.5\gamma_1$  时, 吸收系数 (实线) 和群折射率 (虚线) 随失谐量  $\Delta_p$  的演化. 各物理量取值为  $\Delta_c = 0, \gamma_3 = 0.1\gamma_1, \Omega_c = 1.0\gamma_1, \Omega_d = 1.0\gamma_1$

由吸收系数  $\kappa$  的表达式可知, 在  $\Delta_p = \Delta_c$  处介质对探测光场的吸收系数为零, 但由于高能级  $|4\rangle$  的

衰减速率  $\gamma_3$  的存在,使得  $\Delta_p + \Delta_d = 0$  处的吸收系数虽然很小但不为零,只有当  $\gamma_3 = 0$  时吸收才为零,通常在吸收很小的情况下将第二个窗口称为准透明窗口. 对于厚度为 1 mm 的超冷铷原子材料,假设探测光透过材料后光强衰减到不低于原来的 10%,则由  $\frac{I}{I_0} = \exp(-\alpha x) \geq 10\%$  可知  $\alpha \leq 2.3 \times 10^3$ ,由透射

$$d = \frac{1}{\alpha} = \frac{\lambda_0}{4\pi\kappa} \text{ 可知吸收系数 } \kappa \leq \frac{\alpha\lambda_0}{4\pi} \leq \frac{2.3 \times 10^3 \times 794.98 \times 10^{-9}}{4\pi} \leq 0.146 \times 10^{-3} \text{ 时对应窗}$$

口可以看作是一个 EIT 窗口,该窗口处群折射率的变化才有效.

由图 2(a), (b) 可知,随着  $\Delta_d$  的变化在  $\Delta_p = 0$  处出现了 EIT 窗口并保持不变,在该窗口处  $\Delta n_g \gg 1$ ,则  $n_g \approx \Delta n_g$ ,且群折射率由  $n_g < 0$  转换为  $n_g > 0$ ,即探测光场的群速度由超光速转换为亚光速传播. 同时在  $\Delta_p = -\Delta_d$  窗口附近出现了吸收较小的准透明窗口,此窗口处的吸收系数小于  $0.146 \times 10^{-3}$ ,因此该窗口可以看作是一个 EIT 窗口,探测光场的群速度在该窗口处也由超光速转换为亚光速传播,且随着  $|\Delta_d|$  的增大群折射率的变化不断增大,即超光速和亚光速现象不断增强. 为了更好地说明此问题,取  $\Delta_d = -0.5\gamma_1$  时的吸收系数和群折射率的二维曲线图,见图 2(c). 在  $\Delta_p = 0$  和  $\Delta_p = -0.5\gamma_1$  附近的两个窗口均为 EIT 窗口,探测光场在这两个透明窗口处均由超光速转换为亚光速传播,在此情况下,群折射率  $n_g$  的最小值约为  $-0.39 \times 10^4$ ,最大值约为  $0.31 \times 10^4$ .

### 3.2. 拉比频率 $\Omega_d$ 的调控作用

在  $\gamma_3 = 0.1\gamma_1, \Delta_c = 0, \Omega_c = 1.0\gamma_1$  时,不同驱动场拉比频率  $\Omega_d$  对具有不同失谐  $\Delta_p$  的探测光场  $E_p$  在介质中传播时吸收系数  $\kappa$  和群折射率  $n_g$  的影响如图 3(a), (b) 所示. 由图 3(a), (b) 可知,对于确定的失谐量  $\Delta_d = -0.5\gamma_1$ ,若  $\Omega_d = 0$ ,则系统相当于一个双场作用下  $\Lambda$  型系统,仅在  $\Delta_p = 0$  处存在一个 EIT 窗口,探测光的群速度在该窗口处由超光速转换为亚光速传播,随着驱动场拉比频率  $\Omega_d$  的增大,  $\Delta_p = 0$  窗口处的 EIT 窗口不断变宽,在该透明窗口处的亚光速现象逐渐减弱,当驱动场的拉比频率  $\Omega_d$  增大到一定值后,探测光的群速度在该透明窗口处将由超光速转换为真空光速传播. 同时,在  $\Delta_p = 0.5\gamma_1$  附近出现了吸收较小的准透明窗口,且此窗

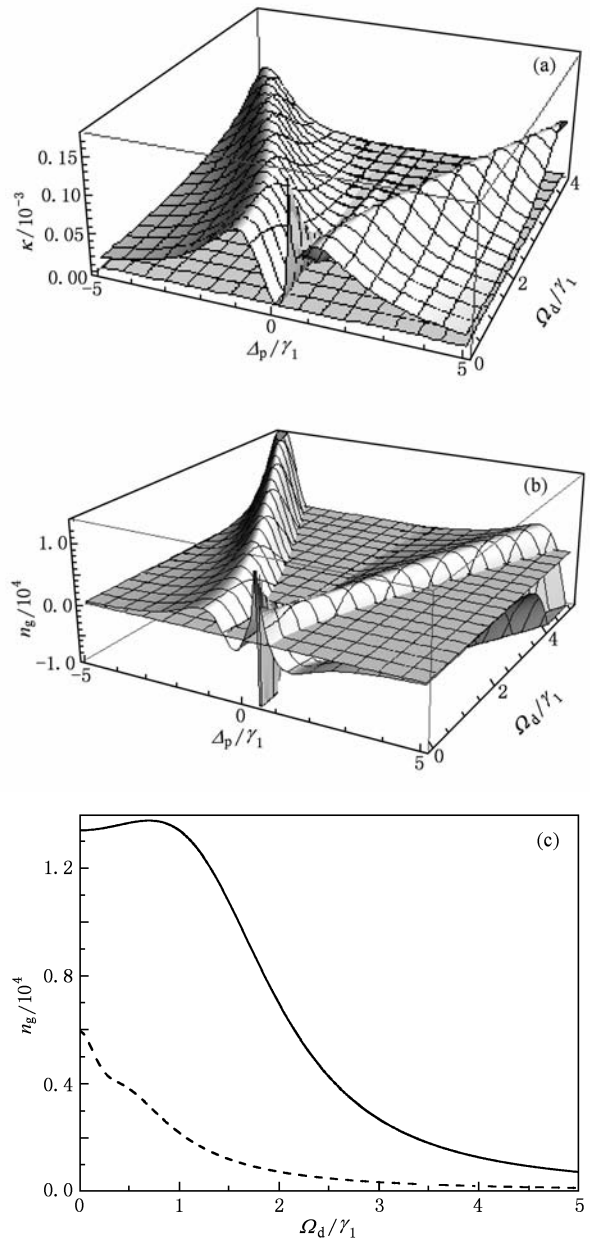


图3 (a)探测光的吸收系数随拉比频率  $\Omega_d$ ,失谐量  $\Delta_p$  的演化;(b)群折射率随拉比频率  $\Omega_d$ ,失谐量  $\Delta_p$  的演化;(c)群折射率分别在失谐量  $\Delta_p = 0$ (实线)和  $\Delta_p = 0.5\gamma_1$ (虚线)窗口处随拉比频率  $\Omega_d$  的演化.  $\Delta_c = 0, \gamma_3 = 0.1\gamma_1, \Omega_c = 1.0\gamma_1, \Delta_d = -0.5\gamma_1$

口处的吸收系数均小于  $0.146 \times 10^{-3}$ ,因此该窗口可以看作是一个 EIT 窗口. 在该窗口处探测光由超光速转换为亚光速传播,随着驱动场拉比频率  $\Omega_d$  的增大,透明窗口不断加宽,并且窗口附近的超光速现象逐渐减弱,当驱动场的拉比频率  $\Omega_d$  增大到一定值后,探测光的群速度在该透明窗口处将由真空光速转换为亚光速传播. 为了更好地说明驱动场的拉比频率  $\Omega_d$  对群折射率的影响,取  $\Delta_p = 0$  和  $\Delta_p$

$= 0.5\gamma_1$  窗口处的群折射率随驱动场拉比频率  $\Omega_d$  变化的二维曲线图(见图 3(c)). 可以明显地看出, 随着驱动场拉比频率  $\Omega_d$  的增大, 介质的群折射率不断减小, 从而影响探测光在介质中传播时群速度的变化.

总之, 驱动场拉比频率和失谐量的改变控制了系统的 EIT 效应以及透明窗口处介质群折射率的变化, 从而反应出了探测光场的群速度变化, 使得探测光场在介质中由真空光速转变为亚光速以及超光速传播变得可能. 本文主要通过绘制三维立体图形, 更全面地描绘了各参量的改变对介质群折射率的影响, 有利于整体把握探测光场的吸收和群速度的变化规律, 为以后的研究工作提供更多的方便.

## 4. 结 论

本文从理论上研究了探测场、耦合场和驱动场三场作用下倒 Y 型四能级量子系统的光学特性. 通过求解密度矩阵方程, 并利用数值模拟计算的方法探讨了驱动场拉比频率和失谐量变化时系统对探测光场吸收特性的影响. 通过绘制三维图形, 发现随着驱动场拉比频率和失谐量的改变, 系统会出现 EIT 现象, 进而研究了在 EIT 窗口处产生的亚光速和真空光速以及超光速传播之间的转换. 发现在其他参数为定值的情况下, 通过改变拉比频率和失谐量可以实现亚光速和真空光速以及超光速之间的转换. 这将为亚光速和超光速实验提供理论帮助.

- [1] Han D A, Zeng Y G, Cao H 2008 *Commun. Theor. Phys.* **50** 197
- [2] Han D A, Guo H, Bai Y F, Sun H 2005 *Phys. Lett. A* **334** 243
- [3] Li C B, Zhang Y P, Nie Z Q, Zheng H B, Shi M Z, Liu D N, Song J P, Lu K Q 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5354
- [4] Chen J, Liu Z D, Zheng J, Pang W, You S P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 044201
- [5] Luo B, Hang C, Li H J, Huang G X 2010 *Chin. Phys. B* **19** 054214
- [6] Liu H Y, Meng Z M, Dai Q F, Wu L J, Lan S, Liu S H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4702 (in Chinese) [刘海英、蒙自明、戴峭峰、吴立军、兰 胜、刘颂豪 2009 物理学报 **58** 4702]
- [7] Zhang L S, Li X L, Wang J, Yang L J, Feng X M, Li X W, Fu G S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4921 (in Chinese) [张连水、李晓莉、王 健、杨丽君、冯晓敏、李晓菁、傅广生 2008 物理学报 **57** 4921]
- [8] Meng D D, Liu X D, Zheng Y, Chee J, Hu Z N, Yan X Q 2010 *Optoelectronics Lett.* **6** 65
- [9] Meng D D, Liu X D, Zheng Y, Yan X Q, Hu Z N, Qi Z 2010 *J. Tianjin Normal Univ.* **30** 40 (in Chinese) [孟冬冬、刘晓东、郑 渝、闫学群、胡占宁、戚 桢 2010 天津师范大学学报 **30** 40]
- [10] Zheng J, Liu Z D, Zeng F H, Fang H J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4219 (in Chinese) [郑 军、刘正东、曾福华、方慧娟 2008 物理学报 **57** 4219]
- [11] Zhang L Y, Liu Z D 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3641 (in Chinese) [张丽英、刘正东 2005 物理学报 **54** 3641]
- [12] Sadeghi S M, Meyer J 1999 *Phys. Rev. A* **59** 3998
- [13] Zhang L S, Zhuang Z H, Li X L, Yang L J, Feng X M 2007 *Chin. J. Quant. Electro.* **24** 548 (in Chinese) [张连水、庄仲红、李晓莉、杨丽君、冯晓敏 2007 量子电子学报 **24** 548]
- [14] Zhang Y P, Khadka U, Anderson B, Xiao M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 013601
- [15] Joshi A, Xiao M 2005 *Phys. Rev. A* **71** 041801
- [16] Joshi A, Xiao M 2005 *Phys. Rev. A* **72** 062319
- [17] Joshi A, Xiao M 2006 *Phys. Rev. A* **74** 052318
- [18] Hu X M, Wang F 2007 *Phys. Rev. A* **75** 065802
- [19] Zhang Y P, Anderson B, Xiao M 2008 *Phys. Rev. A* **77** 061801
- [20] Yang X H, Zhu S Y 2008 *Phys. Rev. A* **78** 023818
- [21] Qi J B 2010 *Phys. Scr.* **81** 015402
- [22] Li Y, Sun C P 2004 *Phys. Rev. A* **69** 051802

# The conversion between subluminal and superluminal light propagation phenomena in an inverted Y-type four-level quantum system \*

Meng Dong-Dong<sup>1)†</sup> Liu Xiao-Dong<sup>1)2)</sup> Zhang Sen-Lin<sup>1)</sup>

1) (*Department of Physics, College of Science, Tianjin Polytechnic University, Tianjin 300160, China*)

2) (*Faculty of Science and Engineering, Saga University, Saga 840-8502, Japan*)

(Received 31 May 2010; revised manuscript received 25 August 2010)

## Abstract

We have studied the light propagation properties in an inverted Y-type four-level quantum system coupled with probe, couple and driving fields. Using the numerical simulation method, we investigate the absorption properties of the probe light field when the Rabi frequency and detuning of the driving field are changed. From the three-dimensional graphics, we find the variations of the probe group velocity at the electromagnetically induced transparency windows. Furthermore, we theoretically obtain the conversion among subluminal, vacuum and superluminal light propagation by adjusting the Rabi frequency and detuning of the external driving field properly.

**Keywords:** inverted Y-type four-level, group velocity, superluminal propagation, subluminal propagation

**PACS:** 03.67.-a, 42.50.Nn

---

\* Project supported by the Scientific Research Starting Fund for the Doctoral Program of Tianjin Polytechnic University, China (Grant No. 20080033).

† E-mail: mengdongmail@163.com