

文章编号: 1673- 0062(2009) 04- 0049- 04

V 系统中实现群速度由慢光速到超光速的转换

杜 丹, 王振华, 彭志华

(南华大学 数理学院, 湖南 衡阳 421001)

摘 要: 在近简并的封闭三能级 V 系统中, 一束弱激光探测场的群速度可以通过控制一单色驱动场的强度实现慢光速到超光速的转换. 采用修饰态的方法在物理上解释了产生这种现象的可能原因.

关键词: V 系统; 群速度; 慢光速; 超光速; 相干 布局捕获

中图分类号: O436 **文献标识码:** A

The Change of Group Velocity from Subluminal to Superluminal Light Propagation in the V System

DU Dan, WANG Zhen-hua, PENG Zhì-hua

(School of Mathematics and Physics University of South China, Hengyang Hunan 421001, China)

Abstract This paper reveals that the group velocity of a weak laser probe field can be manipulated by controlling the intensity of the driving field applied to a near- degenerate closed three- level V system. Such control can even cause the probe propagation to change from subluminal to superluminal. And the results mentioned above can be understood in terms of dressed states.

Key words V system; group velocity; subluminal light propagation; superluminal light propagation; coherent- population- trapping

近年来, 通过激光与物质的相互作用实现光的群速度控制, 已成为人们理论和实验上探讨的热点. Harris^[1]认为电磁诱导透明可以降低光的群速度, Hau^[2]在波色凝聚体中将光的群速度减小到 17 m/s. 不久后, 人们又陆续在热气体中将光的群速度控制到 90 m/s^[3]和 8 m/s^[4], 在固体中减小到 45 m/s^[5]. 根据 Steinberg 和 Chiao^[6]的设想, Wang 等人^[7]用双场激发一个三能级 Λ 系统实现了超光速的传播. 最近, 人们更感兴趣的是如何在相同的系统中仅仅通过改变相关参数就可以

实现光的群速度由慢光速到超光速的转换. Agarwal^[8]用一个微波场耦合 Λ 系统的两个低能级, 光的群速度的转换可以通过调节微波场的强度实现. Sahra^[9]认为用两个激光场和一微波场与双 Λ 系统发生相互作用, 改变不同场间的相位可以控制光的群速度. Kang 等人^[10]采用 Λ 系统加一个辅助跃迁能级的模型, 理论上分析得到, 当增加辅助耦合场的强度时光的群速度从慢光速转换到超光速. 并从实验上验证了这个结论的正确性.

到目前为止, 大部分研究工作都把实现光群

收稿日期: 2009- 05- 05

作者简介: 杜 丹 (1979-), 女, 湖北洪湖人, 南华大学数理学院讲师, 硕士, 主要研究方向: 激光物理.

速度转换的模型集中在 Λ 系统,原因是 Λ 系统是产生原子相干布局捕获^[1]的理想模型.当发生相干布局捕获时,原子进入暗态并不再被激发.事实上,上面提到的几种以 Λ 系统^[8-10]为基础的模型,在吸收很小的区域发生光群速度的转换并不完全是在相干布局捕获的条件下发生,有时需要人为破坏产生暗态或相干布局捕获的条件,一般通过辅助能级^[8-10]或双光子失谐^[11]达到这个目的.换句话说,原子相干布局捕获不是产生损耗小的群速度转换的必要条件.既然如此, Λ 系统也不是在实验上实现光群速度转换的唯一选择.在本文中采用一单色相干场驱动一近简并的封闭三能级 V 系统,理论上分析得到:当把驱动场的强度调节到一定弱时,弱探测场的群速度小于光速,当驱动场的强度很强时,探测场的群速度超过光速,即通过调节驱动场的强度可以实现光群速度由慢光速到超光速的转换.并采用修饰态^[12]的方法从物理上解释了这种现象.

1 模型和方程

考虑被单色相干场驱动的近简并 V 系统如图 1、图 2 所示. $|1\rangle - |2\rangle$ 是偶极禁戒跃迁,两个激光场 $E = \frac{1}{2}(E_c e^{-i\omega_c t} + E_p e^{-i\omega_p t} + c.c.)$ 同时与两个偶极跃迁 $|0\rangle - |1\rangle$ 和 $|0\rangle - |2\rangle$ 发生相互作用,值得指出的是这与一般的两个场分别耦合两个不同跃迁的情况不同.

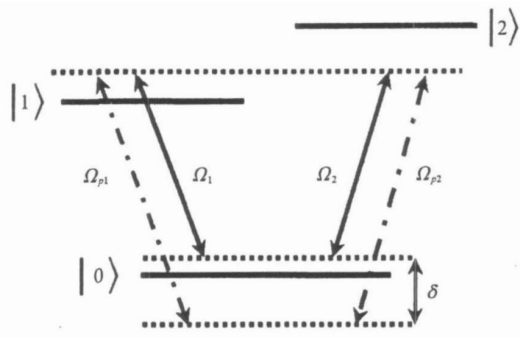


图 1 一单色相干驱动场和一弱探测场与一近简并三能级 V 系统相互作用示意图

Fig 1 Schematic diagram of the near-degenerate three-level V system has interaction with a single coherent driving field and a weak probing field

在这个模型中, E_c 作为驱动场在两个跃迁间的拉比频率分别为 $\Omega_1 = u_{10} E_c / \hbar$ 和 $\Omega_2 = u_{20} E_c / \hbar$, E_p 作为探测场在两个跃迁间的拉比频率分别为 $\Omega_{p1} = u_{10} E_p / \hbar$ 和 $\Omega_{p2} = u_{20} E_p / \hbar$, 其中 u_{10}

和 u_{20} 分别是原子跃迁 $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ 和 $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$ 的偶极矩阵元. γ_1 是原子从能级 $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ 的衰减速率, γ_2 是原子从能级 $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$ 的衰减速率. 对封闭系统, 原子布局数满足归一化条件 $\rho_{00} + \rho_{11} + \rho_{22} = 1$ 在一适当旋转框架并利用旋波近似, 可推得密度矩阵运动方程

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{00} - \gamma_1 &= (\gamma_2 - \gamma_1) \rho_{22} - \gamma_1 \rho_{00} + \frac{i}{2} \Omega_1^* \rho_{01} - \frac{i}{2} \Omega_1 \rho_{01} + \frac{i}{2} \Omega_2^* \rho_{20} - \frac{i}{2} \Omega_2 \rho_{20} \\ &\quad - \frac{i}{2} \Omega_2 \rho_{02} \end{aligned} \quad (1)$$

图 2 在 $\Delta_1 = -\Delta_2 \neq 0$ 时, 受驱动的 V 系统在修饰态中的跃迁示意图

Fig 2 Schematic diagram of transitions in terms of dressed states of the driven V system for $\Delta_1 = -\Delta_2 \neq 0$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{22} &= -\gamma_2 \rho_{22} - \frac{i}{2} \Omega_2^* \rho_{20} + \frac{i}{2} \Omega_2 \rho_{02} \quad (2) \\ \dot{\rho}_{01} - \frac{i}{2} \Omega_1^* &= -(\frac{\gamma_1}{2} - i\Delta_1) \rho_{01} - \frac{i}{2} \Omega_1^* \rho_{22} - i\Omega_1^* \rho_{00} + \frac{i}{2} \Omega_2^* \rho_{21} \quad (3) \\ \dot{\rho}_{20} &= -(\frac{\gamma_2}{2} + i\Delta_2) \rho_{20} + \frac{i}{2} \Omega_2 \rho_{00} - \frac{i}{2} \Omega_2 \rho_{22} - \frac{i}{2} \Omega_1 \rho_{21} \quad (4) \\ \dot{\rho}_{12} &= -(\frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2} + i(\Delta_1 - \Delta_2)) \rho_{12} + \frac{i}{2} \Omega_1 \rho_{02} - \frac{i}{2} \Omega_2^* \rho_{10} \quad (5) \end{aligned}$$

伴随有方程 (3) ~ (5) 的复共轭, $\Delta_1 = \omega_{10} - \omega_c$ 和 $\Delta_2 = \omega_{20} - \omega_c$ 是原子和场的失谐量, 其中 ω_{10} 和 ω_{20} 分别是跃迁 $|0\rangle - |1\rangle$ 和 $|0\rangle - |2\rangle$ 的共振频率, ω_c 是驱动场的频率. 在方程中定义探测 - 驱动场失谐量 $\delta = \omega_p - \omega_c$, ω_p 是探测场的频率, 同时定义 $\Omega_j = \Omega_j + \Omega_{pj} e^{-i\delta t}$, $j = 1, 2$ 用非微扰方法可以求解系统的密度矩阵元的运动方程^[13].

将 ρ_{jk} 作谐振展开

$$\varrho_k = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \varrho_{jk}^{(n)} e^{i n \omega t} \quad (j, k = 1, 2, 3), \tag{6}$$

其中 $\varrho_{jk}^{(n)}$ 是慢变幅度. 将展开式代入密度矩阵元的运动方程 (1) ~ (5) 和它们的复共轭, 求得慢变幅度的定态解 $\varrho_k^{(n)}$.

弱探测场的线性极化率

$$\chi(\omega_p) = [u_{01} \varrho_0(\omega_p) + u_{02} \varrho_{20}(\omega_p)] / E_p \tag{7}$$

线性极化率的实部 $\chi' = \text{Re} \chi$ 与介质的折射率成正比, 虚部 $\chi'' = \text{Im} \chi$ 与介质的吸收成正比 (为简单起见, 把比例系数设为常数 1). 色散等于折射率在探测场频率 ω_p 处的倒数 $\text{Re}(\partial \chi / \partial \omega_p)$, 介质中探测场在中心频率 $\omega_p = \omega_c$ 处的群速度^[1]为

$$v_g = \frac{c}{[1 + 2 \text{Re} \chi(\omega_p) + 2 \omega_p \text{Re}(\frac{\partial \chi}{\partial \omega_p})]_{\omega_p = \omega_c}} \tag{8}$$

其中 c 是光在真空中的速度, 当 $\text{Re} \chi(\omega_p)_{\omega_p = \omega_c} = 0$ 正色散 ($\text{Re}(\partial \chi / \partial \omega_p)_{\omega_p = \omega_c} > 0$) 导致慢光速传播 ($v_g < c$), 负色散 ($\text{Re}(\partial \chi / \partial \omega_p)_{\omega_p = \omega_c} < 0$) 对应超光速传播 ($v_g > c$).

2 结果和讨论

图 3 是以失谐量 δ 为变量的极化率 (以 $N |u_{02}|^2 / \gamma_2$ 为单位) 的曲线图. 图中虚线代表吸收谱, 实线代表色散谱. 假设失谐量、拉比频率和衰减率以 γ_1 为单位. 所取参数为: $\gamma_2 = 1.0$, $\Delta_2 = -\Delta_1 = 2.0$, $\Omega_1 = \Omega_2 = 2.3$ (a), 3.0 (b), 4.0 (c), 8.0 (d).

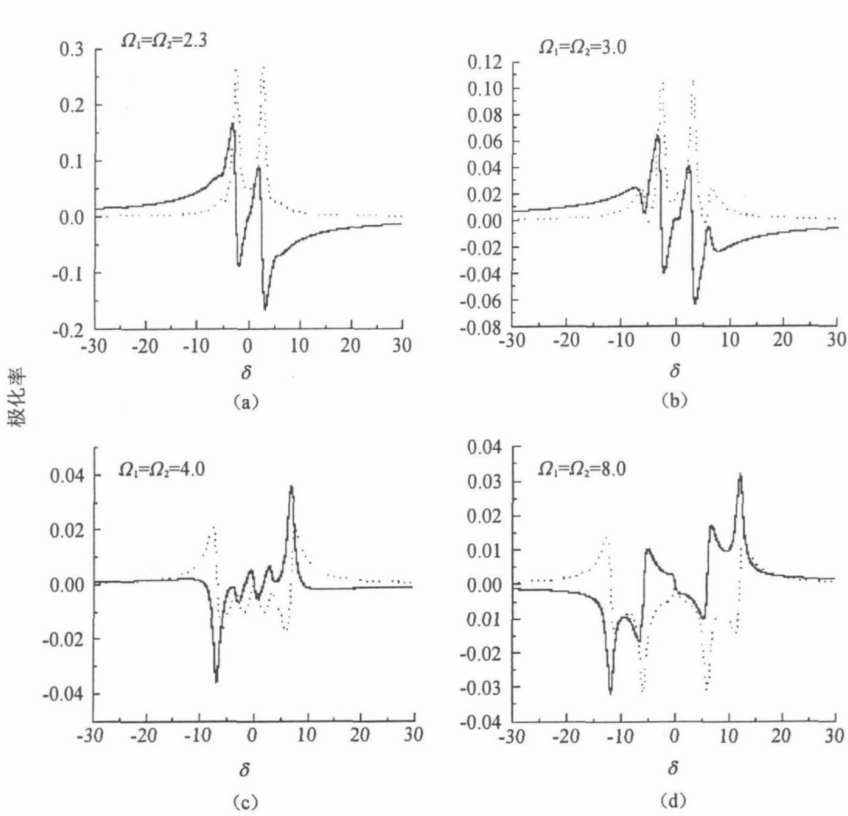


图 3 V 系统中以失谐量 δ 为变量的极化率的曲线图

Fig 3 Schematic diagram of the linear susceptibility as a function of the probe- pump detuning δ for the V system

当驱动场的强度很小时 (图 3 (a)), 吸收谱主要由两个对称分布的吸收峰构成. 在这种情况下原子的两个跃迁被相对弱的场耦合, 两个吸收峰的位置分别位于两个跃迁的共振频率处. 在吸收谱的中心区域驱动场的频率与两个跃迁的共振频率有很大的失谐, 因此在这个区域吸收被压缩到很小, 中心处色散为正, 探测光在这个区域传播的

群速度小于光速. 在图 3 (b), 中心处色散为零, 一对吸收峰分别位于中心两边. 随着驱动场强度的进一步增加 (图 3 (c)、(d)), 产生了四个增益峰, 中心处吸收为零, 色散变为负, 此时探测光在这个区域传播的群速度大于光速.

上述结果可根据修饰态进行分析. 修饰态是自由哈密顿算符的本征态, 为简单起见, 考虑 Δ_1

$= -\Delta_2 = \Delta_1 u_{01} = u_{02}$, 并且假设驱动场的拉比频率 $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$ 为实数, 则自由哈密顿算符 H_c 用矩阵表示为

$$H_c = \hbar \begin{pmatrix} \Delta & 0 & -\frac{\Omega}{2} \\ 0 & -\Delta & -\frac{\Omega}{2} \\ -\frac{\Omega}{2} & -\frac{\Omega}{2} & 0 \end{pmatrix} \quad (9)$$

它在修饰态中有三个本征值 $E_{0\pm} = 0 \pm \hbar \lambda$

其中 $\lambda = \sqrt{\Delta^2 + \frac{1}{2}\Omega^2}$. 修饰态用裸态表示为

$$\begin{pmatrix} |+\rangle \\ |0\rangle \\ |-\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\alpha_+ \xi & -\xi & -\alpha_- \xi \\ \alpha_+ \xi & \xi & \alpha_- \xi \\ \xi & -\frac{2\Delta}{\Omega}\xi & \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |1\rangle \\ |2\rangle \\ |0\rangle \end{pmatrix} \quad (10)$$

其中 $\xi = (2 + \frac{4\Delta^2}{\Omega^2})^{-1/2}$,

$$\alpha_{\pm} = (\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \frac{1}{2}\Omega^2})/\Omega$$

探测场与原子相互作用的耦合哈密顿量 H_p 在修饰态中为

$$H_p = -\frac{\hbar}{2}\Omega_p \xi (\sigma_{-+} - \frac{2\Delta}{\Omega}\sigma_{-0} + \frac{2\Delta}{\Omega}\sigma_{+0} - \sigma_{+-} - \sigma_{++} + \sigma_{--})e^{-i\delta t} - \frac{\hbar}{2}\Omega_p \xi (\sigma_{+-} - \frac{2\Delta}{\Omega}\sigma_{0-} + \frac{2\Delta}{\Omega}\sigma_{0+} - \sigma_{-+} - \sigma_{++} + \sigma_{--})e^{i\delta t} \quad (11)$$

由 (11) 可以看出在修饰态表象中, 探测场在裸态中的跃迁被八个修饰态跃迁描述. 在图 2(b) 中画出了这八个修饰态跃迁, 它们的共振频率满足

$$\omega_p^{(i)} = \omega_c + \delta_i, \quad i = 1 - 8 \quad (12)$$

其中,

$$\delta_1 = -2\lambda, \delta_2 = \delta_3 = -\lambda, \delta_4 = \delta_5 = \lambda, \delta_6 = 2\lambda, \delta_7 = \delta_8 = 0 \quad (13)$$

在修饰态的八个跃迁中, 第二和第三个跃迁有相同的共振频率, 第四和第五个跃迁有相同的共振频率, 第七和第八个跃迁的共振频率与驱动场频率 ω_c 相同. 介质吸收和色散的性质是由这八个修饰态跃迁之间的相干叠加决定的. 图 2 中吸收峰和增益峰主要由 1-6 个跃迁的相干叠加产生. 由于修饰态间的相干叠加, 吸收峰和增益峰的位置没有完全与这六个跃迁的共振频率重合, 而

是位于它们的附近.

3 结论

用非微扰法研究了单色相干场驱动的 V 系统中光的群速度由慢光速到超光速的转换. 在其它参数不变的条件下, 增加单色驱动场的强度可以控制探测场的群速度由慢光速变化到超光速. 并采用修饰态的方法解释了这种现象.

参考文献:

[1] Harris S E. Electromagnetically induced transparency [J]. Phys Today, 1997, 50: 36-42

[2] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, et al. Light speed reduction to 17 meters per second in an ultracold atomic gas [J]. Nature, 1999, 397: 594-598

[3] Kash M M, Sautenkov V A, Zibin A S, et al. Ultralow group velocity and enhanced nonlinear optical effects in a coherently driven hot atomic gas [J]. Physical Review Letters, 1999, 82(26): 5229-5232

[4] Budler D, Kimball D F, Rochester S M, et al. Nonlinear magneto-optics and reduced group velocity of light in atomic vapor with slow ground state relaxation [J]. Physical Review Letters, 1999, 83: 1767-1770

[5] Tuniklin A V, Sudarshanam V S, Shahriar M S, et al. Observation of ultraslow and stored light pulses in a solid [J]. Physical Review Letters, 2002, 88: 23602-23606

[6] Steinberg A M, Chiao R Y. Dispersionless highly superluminal propagation in a medium with a gain doublet [J]. Physical Review A, 1994, 49: 2071-2075

[7] Wang L J, Kuzmich A, Dogariu A. Gain-assisted superluminal light propagation [J]. Nature, 2000, 406: 277-279

[8] Agarwal G S, Dey T N, Menon S. Knob for changing light propagation from subluminal to superluminal [J]. Physical Review A, 2001, 64: 53809-53812

[9] Sahrai M, Tajalli H, Kapale K T, et al. Tunable phase control for subluminal to superluminal light propagation [J]. Physical Review A, 2004, 70: 23813-23820

[10] Kang H, Wen L, Zhu Y. Normal or anomalous dispersion and gain in a resonant coherent medium [J]. Physical Review A, 2003, 68: 63806-63810

[11] Wilson-Gordon A D. Gain in a three-level system driven by a single pump [J]. Physical Review A, 1993, 48(6): 4939-4647.

[12] Cohen-Tannoudji C, Dupont-Roc J, Grynberg G. Atom-photon interactions [M]. New York: Wiley, 1993