

# 基于透射型电磁感应光栅提高弱光非线性性的研究

苏雪峰 卓仲畅\* 张汉壮

(吉林大学物理学院, 吉林 长春 130012)

**摘要** 提出并证明了利用一个强相干驻波场, 在一种四能级原子系统产生透射型电磁感应光栅并提高弱探测场交叉相位调制(XPM)及自相位调制(SPM)非线性性的设想。探测脉冲的脉宽越短, 产生相同相移所需的驻波场以及探测场的强度, 与长脉冲或连续光相比需要的强度要大。由于相对传播的共振耦合场形成了驻波电磁感应光栅, 探测场在近共振的另一强相干场的共同作用下, 在具有大的非线性折射率的相干介质中透明地传播。探测脉冲在介质中传播的群速度受交叉相位调制以及自相位调制非线性性调控。

**关键词** 非线性光学; 量子相干; 电磁感应光栅; 色散

**中图分类号** O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201333.1119001

## Study on Weak Light Nonlinearities Improvement Based on Transmitted-Type Electromagnetically Induced Grating

Su Xuefeng Zhuo Zhongchang Zhang Hanzhuang

(College of Physics, Jilin University, Changchun, Jilin 130012, China)

**Abstract** A scheme is proposed to form a transmitted-type electromagnetically induced grating and enhance cross-phase modulation (XPM) and self-phase modulation (SPM) of a probe pulse field using a standing-wave field in a four-level system. The shorter the probe pulse is, the higher intensities of standing-wave field and probe pulse field required to achieve the same phase shifts of XPM and SPM nonlinearities are, comparing with a long pulse or continuous wave (CW). Because of standing-wave grating generated by counter propagating resonant coupling fields, the resonant probe field can be transparent in the coherence medium with a giant nonlinear refractive index when an additional off-resonant coupling field is added. Group velocity of the probe pulse can be controllable by both XPM and SPM nonlinearities.

**Key words** nonlinear optics; quantum coherence; electromagnetically induced grating; dispersion

**OCIS codes** 190.4180; 030.1670; 050.5080; 020.1670

## 1 引言

提高弱场非线性性的研究越来越受到人们的重视, 其中一个重要原因是自相位调制(XPM)非线性与群速度色散的交叉相互作用, 可以在介质中传播无形变的光信号<sup>[1]</sup>。近年来, 以电磁感应光透明(EIT)<sup>[2-4]</sup>为主要特征的量子相干效应, 已经被用于提高非线性极化率<sup>[5-8]</sup>。为了克服非共振三能级较低的三阶非线性极化率, 采用一个 N 型四能级系统<sup>[9]</sup>, 利用两个强的行波场的 EIT 技术, 提高了由

弱的共振探测场产生的 Kerr 交叉相位调制(XPM)非线性<sup>[9]</sup>。这种基于 EIT 提高非线性性的方法可以使探测脉冲甚至产生  $\pi$  相移<sup>[10]</sup>, 而  $\pi$  相移是全光开关和量子薛定谔猫态的基础。在文献[9]中, 应用共振的强耦合场  $\Omega_c$  和非共振的信号场  $\Omega_s$  可以产生大的 Kerr 交叉相位调制非线性, 但是若采用共振的信号场, 探测场将被吸收<sup>[11]</sup>。若采用相对传播的非共振的驻波信号场, 交叉相位调制非线性可以产生光子带隙并控制探测脉冲的驻波激发<sup>[12]</sup>。然而在文

收稿日期: 2013-05-30; 收到修改稿日期: 2013-07-03

基金项目: 国家自然科学基金(11174109)

作者简介: 苏雪峰(1973—), 男, 博士, 主要从事高分子复合材料制备与性能及掺杂稀土离子光学晶体电磁感应光透明与光吸收方面的研究。E-mail: sxsf73419@163.com

\* 通信联系人。E-mail: zhuozc@jlu.edu.cn

献[9-13]中,自相位调制非线性项与交叉相位调制非线性相比较小而被忽略。

本文探讨了另一种四能级模型,在共振提高交叉相位调制非线性的同时,可以提高自相位调制非线性效应,并因为采用 EIT 技术克服了共振探测场线性与非线性的吸收。与探测脉冲强度相关的自相位调制非线性<sup>[14-15]</sup>在无形变的光孤子脉冲的操控方面具有重要的应用价值<sup>[1,16]</sup>。

## 2 理 论

提出的原子系统的能级图如图 1(a)所示,为了产生透射型的驻波光栅,选择一对相向传播的共振场驱动  $|4\rangle-|2\rangle$  原子跃迁,它们具有相同的频率  $\omega_s$  和 Rabi 频率  $\Omega_s$ 。驻波光栅的振幅正比于  $2\Omega_s \cos(k_s z)$ ,周期为  $2\pi/k_s$ ,这里  $k_s$  是驻波场的波矢大小, $z$  为坐标变量。这里为了同时压缩共振探测场的线性与非线性吸收,采用非共振的强耦合场  $\Omega_c$ 。探测场驱动  $|2\rangle-|1\rangle$  共振原子跃迁,传播方向与形成强相干驻波场的两个相干场的传播方向相同。为了获得无吸收大的非线性极化率  $\chi^{(3)}$ ,采用另一非共振强耦合场  $\Omega_c$  驱动  $|3\rangle-|2\rangle$  原子跃迁,强耦合场  $\Omega_c$  的角频率  $\omega_c$  与相应原子共振频率的失谐量为  $\Delta$ ,

并且满足  $\Delta < \Omega_c$ ,这样做的优点是可以利用 EIT 技术,压缩线性与非线性吸收。图 1(a)等效的缀饰三能级系统如图 1(b)所示,其中  $|2d\rangle$  和  $|3d\rangle$  是能级  $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$  在强相干场  $\Omega$  作用下形成的缀饰子能级。类似的非共振三能级系统<sup>[17]</sup>已经被证明可以产生带隙动态可调的驻波光栅。但是文献[17]采用的是非共振探测场系统,不涉及自相位调制非线性项,这一点与本系统有本质上的不同。

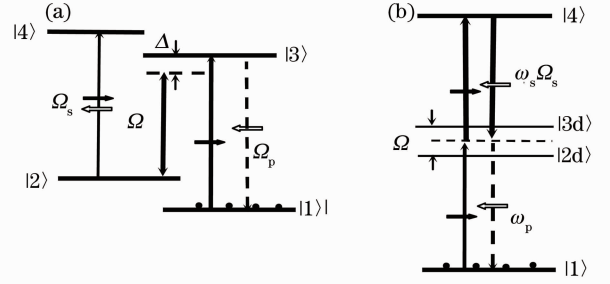


图 1 (a)系统在原子裸态下的能级图;(b)等价的缀饰态能级图

Fig. 1 (a) Energy level diagram of four-level system in bare state; (b) equivalent energy schematic in dressed state

在驻波光栅作用下,频率为  $\omega_p$  的探测场在介质中表示为

$$E_p(z, t) = \frac{1}{2} \{ [E_+ \exp(ik_p z) + E_- \exp(-ik_p z)] \exp(-i\omega_p t) + [E_+^* \exp(-ik_p z) + E_-^* \exp(ik_p z)] \exp(i\omega_p t) \},$$

这里  $E_+$  和  $E_-$  是探测场沿正反两个方向的慢变化振幅,  $k_p$  是探测场的波矢大小。在相互作用图像下,基于偶极近似和旋转波近似,系统的哈密顿量为<sup>[18]</sup>

$$H_1 = \hbar \Delta |2\rangle\langle 2| - [\hbar \Omega_{p+} \exp(ik_p z) + \hbar \Omega_{p-} \exp(-ik_p z)] |3\rangle\langle 1| - \hbar \Omega_c |3\rangle\langle 2| - 2\hbar \Omega_s \cos(k_s z) |4\rangle\langle 2| + \text{H. c.} \quad (1)$$

式中  $\Delta = \omega_{32} - \omega_c$  是原子共振跃迁频率与强耦合场  $\Omega_c$  的频率失谐量,强场的 Rabi 频率为  $\Omega_c = \mu_{32} E_c / (2\hbar)$ ; 同样驻波场 Rabi 频率  $\Omega_s = \mu_{42} E_s / (2\hbar)$ ; 探测场前、后向分量对应的 Rabi 频率  $\Omega_{p\pm}(z, t) = gE_{\pm}$ ; H. c. 为哈密顿量的复共轭;  $\hbar/2\pi$  为普朗克常数。由于  $2\hbar g$  是  $|3\rangle-|1\rangle$  跃迁对应的偶极矩阵元,将(1)式插入密度矩阵主方程<sup>[19]</sup>,可以获得如下方程:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{21} = -(\gamma_2 - i\Delta)\rho_{21} - i\Omega_c^* \exp(-ik_c z)\rho_{31} - 2i\Omega_s^* \cos(k_s z)\rho_{41} + igE_p \rho_{23}, \\ \dot{\rho}_{31} = -\gamma_3 \rho_{31} + igE_p (\rho_{33} - \rho_{11}) - i\Omega_c \exp(ik_c z)\rho_{21}, \\ \dot{\rho}_{41} = -(\gamma_4 - i\Delta)\rho_{41} + igE_p \rho_{43} - 2i\Omega_s \cos(k_s z)\rho_{21}, \\ \dot{\rho}_{32} = -(\gamma_3 + i\Delta)\rho_{32} - igE_p \rho_{12} + i\Omega_c (\rho_{33} - \rho_{22}) + 2i\Omega_s \cos(k_s z)\rho_{34}, \\ \dot{\rho}_{42} = -\gamma_4 \rho_{42} + i\Omega_c \rho_{43} + 2i\Omega_s \cos(k_s z)(\rho_{44} - \rho_{22}), \\ \dot{\rho}_{43} = -(\gamma_4 - i\Delta)\rho_{43} - 2i\Omega_s \cos(k_s z)\rho_{23} + igE_p^* \rho_{41} + i\Omega_c^* \rho_{42}, \end{cases} \quad (2)$$

式中  $\gamma_j$  ( $j = 2, 3, 4$ ) 是相应能级的衰变率,  $\rho_{ij}$  ( $i, j = 1, 2, 3, 4$ ) 为密度矩阵元。

将慢变化振幅的表达式代入 Maxwell 方程,获得如下波动方程<sup>[17]</sup>:

$$\left[ \pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right] E_{\pm}(z, t) = iA_{31} \rho_{31}^{\pm}(z, t), \quad (3)$$

式中  $A_{31} = \frac{\mu_{31} N}{\epsilon_0 c} \omega_p$ 。  $N$  为原子密度,  $\mu_{31}$  为偶极矩阵元,  $c$  为光速,  $\epsilon_0$  为真空介电常数。

假定探测场强度与耦合场  $\Omega_c$  强度相比很弱, 则  $\rho_{11} = 1$  和  $\rho_{jj} = 0 (j = 2, 3, 4)$ 。由于驻波场的作用, 密度矩阵元  $\rho_{31}$  表示为  $\rho_{31} = \rho_{31}^+ \exp(ik_p z) + \rho_{31}^- \exp(-ik_p z)$ 。对(2)、(3)式进行傅里叶变换得

$$\begin{cases} (\omega + \Delta + i\gamma_2)R_{21} - \Omega^* \exp(-ik_c z)R_{31} - 2\Omega_s^* \cos(k_s z)R_{41} + gFR_{23} = 0, \\ (\omega + i\gamma_3)R_{31} - gF - \Omega \exp(ik_c z)R_{21} = 0, \\ (\omega + \Delta + i\gamma_4)R_{41} + gFR_{43} - 2\Omega_s \cos(k_s z)R_{21} = 0, \\ (\omega - \Delta + i\gamma_3)R_{32} - gFR_{43} + 2\Omega_s \cos(k_s z)R_{34} = 0, \\ (\omega + i\gamma_4)R_{42} + \Omega R_{43} = 0, \\ (\omega + \Delta + i\gamma_4)R_{43} - 2\Omega_s \cos(k_s z)R_{23} + gF^* R_{41} + \Omega^* R_{42} = 0, \\ \left[ \pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right] E_{\pm}(z, t) = iA_{31} R_{31}^{\pm}(z, \omega), \end{cases} \quad (4)$$

式中  $R_{ij} (i, j = 1, 2, 3, 4)$  和  $F(z, \omega) = F_+(z, \omega) \exp(ik_p z) + F_-(z, \omega) \exp(-ik_p z)$  分别是  $\rho_{ij}$  和  $E_p = E_+ \exp(ik_p z) + E_- \exp(-ik_p z)$  的傅里叶变换量,  $\omega$  是傅里叶变换变量<sup>[20]</sup>。(4)式中的每一项  $R_{31}^{\pm}(z, \omega)$  可以在相位匹配条件  $k_s + k_c = k_s + k_p - \Delta k$  条件下求解。所得波动方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial z} F_+(z, \omega) - i \frac{\omega}{c} F_+(z, \omega) = -i(\eta - 2\kappa - \Delta k)F_+ + i\Gamma(|F_+|^2 + 2|F_-|^2)F_+ + i\kappa F_-, \\ -\frac{\partial}{\partial z} F_-(z, \omega) - i \frac{\omega}{c} F_-(z, \omega) = -i(\eta - 2\kappa - \Delta k)F_- + i\Gamma(|F_-|^2 + 2|F_+|^2)F_- + i\kappa F_+, \end{cases} \quad (6)$$

式中  $\eta = \frac{A_{31}(\omega + \Delta + i\gamma_2)}{|\Omega|^2}$ ,  $\kappa = \frac{|\Omega_s|^2 A_{31}}{|\Omega|^2(\omega + \Delta + i\gamma_4)}$ ,  $\Gamma = -\frac{g^2 A_{31}}{|\Omega|^2(\omega - \Delta - i\gamma_3)}$ 。在  $\Delta > \omega$  条件下,  $\eta, \kappa, \Gamma$  可以表示为  $\eta = \eta_1 \omega + \eta_2$ ,  $\kappa = -\kappa_1 \omega + \kappa_2$ ,  $\Gamma = \Gamma_1 \omega + \Gamma_2$ , 这里  $\eta_1 = \frac{A_{31}}{|\Omega|^2}$ ,  $\eta_2 = \frac{A_{31}(\Delta + i\gamma_2)}{|\Omega|^2}$ ,  $\kappa_1 = \frac{|\Omega_s|^2 A_{31}}{|\Omega|^2 \Delta^2}$ ,

$$\kappa_2 = \frac{|\Omega_s|^2 A_{31}}{|\Omega|^2 \Delta} \left(1 - \frac{i\gamma_4}{\Delta}\right), \Gamma_1 = \frac{g^2 A_{31}}{|\Omega|^2 \Delta^2}, \Gamma_2 = \frac{g^2 A_{31}}{|\Omega|^2 \Delta} \left(1 - \frac{i\gamma_3}{\Delta}\right).$$

对(6)式进行逆变换可得

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial z} E_+(z, t) + \frac{n_+}{c} \frac{\partial}{\partial t} E_+(z, t) + \kappa_1 \frac{\partial}{\partial t} E_- = -i(\eta_2 - 2\kappa_2 - \Delta k)E_+ + i\kappa_2 E_- + i\Gamma_2(|E_+|^2 + 2|E_-|^2)E_+, \\ -\frac{\partial}{\partial z} E_-(z, t) + \frac{n_-}{c} \frac{\partial}{\partial t} E_-(z, t) + \kappa_1 \frac{\partial}{\partial t} E_+ = -i(\eta_2 - 2\kappa_2 - \Delta k)E_- + i\kappa_2 E_+ + i\Gamma_2(|E_-|^2 + 2|E_+|^2)E_-, \end{cases} \quad (7)$$

式中  $n_{\pm} = 1 + c[-2\kappa_1 - \eta_1 + \Gamma_1(|E_{\pm}|^2 + 2|E_{\mp}|^2)]$ 。

### 3 结果与讨论

根据探测脉冲的交叉相位和自相位调制相移的定义<sup>[15]</sup>, 这个系统的交叉相位和自相位调制相移分别为

$$\begin{cases} \phi_{\text{XPM}} = \text{Re} \left[ \frac{3}{8n} \chi_{\text{XPM}}^{(3)} \right] (3|E_s|^2) k_p L = \frac{3N |\mu_{31}|^2 \omega_p}{8n\epsilon_0 \hbar c} \frac{|\Omega_s|^2}{|\Omega|^2 \Delta} L, \\ \phi_{\text{SPM}} = \text{Re} \left[ \frac{3}{8n} \chi_{\text{SPM}}^{(3)} \right] |E_p|^2 k_p L = \frac{N |\mu_{31}|^2 \omega_p}{8n\epsilon_0 \hbar c} \frac{|\Omega_p|^2}{|\Omega|^2 \Delta} L, \end{cases} \quad (8)$$

相应的吸收为<sup>[9]</sup>

$$\begin{cases} \alpha_s L = \frac{3\omega_p}{4nc} \text{Im} [\chi_{\text{XPM}}^{(3)}] (3|E_s|^2) L = \frac{3N |\mu_{31}|^2 \omega_p}{4n\epsilon_0 \hbar c} \frac{|\Omega_s|^2 \gamma_{41}}{|\Omega|^2 \Delta^2} L, \\ \alpha_p L = \frac{8\pi^2}{\lambda} \text{Im} [\chi_{\text{XPM}}^{(3)}] |E_p|^2 L = \frac{N |\mu_{31}|^2 \omega_p}{4n\epsilon_0 \hbar c} \frac{|\Omega_p|^2 \gamma_{32}}{|\Omega|^2 \Delta^2} L, \end{cases} \quad (9)$$

式中  $L$  为介质长度,  $\text{Re}(\cdot)$  为取实部,  $\text{Im}(\cdot)$  为取虚部。

由(8)、(9)式可知,  $\phi_{\text{XPM}}/(\alpha_s L)$  和  $\phi_{\text{SPM}}/(\alpha_p L)$  的值分别由  $\Delta/(2\gamma_{41})$  和  $\Delta/(2\gamma_{32})$  确定, 所以可以类似

于文献[9]的做法取尽量小的  $\Omega_s, \Omega_p$  和  $\Omega_c$  获得大的  $\phi_{\text{XPM}}$  及  $\phi_{\text{SPM}}$ 。选取<sup>87</sup>Rb 为例, 能级  $|5^2S_{1/2}, F=1\rangle$ ,  $|5^2S_{1/2}, F=2\rangle$ ,  $|5^2P_{1/2}, F=1\rangle$ ,  $|5^2P_{1/2}, F=2\rangle$

分别对应  $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, |4\rangle$ 。  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$  和  $|4\rangle \rightarrow |1\rangle$  原子跃迁的衰变率为  $\gamma_{32} = \gamma_{41} = 1.4375 \text{ MHz}^{[21]}$ ;  $\mu_{31} = 2.537 \times 10^{-29} \text{ cm}^{[22]}$ ; 原子浓度取  $N = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , 介质长度  $L = 1 \text{ cm}$ 。为了吸收系数  $\alpha_s$  和  $\alpha_p$  小于 1,  $\Delta > \gamma_{32,41}$ , 因此取  $\Delta = 5 \times 10^6 \text{ Hz}$ 。以  $\alpha_s L = \alpha_p L = 0.1$ , 并且  $\phi_{\text{XPM}} = \phi_{\text{SPM}} = 0.17 \text{ rad} \approx 10^\circ$  为例, 相应地, 取  $|\Omega_s| \approx 0.004 |\Omega_c|, |\Omega_p| \approx 0.012 |\Omega_c|$ 。对于连续输出的探测光可以取  $|\Omega| = 5.8 \text{ MHz}$ , 所以  $|\Omega_s| = 23 \text{ kHz}, |\Omega_p| = 69 \text{ kHz}$ 。对应的强度分别为  $I_s \approx 0.47 \text{ mW/cm}^2, I_p \approx 4.2 \text{ mW/cm}^2, I_\Omega \approx 30 \text{ mW/cm}^2$ 。对于短波长探测脉冲, 为了克服每个频率成分的吸收, 应该满足  $\Delta > \omega > \Delta\nu^{[23]}$ , 若脉冲带宽  $\Delta\nu = 10^3 \text{ GHz}$ , 可以取  $\Delta = 5 \times 10^3 \text{ GHz}, |\Omega_c| = 5.8 \text{ GHz}, |\Omega_s| = 23 \text{ MHz}, |\Omega_p| = 69 \text{ MHz}$ 。相应的强度分别

为  $0.47, 4.2, 30 \text{ kW/cm}^2$ 。

为了证明非线性对探测脉冲在介质中传播群速度的调控, 对 (7) 式进行数值求解。三维曲线  $|E_+|$  描述介质中探测光沿前向传播的时空三维脉冲的分布; 三维曲线在时空坐标系中的投影可以用来计算探测脉冲传播的群速度。交叉相位调制和自相位调制非线性分别与驻波场和探测脉冲的强度成正比例。根据表达式  $n_+ = 1 + c[-2\kappa_1 - \eta_1 + \Gamma_1(|E_+|^2 + 2|E_-|^2)]$ , 探测脉冲沿前向传播的群速度  $v_g = c/n_+$  由交叉调制非线性项  $\kappa_1$  以及自相位调制非线性项  $\Gamma_1(|E_+|^2 + 2|E_-|^2)$  决定。当  $|\Omega_c|$  取值较大时, 线性项  $\eta_1$  的贡献可以忽略。如果交叉相位调制非线性大于自相位非线性,  $n_+ < 1$ , 探测脉冲超光速传播。慢光速传播的探测光在介质中传播, 如果交叉相位

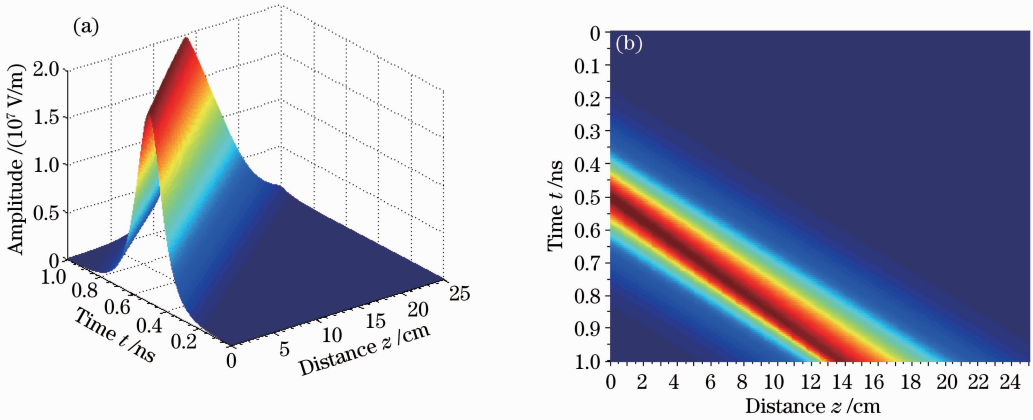


图 2 (a) 三维曲线  $|E_+|$  的时空分布图; (b) 图 2(a) 中的三维曲线的投影

Fig. 2 (a) Three-dimensional curve of  $|E_+|$  in a spatiotemporal domain; (b) corresponding projection of the three-dimensional curve in Fig. 2(a)

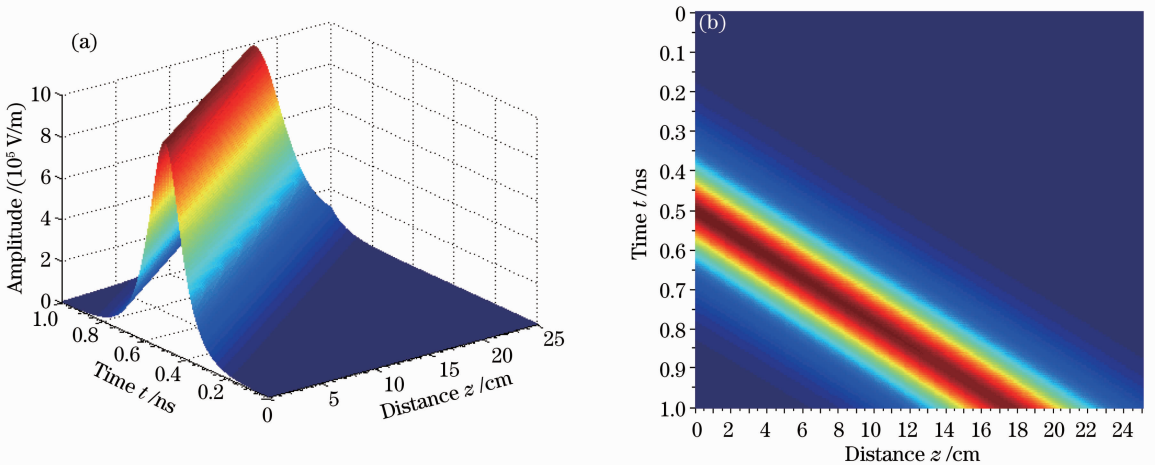


图 3 (a) 三维曲线  $|E_+|$  的时空分布图; (b) 图 3(a) 中的三维曲线的投影

Fig. 3 (a) Three-dimensional curve of  $|E_+|$  in a spatiotemporal domain; (b) corresponding projection of the three-dimensional curve in Fig. 3(a)

调制非线性小于自相位非线性则  $n_+ > 1$ 。为了验证非线性对探测脉冲群速度的控制,选取的入射脉冲具有如下的形式  $E_+(0, t) = E_0 \text{sech}(t/T_0)$ , 这里脉宽选取  $T_0 = 0.067 \text{ ns}$  对应的频带宽度是  $15 \text{ GHz}$ 。相应地,  $E_+(z, 0) = E_0 \text{sech}[(z - z_0)/l]$ , 这里  $z_0$  为入射场的坐标并且  $l = cT_0 = 1.02 \text{ cm}$ 。为了克服匹配脉冲的每一频率成分的吸收,需要满足  $|\Omega_c| > \Delta\nu$ <sup>[23]</sup>,  $\Delta\nu$  是探测脉冲的带宽,因此取参数  $\Omega_c = 25 \text{ GHz}$  和  $\Delta = 20 \text{ GHz}$ ; 原子浓度  $N = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ; 介质长度  $L = 25 \text{ cm}$ 。分别选取两种情况进行数值模拟: 1)  $\phi_{\text{SPM}} = 60.9^\circ$  大于  $\phi_{\text{XPM}} = 0.0152^\circ$ ; 2)  $\phi_{\text{XPM}} = 60.9^\circ$  大于  $\phi_{\text{SPM}} = 0.0152^\circ$ ; 入射探测场振幅  $E_0 = 2 \times 10^7 \text{ V/m}$  和  $E_0 = 10^6 \text{ V/m}$  对应的自相位调制相移分别为  $\phi_{\text{SPM}} = 60.9^\circ$  和  $\phi_{\text{XPM}} = 0.0152^\circ$ 。模拟结果分别如图 2 和图 3 所示。图 2(a)、(b) 描述自相位非线性大于自相位非线性的情况,探测脉冲在介质中慢光速传播,由图 2(b) 计算得到探测脉冲的群速度为  $v_g \approx 0.92c$ 。当交叉相位调制非线性大于自相位非线性,如图 3(a) 和图 3(b) 所示,探测脉冲在介质中超光速传播,群速度  $v_g \approx 1.18c$ 。

## 4 结 论

在一种四能级系统,应用 EIT 产生了透射型电磁感应光栅,并且基于这种方法可以提高弱探测光交叉相位调制以及自相位调制非线性相移。探测脉冲的脉宽越短,产生相同相移所需的驻波场以及探测场的强度比长脉冲或连续光的强度要大。因为原子偶极跃迁的矩阵元小( $\mu_{31}$  约为  $10^{-29} \text{ cm}$ ),耦合场的 Rabi 频率  $|\Omega|$  约为  $10^{11} \text{ Hz}$ ,短于  $1 \text{ ps}$  的探测脉冲不适合应用此系统来提高非线性折射率。应选择具有大的偶极跃迁矩阵元的半导体或固体材料,例如量子阱结构材料可以被考虑应用此设想来完成更短探测脉冲的实验。

## 参 考 文 献

- 1 Daniel J Gauthier. Optical communications: solitons go slow [J]. Nature Photonics, 2007, 1(2): 92-93.
- 2 Zhang Feng, Hou Bangpin. Local modulation of electromagnetic induction transparent spectrum by microwave field [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(4): 0427001.  
张 丰, 侯邦品. 微波场对电磁诱导透明谱的局域调制[J]. 光学学报, 2012, 32(4): 0427001.
- 3 Cai Xunming. Electromagnetically induced transparency of four-level atomic system in a field of time-varying frequency [J]. Acta

- Optica Sinica, 2011, 31(1): 0127001.
- 蔡助明. 变频场中四能级原子系统的电磁诱导透明[J]. 光学学报, 2011, 31(1): 0127001.
- 4 Zeng Zhiqiang, Hou Bangpin. Effects of vacuum-induced coherence on the single and two-photon transparency in a four-level ladder atomic system [J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(1): 251-256.  
曾志强, 侯邦品. 真空场诱导相干对梯形四能级原子系统中单光子和双光子透明的影响[J]. 光学学报, 2010, 30(1): 251-256.
- 5 S E Harris, J E Field, A Imamoglu. Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency [J]. Phys Rev Lett, 1990, 64(10): 1107-1110.
- 6 Ryan S Bennink, Robert W Boyd, C R Stroud, et al.. Enhanced self-action effects by electromagnetically induced transparency in the two-level atom [J]. Phys Rev A, 2001, 63(3): 033804.
- 7 Gong Shangqing, Xu Zhizhan. Nonlinear theory of electromagnetically induced transparency [J]. Chinese J Lasers, 1996, 23(4): 311-314.  
龚尚庆, 徐志展. 电磁感应光透明的非线性理论[J]. 中国激光, 1996, 23(4): 311-314.
- 8 Zhang Liying, Liu Zhengdong, Chen Jun. Electromagnetically induced transparency of quasi- $\Lambda$ -type four-level atom system at low-light levels [J]. Acta Optica Sinica, 2006, 26(9): 1419-1423.  
张丽英, 刘正东, 陈 峻. 准  $\Lambda$  型四能级原子系统在弱场中的增益及电磁感应光透明[J]. 光学学报, 2006, 26(9): 1419-1423.
- 9 H Schmidt, A Imamoglu. Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency [J]. Opt Lett, 1996, 21(23): 1936-1938.
- 10 M D Lukin, A Imamoglu. Nonlinear optics and quantum entanglement of ultraslow single photons [J]. Phys Rev Lett, 2000, 84(7): 1419-1422.
- 11 S E Harris, Y Yamamoto. Photon switching by quantum interference [J]. Phys Rev Lett, 1998, 81(17): 3611-3614.
- 12 A Andre, M D Lukin. Manipulating light pulses via dynamically controlled photonic band gap [J]. Phys Rev Lett, 2002, 89(14): 143602.
- 13 Hoonsoo Kang, Gessler Hernandez, Yifu Zhu. Slow-light six-wave mixing at low light intensities [J]. Phys Rev Lett, 2004, 93(7): 073601.
- 14 Robert W Boyd. Nonlinear Optics [M]. London: Academic Press, 1992. 274-275.
- 15 Govind P Agrawal. Nonlinear Fiber Optics [M]. New York: Academic Press, 1995. 97-129.
- 16 Joe T Mok, C Martijn de Sterke, Ian C M Littler, et al.. Dispersionless slow light using gap solitons [J]. Nature Physics, 2006, 2(11): 775-780.
- 17 X M Su, B S Ham. Dynamic control of the photonic band gap using quantum coherence [J]. Phys Rev A, 2005, 71(1): 013821.
- 18 M O Scully, M S Zubairy. Quantum Optics [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. 160-164.
- 19 Hong Yuan Ling, Yong-Qing Li, Min Xiao. Electromagnetically induced grating: homogeneously broadened medium [J]. Phys Rev A, 1998, 57(2): 1338-1344.
- 20 Ying Wu, Xiaoxue Yang. Electromagnetically induced transparency in V-,  $\Lambda$ -, and cascade-type schemes beyond steady-state analysis [J]. Phys Rev A, 2005, 71(5): 053806.
- 21 Wang Dongsheng, Zheng Yujun. Quantum interference in a four-level system of a  $^{87}\text{Rb}$  atom: effects of spontaneously generated coherence [J]. Phys Rev A, 2011, 83(1): 013810.
- 22 Daniel Adam Steck. Rubidium 87 D Line Data (Revision 1.6) [EB/OL]. [2003-10-14] <http://steck.us/alkalidata>.
- 23 S E Harris, Zhen-Fei Luo. Preparation energy for electromagnetically induced transparency [J]. Phys Rev A, 1995, 52(2): R928-R931.