

电磁感应透明介质的高阶非线性特性

杜英杰¹ 杨战营¹ 白晋涛^{1,2}

(¹ 西北大学物理学系, 陕西 西安 710069
² 西北大学光子学与光子技术研究所, 陕西 西安 710069)

摘要 在理论上研究了电磁感应透明(EIT)介质的高阶非线性特性。引入一种区别于迭代法的新方法,该方法基于暗共振的分布情况,得到跃迁密度矩阵元的全解,在此基础上得到原子体系对探针光的各阶响应。研究表明,线性(一阶)极化率表现破坏性相干,非线性(三阶)极化率表现建设性相干;在各向同性介质中偶数阶次的非线性响应消失。进一步研究发现,五阶极化率和线性极化率一样呈现破坏性相干。研究结果为探索光波在 EIT 介质传输过程中高阶非线性对光波演化的影响提供了理论依据。该方法为研究高阶非线性效应提供了一种新的理论途径。

关键词 量子光学;高阶非线性;电磁感应透明;解析法;迭代法

中图分类号 O431 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/AOS201434.0627001

High Order Nonlinear Characteristics for Electromagnetically Induced Transparency Media

Du Yingjie¹ Yang Zhanying¹ Bai Jintao^{1,2}

(¹ Department of Physics, Northwest University, Xi'an, Shaanxi 710069, China
² Institute of Photonics and Photon-Technology, Northwest University, Xi'an, Shaanxi 710069, China)

Abstract High order nonlinear characteristics of electromagnetically induced transparency (EIT) media are theoretically investigated, and a new theoretical method different from iterative method is introduced based on the distribution of dark resonance and leading to a complete solution for a density matrix element. From the solution, every order response for atoms to the probe field is obtained. It is demonstrated that the linear susceptibility (first order) shows destructive interference while the nonlinear susceptibility (third order) displays instructive interference. The even-order nonlinearity is absent in an isotropic medium. Furthermore, it shows that the fifth order nonlinear susceptibility exhibits destructive interference as the linear susceptibility. These research results provide an theoretical foundation for investigating, for example, the evolution of optical wave under high order nonlinearity in an EIT medium. The new method provides a novel approach for the study of high order nonlinearity.

Key words quantum optics; high order nonlinearity; electromagnetically induced transparency; analytical method; iterative method

OCIS codes 270.1670; 020.1335; 190.3270

1 引 言

光与原子相互作用的本质是光与电子能量的相互交换。随着光技术的发展,出现了少周期的超短光脉冲,其峰值功率达到太瓦量级,这样的光脉冲与原子相互作用,会出现强烈的非线性,高阶非线性非常明显。在量子光学领域里,量子相干在弱光条件

下可以导致强烈的非线性效应,例如相干布居数俘获(CPT)^[1]、电磁感应透明(EIT)^[2-6]和自发辐射相干(SGC)^[7-8]。EIT效应是由两个或两个以上激发通道的相干形成的暗共振导致的,在吸收谱上共振线处表现出透明窗口。自从被发现以来,EIT在许多方向得到了应用和发展。基于 EIT, Hau 等^[9]

收稿日期: 2013-11-11; **收到修改稿日期:** 2014-01-05

基金项目: 国家 973 计划(2010CB434811)、国家自然科学基金(11047025)

作者简介: 杜英杰(1976—),男,讲师,博士研究生,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: Yingjied@nwu.edu.cn

导师简介: 白晋涛(1959—),男,博士,教授,主要从事量子光学和激光技术等方面的研究。E-mail: baijt@nwu.edu.cn

本文电子版彩色效果请详见中国光学期刊网 www.opticsjournal.net

在超冷原子中将光速减慢到 17 m/s;在光学共振腔里,EIT 可以用来频率锁定及稳定等;可以用于增大四波混频的转换效率^[10-12];2013 年,Ding 等^[13]在冷原子中实现了单光子存储。在上述研究领域里,EIT 的线性响应和非线性响应各有侧重的被利用到。近年来,EIT 在光的传输领域里得到发展。色散可以使光脉冲展宽,而非线性可以使其压窄。利用两者平衡,人们在 EIT 介质里实现了慢光孤子。随着研究的深入,人们发现 EIT 介质里的高阶非线性对孤子的形成和演化有影响。因此有必要对 EIT 介质里的高阶非线性加以研究。

理论探索 EIT 效应的非线性,人们经常使用迭代方法^[7-8],即从初始值出发,解密度矩阵演化方程得到密度矩阵元的一阶解(线性解),再将一阶解作为种子得到二阶解,依次循环得到任意阶解。然而随着阶数的增加,密度矩阵元的解会越来越复杂。本文介绍一种新的解决方法,根据密度算符的演化方程,得出暗共振的稳态分布情况,依此得出跃迁密度矩阵元的方程完整解,并将其展开。得到的结果与迭代法所得的完全一致,可以研究更高阶非线性响应特性。

本文基于 Λ 型和 V 型三能级原子系统,在 EIT 效应出现的情况下,使用解析法分析它们的高阶非线性响应特性。研究表明,偶数阶次的电极化率为零,在奇数阶次中,一阶即线性电极化率呈现破坏性相干,三阶即克尔非线性部分呈现建设性相干,五阶非线性和一阶一样呈现破坏性相干。

2 原子模型和理论分析

研究针对的是三能级原子系统,它有三种能级类型,即 Λ 型、梯形和 V 型。这三种构型中, Λ 型和梯形本质上是一致的,其表现结果也是如此。因此本文只分析 Λ 型和 V 型两种情形,其结构图如图 1 所示。图 1(a)是 V 型三能级与光耦合的方案。一束连续的抽运光与能级 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 共振耦合,其拉比频率为 Ω ,另一束相对弱的可调谐探针光与能级 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 耦合,其拉比频率为 U ,这束光与其跃迁能级的失谐记为 Δ 。能级 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的自发辐射率分别为 Γ_1 、 Γ_2 和 Γ_3 。下面使用半经典理论,对原子在光场作用下的演化进行研究。在偶极近似和旋波近似的条件下,原子与光场相互作用可以用哈密顿量描述,其总的哈密顿量为 $H = H_0 + H_1$, H_0 表示自由哈密顿量, H_1 表示相互作用哈密顿量。 H_0 的表达式如下

$$H_0 = \hbar\omega_1 |1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2 |2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3 |3\rangle\langle 3|, \quad (1)$$

式中 ω_j ($j=1,2,3$) 表示对应能级的本征频率。而相互作用哈密顿量可以表示为

$$H_1 = -\frac{\hbar}{2}[\Omega \exp(-i\omega_c t) |3\rangle\langle 1| + U \exp(-i\omega_p t) |2\rangle\langle 1|] + \text{H. c.}, \quad (2)$$

式中 ω_c 为抽运光的频率, ω_p 为探针光的频率,H. c. 为厄米共轭项。在光场的作用下,原子的演化遵循薛定谔方程,经过转化可以变成密度矩阵元方程,即

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] - \frac{1}{2}\{\Gamma, \rho\}. \quad (3)$$

式中 ρ 为跃迁密度矩阵,等号右边的第二项是唯象加入的衰减项, Γ 表示自发辐射率, $[\cdot]$ 表示互易计算, $\{\cdot\}$ 表示反互易计算。将哈密顿量代入(3)式,就会得到如下密度矩阵元方程组:

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = -\Gamma_1 \rho_{11} + \frac{i}{2}\Omega \rho_{31} - \frac{i}{2}\Omega^* \rho_{13} - \frac{i}{2}U^* \rho_{12} + \frac{i}{2}U \rho_{21}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = -\Gamma_2 \rho_{22} + \frac{i}{2}U^* \rho_{12} - \frac{i}{2}U \rho_{21}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_{23}}{\partial t} = -(\gamma_{23} + i\Delta)\rho_{23} - \frac{i}{2}\Omega \rho_{31} + \frac{i}{2}\Omega^* \rho_{13}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_{23}}{\partial t} = -(\gamma_{23} + i\Delta)\rho_{23} + \frac{i}{2}U^* \rho_{13} - \frac{i}{2}\Omega \rho_{21}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \rho_{32}}{\partial t} = -(\gamma_{23} - i\Delta)\rho_{32} - \frac{i}{2}U \rho_{31} + \frac{i}{2}\Omega^* \rho_{12}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \rho_{31}}{\partial t} = -\frac{i}{2}\Omega^* \rho_{11} + \frac{i}{2}\Omega^* \rho_{33} - \frac{i}{2}U^* \rho_{32} - \gamma_{13}\rho_{31}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \rho_{13}}{\partial t} = \frac{i}{2}\Omega \rho_{11} - \frac{i}{2}\Omega \rho_{33} + \frac{i}{2}U \rho_{23} - \gamma_{13}\rho_{13}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} = -(\gamma_{12} + i\Delta)\rho_{12} + \frac{i}{2}U \rho_{11} - \frac{i}{2}U \rho_{22} + \frac{i}{2}\Omega \rho_{32}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = -(\gamma_{12} - i\Delta)\rho_{21} - \frac{i}{2}U^* \rho_{11} + \frac{i}{2}U^* \rho_{22} - \frac{i}{2}\Omega^* \rho_{23}, \quad (12)$$

式中 $\gamma_{12} = (\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$, $\gamma_{13} = (\Gamma_1 + \Gamma_3)/2$, $\gamma_{23} = (\Gamma_2 + \Gamma_3)/2$,上标 * 表示取共轭。本文研究的原子系统是封闭的,因此 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$,且满足狄拉克算符运算条件 $\rho_{ij}^* = \rho_{ji}$ 。这里需要说明的是,要得到任何一个密度矩阵元的解,都得对(4)~(12)式所示的 9 个方程求解。

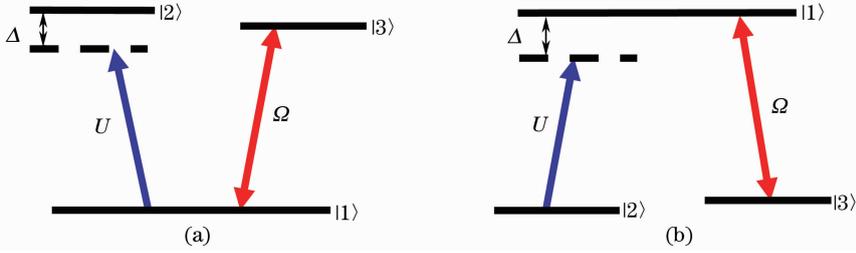

 图 1 三能级结构图。(a) V 型三能级系统；(b) Λ 型三能级系统

 Fig. 1 Three-level configurations. (a) V-type three-level system; (b) Λ -type three-level system

3 理论方法和结果讨论

一般人们使用迭代方法^[7-8],即从一个初始值出发解相关的几个方程,得到一阶密度矩阵元的解,然后以此解作为已知对关联的几个方程求解,得到二阶密度矩阵元的解,依次往复,得到不同阶次的解。这种方法的优点在于低阶运算时的简单灵活性,但是把困难留给了高阶。本文使用的方法则刚好相反,在起始阶段需要对 9 个方程进行运算,得到一个密度矩阵元的全解,即这个解包括了矩阵元各个阶次的成分,对此依次展开就能得到该密度矩阵元的各阶解。然而,直接基于这 9 个方程无法求解,本文首先处理原子布居数分布情况,依此来决定跃迁密度矩阵元的解。

本文并不关注原子瞬态演化过程,这个过程很短,而是将注意力集中在它们的稳态过程。由于在

稳态过程中原子的布居数以及跃迁几率都处于一种稳定的平衡状态,因此 $\partial\rho_{ij}/\partial t = 0$ 。以此稳态条件为基础,分析原子布居数的分布情况,找到原子的暗态。发现如果将(4)~(6)式使用加法合并,可得

$$\Gamma_1\rho_{11} + \Gamma_2\rho_{22} + \Gamma_3\rho_{33} = 0. \quad (13)$$

根据原子系统的封闭性条件,同时假设这个 V 型三能级的最低能级 $|1\rangle$ 非常稳定,即它的自发辐射率为 $\Gamma_1 \approx 0$,从(13)式可以得到 $\rho_{11} \approx 1$, $\rho_{22} \approx 0$ 和 $\rho_{33} \approx 0$ 。因此,在 $|1\rangle$ 态非常稳定的情况下,原子的暗态在 $|1\rangle$ 态上,或者说原子被俘获在这个原子态上。

根据上述布居数的分布情况,密度矩阵元方程组是可解的。将稳态布居数代入(7)~(12)式,就可以得到任何一个跃迁矩阵元的解。这里只关心探针光所对应跃迁矩阵元的解,并依此得到原子的电极化率。它的解如下

$$\rho_{21} = \frac{iU[|U|^2 + 4\gamma_{13}(\gamma_{23} + i\Delta) - |\Omega|^2]}{2[\gamma_{13}|\Omega|^2 + |U|^2(\gamma_{12} + i\Delta) + 4\gamma_{13}(\gamma_{12} + i\Delta)(\gamma_{23} + i\Delta)]}. \quad (14)$$

这个解包含了原子系统对探针光的各阶响应。根据非线性光学理论,可以将其像电极化强度展开的方式一样,分解为一阶、二阶和三阶等。而电极化强度是泰勒展开,跃迁密度矩阵元也是如此,表示如下:

$$\rho_{21} = \rho_{21}^{(0)} + \rho_{21}^{(1)}U + \rho_{21}^{(2)}|U|^2 + \rho_{21}^{(3)}|U|^2U + \dots \quad (15)$$

由于上述展开遵循泰勒展开,依次展开系数定义如下:

$$\rho_{21}^{(j)} = \frac{1}{j!} \left. \frac{\partial^j \rho_{21}}{\partial U^j} \right|_{U=0}, \quad j = 0, 1, 2, \dots \quad (16)$$

基于(14)式给出的全解,根据(16)式的定义,可以得到(15)式的各阶系数。首先讨论零阶和偶数阶系数,发现 $\rho_{21}^{(m)} = 0 (m = 0, 2, 4, \dots)$,这个表达式说明,零阶和偶数阶次的非线性极化率为零。对于各项同性的气体原子而言,由于原子的对称性,原子的

偶数阶非线性光学性质表现为缺失,即没有非线性表现,这个计算结果与实际是相符的。其次讨论奇次阶数的原子系统响应。根据跃迁密度矩阵元与电极化强度之间的关系,将(15)式的奇次阶数系数与电极化率建立如下联系:

$$\rho_{21}^{(1)} = \epsilon_0 \hbar \chi^{(1)} / (2N |D_{21}|^2), \quad (17)$$

$$\rho_{21}^{(3)} = 3\epsilon_0 \hbar^3 \chi^{(3)} / (4N |D_{21}|^4), \quad (18)$$

$$\rho_{21}^{(5)} = \epsilon_0 \hbar^5 \chi^{(5)} / (2N |D_{21}|^6), \quad (19)$$

式中 $\chi^{(1)}$, $\chi^{(3)}$ 和 $\chi^{(5)}$ 分别表示一阶、三阶和五阶电极化率, ϵ_0 为真空介电常数, N 表示原子数密度, D_{21} 表示能级 $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ 之间的电偶极矩。从(17)~(19)式可以看到,这些阶次的系数与对应阶次的电极化率成正比。也就是说,通过上述的方法,获得了一阶、三阶和五阶等奇数阶次的电极化率。根据(16)式的系数定义将(14)式所示的全解代入(17)~

(19)式,得到这些阶次的表达式为

$$\rho_{21}^{(1)} = \frac{-i(1/2)[|\Omega|^2 - 4(\gamma_{23} + i\Delta)]}{|\Omega|^2 + 4(\gamma_{12} + i\Delta)(\gamma_{23} + i\Delta)}, \quad (20)$$

$$\rho_{21}^{(3)} = \frac{i(1/2)(\gamma_{12} + \gamma_{13} + i\Delta)|\Omega|^2}{[\gamma_{13}|\Omega|^2 + 4\gamma_{13}(\gamma_{12} + i\Delta)(\gamma_{23} + i\Delta)]^2}, \quad (21)$$

$$\rho_{21}^{(5)} = \frac{-i(1/2)(\gamma_{12} + i\Delta)(\gamma_{12} + \gamma_{13} + i\Delta)|\Omega|^2}{[\gamma_{13}|\Omega|^2 + 4\gamma_{13}(\gamma_{12} + i\Delta)(\gamma_{23} + i\Delta)]^3}. \quad (22)$$

三者的吸收色散特性如图 2 所示。从图 2(a)可以看出,一阶系数代表原子响应的线性部分,从此吸收谱可以看出,这是 EIT 现象,即在原子的共振部分

呈现破坏性相干,这是由原子的暗共振导致的。三阶系数代表原子的非线性响应,根据其与非线性电极化率的关系,实部代表克尔非线性,虚部代表原子的非线性吸收。从图 2(b)中非线性吸收曲线可以看出,三阶非线性呈现建设性相干。五阶系数如图 2(c)所示,蓝色曲线表示五阶非线性吸收,红色曲线表示五阶色散。可以看出,五阶色散是五阶非线性吸收关于频率微分的相反数。观察其吸收谱,可以看到增益出现在共振线的两侧,但在共振线上出现了无增益窗口,这一增益的缺失体现的是破坏性相干。

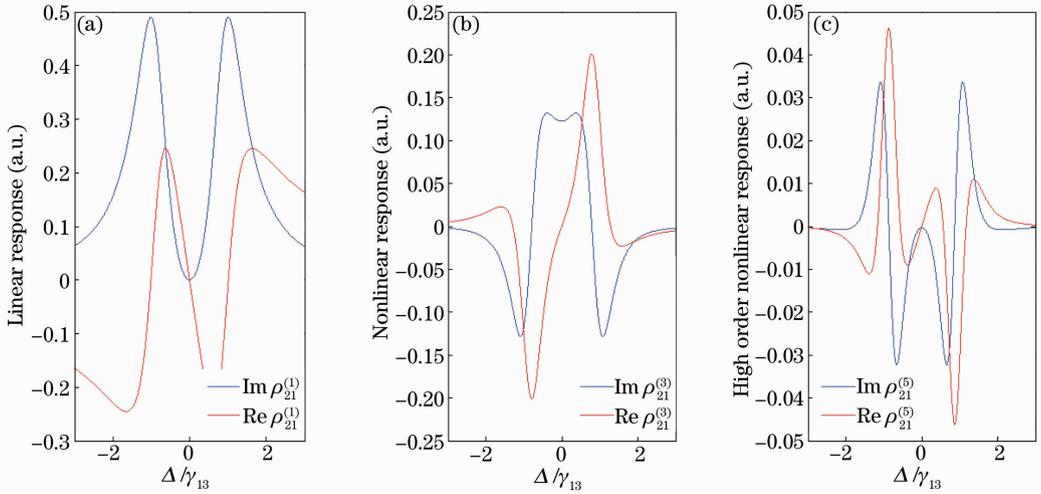


图 2 V 型系统的(a)线性、(b)非线性和(c)高阶非线性响应。($\gamma_{13}=1, \gamma_{12}=0.01\gamma_{13}, \Omega=2\gamma_{13}$)

Fig. 2 (a) Linear, (b) nonlinear and (c) high order nonlinear responses for V-type system ($\gamma_{13}=1, \gamma_{12}=0.01\gamma_{13}, \Omega=2\gamma_{13}$)

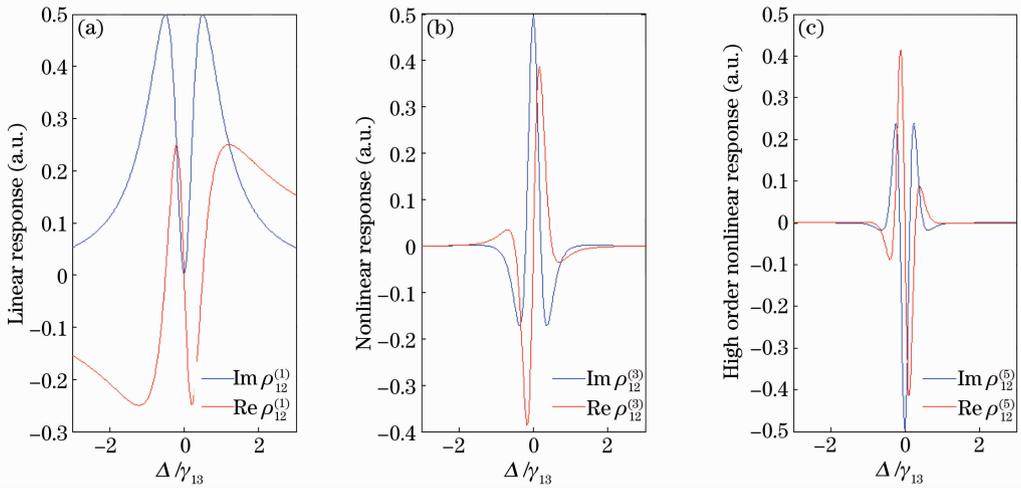


图 3 Λ 型系统的(a)线性、(b)非线性和(c)高阶非线性响应($\gamma_{13}=1, \gamma_{12}=\gamma_{13}, \gamma_{23}=0.001\gamma_{13}, \Omega=\gamma_{13}$)

Fig. 3 (a) Linear, (b) nonlinear and (c) high order nonlinear responses for Λ -type system ($\gamma_{13}=1, \gamma_{12}=\gamma_{13}, \gamma_{23}=0.001\gamma_{13}, \Omega=\gamma_{13}$)

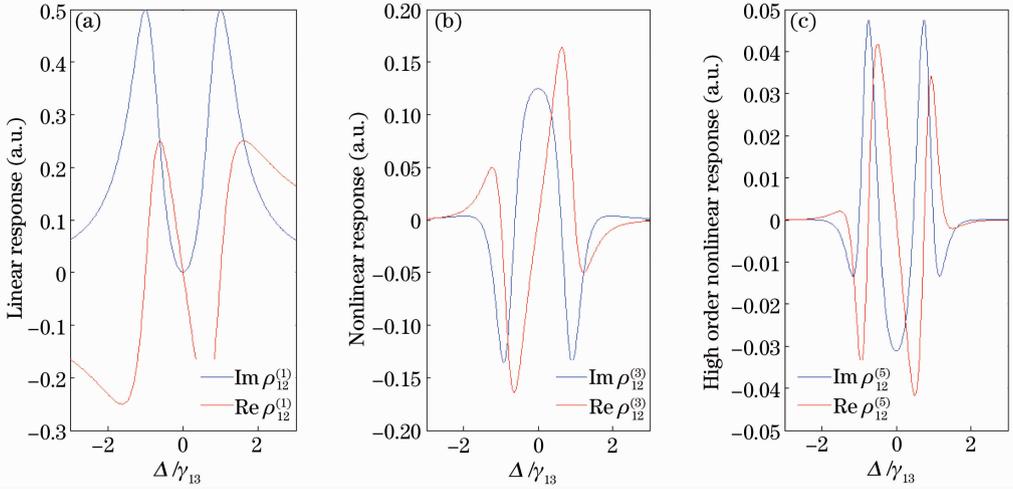

 图4 Λ 型系统的(a)线性、(b)非线性和(c)高阶非线性响应($\gamma_{13}=1, \gamma_{12}=\gamma_{13}, \gamma_{23}=0.001\gamma_{13}, \Omega=2\gamma_{13}$)

 Fig. 4 (a) Linear, (b) nonlinear and (c) high order nonlinear responses for Λ -type system ($\gamma_{13}=1, \gamma_{12}=\gamma_{13}, \gamma_{23}=0.001\gamma_{13}, \Omega=2\gamma_{13}$)

接着研究 Λ 型三能级系统的高阶非线性特性。比较图1中V型与 Λ 型结构,发现两个激发通道共用一个能级,在V型与 Λ 型中对应能级 $|1\rangle$,这个共用的能级也是产生量子相干的原因。两个通道源于V型与 Λ 型能级中的 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$,其中 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 对应的是探针光,而 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 对应的是抽运光。这两个

能级系统在标示上的一致性,为后续计算带来了方便。发现 Λ 型三能级的密度矩阵元方程组是V型三能级相应方程的共轭,所以其密度矩阵元方程在此不再说明。在假设 $|2\rangle$ 态为基态的条件下, $\rho_{11} \approx 0, \rho_{22} \approx 1$ 和 $\rho_{33} \approx 0$ 。基于此, Λ 型系统相应跃迁密度矩阵元的全解为

$$\rho_{12} = \frac{iU[|U|^2 + 4\gamma_{13}(\gamma_{23} + i\Delta)]}{2[\gamma_{13}| \Omega|^2 + |U|^2(\gamma_{12} + i\Delta) + 4\gamma_{13}(\gamma_{12} + i\Delta)(\gamma_{23} + i\Delta)]}. \quad (23)$$

其奇数阶次的响应为

$$\rho_{21}^{(1)} = \frac{i2(\gamma_{23} + i\Delta)}{|\Omega|^2 + 4(\gamma_{12} + i\Delta)(\gamma_{23} + i\Delta)}, \quad (24)$$

$$\rho_{21}^{(3)} = \frac{i(1/2)\gamma_{13}| \Omega|^2}{[\gamma_{13}| \Omega|^2 + 4\gamma_{13}(\gamma_{12} + i\Delta)(\gamma_{23} + i\Delta)]^2}, \quad (25)$$

$$\rho_{21}^{(5)} = \frac{-i(1/2)\gamma_{13}| \Omega|^2}{[\gamma_{13}| \Omega|^2 + 4\gamma_{13}(\gamma_{12} + i\Delta)(\gamma_{23} + i\Delta)]^3}. \quad (26)$$

可以看到上述表达式比V型三能级表达式更加简明。对比(24)式与参考文献[14],发现两者是一致的。上述结果如图3所示。从图中可以看出,EIT的线性响应依然是破坏性相干,三阶非线性响应为建设性相干,五阶非线性和线性响应一样呈现破坏性相干,且随着阶数的提高,这些响应体现在频段上越来越窄。图4为抽运光增大情况下这些阶次的响应。显然,当抽运光增大时上述曲线较图3发生了展宽。可以看到,透明窗口扩大了,同时色散变缓和了。透明窗口的展宽,可以减小探针光的损耗,但是

却不利于减慢探针光的群速,因为色散变小了。一般较慢光速都是在抽运光较小的状况下实现的,但是抽运光越小,探针光损耗越大,需要很好地平衡。对EIT各阶效应系统性的研究,为研究光波在EIT介质传输中,光波在群速度色散、自相位或交叉相位调制以及高阶非线性作用下(在非线性薛定谔方程或Ginzburg-Landau方程中体现出来)的动力学演化过程提供了理论依据。

4 结 论

研究了三能级原子系统在EIT出现情况下的高阶非线性响应特性。介绍了一种区别于迭代法的新方法,该方法更容易研究高阶非线性。研究结果表明,五阶非线性响应与一阶响应一样呈现破坏性相干,但其响应在频域上发生了明显的压缩。在低阶范围,线性极化呈现破坏性相干,而三阶非线性呈现建设性相干,理论和实际相符。光波在EIT介质传输中,高阶非线性会影响光波的演化,影响光孤子的形成。这个结果会促进光波在EIT介质中传输

的研究,为探索 EIT 介质中的高阶非线性提供了一个新的理论途径。

参 考 文 献

- 1 R M Whitley, C R Stroud. Double optical resonance [J]. *Phys Rev A*, 1976, 14(4): 1498–1513.
- 2 S E Harris. Electromagnetically induced transparency [J]. *Phys Today*, 1997, 50(7): 36–42.
- 3 M Fleischhauer, A Imamoglu, J P Marangos. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media [J]. *Rev Mod Phys*, 2005, 77(2): 633.
- 4 Zhang Lianshui, Yang Lijun, Li Xiaoli, *et al.*. Suppressing power broadening of electromagnetically induced transparency by utilizing microwave field [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, 27(7): 1305–1308.
张连水, 杨丽君, 李晓莉, 等. 利用微波场抑制电磁感应透明的功率展宽[J]. *光学学报*, 2007, 27(7): 1305–1308.
- 5 Liang Qingchang, Wang Haihua, Jiang Zhankui. Investigation on electromagnetically induced transparency and slowing-down of group velocity in $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, 27(5): 946–950.
梁卿昌, 王海华, 蒋占魁. $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中电磁感应透明及群速度减慢研究[J]. *光学学报*, 2007, 27(5): 946–950.
- 6 Wang Li, Song Haizhen, Xiao Shaowu. Influence of laser-field linewidth on atomic coherence effect in four-level atomic system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, 28(1): 194–199.
王 丽, 宋海珍, 肖绍武. 激光场线宽对四能级原子系统相干效
- 应的影响[J]. *光学学报*, 2008, 28(1): 194–199.
- 7 Niu Yueping, Gong Shangqing. Enhancing Kerr nonlinearity via spontaneously generated coherence [J]. *Phys Rev A*, 2006, 73(5): 053811.
- 8 Du Yingjie, Ge Guoku. Atomic absorption in N-type four-level system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, 28(2): 375–380.
杜英杰, 葛国库. N 型四能级系统的原子吸收[J]. *光学学报*, 2008, 28(2): 375–380.
- 9 L V Hau, S E Harris, Z Dutton, *et al.*. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas [J]. *Nature (London)*, 1999, 379(6720): 594–598.
- 10 Jiahua Li, Wenxing Yang, Jucun Peng. Continuous-wave four-wave mixing with linear growth based on electromagnetically dual induced transparency [J]. *Chin Opt Lett*, 2004, 2(7): 418–420.
- 11 Zhang Junxiang, Zhou Haitao, Wang Dawei, *et al.*. Enhanced reflection via phase compensation from anomalous dispersion in atomic vapor [J]. *Phys Rev A*, 2011, 83(5): 053841.
- 12 Zhou Haitao, Wang Dawei, Wang Dan, *et al.*. Efficient reflection via four-wave mixing in a Doppler-free electromagnetically-induced-transparency gas system [J]. *Phys Rev A*, 2011, 84(5): 053835.
- 13 Dongsheng Ding, Zhiyuan Zhou, Baosen Shi, *et al.*. Single-photon-level quantum image memory based on cold atomic ensembles [J]. *Nature Commun*, 2013, 4: 2527.
- 14 M O Scully. *Quantum Optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. 227.

栏目编辑: 史 敏