

# 原子相干引起的五阶非线性增强

刘羽桐, 钮月萍, 林功伟, 龚尚庆

华东理工大学理学院, 上海 200237

**摘要** 采用腔透射谱法测量了  $\Lambda$  型三能级系统的五阶克尔非线性系数。对二能级和  $\Lambda$  型三能级系统的五阶非线性系数进行数值模拟, 比较发现, 原子相干对非线性系数具有增强作用。同时将三阶和五阶极化率的模拟结果与测量结果进行对比, 发现两者具有很好的一致性。

**关键词** 非线性光学; 原子相干; 电磁诱导透明; 非线性系数; 腔透射谱法

**中图分类号** O437 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201737.0719002

## Enhancement of Fifth-Order Nonlinearity Induced by Atomic Coherence

Liu Yutong, Niu Yueping, Lin Gongwei, Gong Shangqing

School of Science, East China University of Science and Technology, Shanghai 200237, China

**Abstract** The fifth-order Kerr nonlinear coefficient of  $\Lambda$ -type three-level system is measured using cavity transmission spectroscopy. The fifth-order nonlinear coefficients for two-level and  $\Lambda$ -type three-level systems are numerically simulated. Comparing the results of numerical simulation, it is found that atomic coherence has an enhanced effect on nonlinear coefficients. Meanwhile, the simulation results of the third- and fifth-order polarizabilities are compared with the measured results, and it is found that the two results have good consistency.

**Key words** nonlinear optics; atomic coherence; electromagnetically induced transparency; nonlinear coefficient; cavity transmission spectroscopy

**OCIS codes** 190.3270; 270.1670; 020.1670

## 1 引 言

近年来,非线性光学因其在光通信、激光传感、量子信息等方面的广泛应用而倍受关注。通常情况下,获得较高的非线性系数时,常常受到其他因素的影响,包括产生剧烈的吸收以及其他非线性过程。电磁诱导透明(EIT)效应<sup>[1]</sup>的提出为广大科研工作者提供了新的思路。EIT效应是一种量子相干效应,在光与原子相互作用过程中,外加控制场诱导原子处于相干叠加态,使得介质对探测光吸收减弱,并且伴有很强的非线性效应。1996年Schmidt等<sup>[2]</sup>提出了在弱光条件下基于EIT效应的交叉克尔非线性增强。随后许多基于EIT效应的三阶非线性增强方案被提出<sup>[3-9]</sup>。增强的三阶克尔非线性在全光开关<sup>[10]</sup>、全光学的量子传输<sup>[11]</sup>、光孤子的产生<sup>[12]</sup>等方面都有应用。在实验方面,Wang等<sup>[13]</sup>及Kang等<sup>[14]</sup>分别在热原子、冷原子中成功实现了克尔非线性的增强。

在更高阶非线性方面,由于阶数越高,非线性系数越弱,所以有关五阶非线性系数的研究相对较少。但高阶非线性在产生关联脉冲对实现多光子相位门<sup>[15]</sup>、多通道长距离量子通信<sup>[16]</sup>、量子计算等方面有较多应用。因此需要深入研究高阶非线性折射率 $n_4$ 并对其进行测量。尽管一些科研工作是基于增强五阶非线性开展的<sup>[17-20]</sup>,但在测量方面,却鲜有报道。2012年Greenberg等<sup>[21]</sup>基于多波混频的散射方法实现了五阶非

**收稿日期:** 2017-01-17; **收到修改稿日期:** 2017-04-03

**基金项目:** 国家自然科学基金(11474092)、上海市教委重点项目(14ZZ056)

**作者简介:** 刘羽桐(1992—),女,硕士研究生,主要从事量子相干调控方面的研究。E-mail: mildsweetlight@sina.com

**导师简介:** 龚尚庆(1963—),男,教授,博士生导师,主要从事量子相干调控、极端非线性光学、强场激光物理学等方面的研究。E-mail: sqgong@ecust.edu.cn(通信联系人)

线性系数测量。但这一方法需要较强的混频转换效率,较为复杂。而传统的马赫-曾德尔干涉仪法难以提取高阶非线性系数。因此有必要采用合适的方法对五阶非线性系数进行测量。

本课题组在克尔非线性方面开展了一系列工作,提出了利用双暗态相互作用、自发辐射诱导等方案<sup>[22-25]</sup>实现克尔非线性增强,并且采用腔透射谱法对自克尔非线性进行了测量<sup>[26]</sup>。在前期工作的基础上,本文采用腔透射谱法,对三能级系统的五阶非线性系数进行测量,并通过理论数值模拟对有无 EIT 效应的高阶克尔非线性进行比较,结果表明原子相干对五阶非线性系数有明显增强作用。

## 2 理论模型

图 1 为  $\Lambda$  型三能级系统。能级  $|3\rangle$  为激发态,能级  $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$  为基态,频率为  $\omega_p$  的探测场与能级  $|1\rangle$  和  $|3\rangle$  近共振,频率为  $\omega_c$  的控制场与能级  $|2\rangle$  和  $|3\rangle$  近共振。考虑旋转波近似,可以得到  $\Lambda$  型三能级系统的密度矩阵方程<sup>[27]</sup>:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{11} = \gamma_{31}\rho_{33} - \gamma_{12}\rho_{11} - i\Omega_p(\rho_{13} - \rho_{31}) \\ \dot{\rho}_{22} = \gamma_{32}\rho_{33} + \gamma_{12}\rho_{11} - i\Omega_c(\rho_{23} - \rho_{32}) \\ \dot{\rho}_{33} = -\gamma_{31}\rho_{33} - \gamma_{32}\rho_{33} + i\Omega_p(\rho_{13} - \rho_{31}) + i\Omega_c(\rho_{23} - \rho_{32}) \\ \dot{\rho}_{21} = -\tilde{\gamma}_{12}\rho_{21} - i\Omega_p\rho_{23} + i\Omega_c\rho_{31} \\ \dot{\rho}_{31} = -\tilde{\gamma}_{31}\rho_{31} - \tilde{\gamma}_{32}\rho_{31} - \tilde{\gamma}_{12}\rho_{31} - i\Omega_p(\rho_{11} - \rho_{33}) + i\Omega_c\rho_{21} \\ \dot{\rho}_{32} = -\tilde{\gamma}_{32}\rho_{32} - \tilde{\gamma}_{31}\rho_{32} - i\Omega_c(\rho_{33} - \rho_{22}) + i\Omega_p\rho_{12} \end{cases}, \quad (1)$$

式中  $\Omega_p = -\mu_{13} E_p / \hbar$  为探测场的拉比频率,  $\Omega_c = -\mu_{23} E_c / \hbar$  为控制场的拉比频率,  $\mu_{ij}$  表示能级  $|i\rangle$  到能级  $|j\rangle$  的偶极矩阵元,  $\tilde{\gamma}_{12} = \gamma_{12} - i(\Delta_p - \Delta_c)$ ,  $\tilde{\gamma}_{31} = \gamma_{31} + i\Delta_p$ ,  $\tilde{\gamma}_{32} = \gamma_{32} + i\Delta_c$ , 其中  $\Delta_p = \omega_p - \omega_{31}$  和  $\Delta_c = \omega_c - \omega_{32}$  分别表示探测场和控制场的频率失谐量,  $\gamma_{12}$  为能级  $|1\rangle$  到  $|2\rangle$  的非辐射衰减速率,  $\gamma_{31}$  为能级  $|3\rangle$  到  $|1\rangle$  的衰减速率,  $\gamma_{32}$  为能级  $|3\rangle$  到  $|2\rangle$  的衰减速率。假设初始时所有的原子都布居在基态  $|1\rangle$  上,即  $\rho_{11}^{(0)} \approx 1, \rho_{22}^{(0)} \approx 0, \rho_{33}^{(0)} \approx 0$ 。密度矩阵元可以写为  $\rho_{mn} = \rho_{mn}^{(0)} + \rho_{mn}^{(1)} + \rho_{mn}^{(2)} + \rho_{mn}^{(3)} + \dots$  ( $m, n$  为正整数), 考虑弱场近似, 求解(1)式稳态解, 通过多次迭代计算可以得到  $\rho_{31}^{(3)}, \rho_{31}^{(5)}$ 。

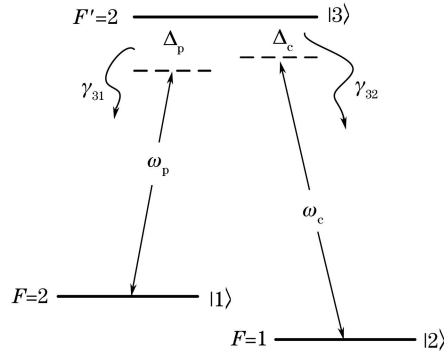


图 1  $\Lambda$  型三能级系统

Fig. 1 Configuration of  $\Lambda$ -type three-level system

介质对光场的响应可用电极化强度  $P$  可表示为

$$P = N(\rho_{31}\mu_{31} + \rho_{31}^*\mu_{31}^*), \quad (2)$$

$$P = \epsilon_0(\chi E + \chi^* E^*), \quad (3)$$

式中  $N$  为原子数密度,  $\epsilon_0$  为真空介电常数。按非线性的阶数可展开为

$$P(t) = \epsilon_0\chi^{(1)} \cdot E + \epsilon_0\chi^{(2)} : EE + \epsilon_0\chi^{(3)} \vdots EEE + \dots \quad (4)$$

由此可得到三阶、五阶非线性极化率:

$$\chi^{(3)} = \frac{N|\mu_{31}|}{\epsilon_0 E_p^3} \rho_{31}^{(3)}, \quad \chi^{(5)} = \frac{N|\mu_{31}|}{\epsilon_0 E_p^5} \rho_{31}^{(5)}. \quad (5)$$

为了解原子相干对非线性极化率的影响,本研究考虑了二能级原子与光场相互作用系统,此时只有探测场。通过上述多次迭代求稳态解方法,得到二能级系统非线性极化率,并将其与  $\Delta$  型三能级系统非线性极化率进行比较,结果如图 2 所示。图中红色实线代表  $\Delta$  型三能级原子系统色散,蓝色双点划线代表吸收[图 2(a)中缩小  $5 \times 10^4$  倍,图 2(b)中缩小  $2 \times 10^8$  倍];黑色虚线代表二能级原子系统色散,紫色点划线代表吸收[图 2(a)中缩小  $5 \times 10^4$  倍,图 2(b)中缩小  $2 \times 10^8$  倍]。从图 2 中可以看出,当控制场失谐  $\Delta_c = 0$ ,在探测场失谐  $\Delta_p = \pm 5$  MHz 处,三阶非线性极化率可以达到  $\pm 7.5 \times 10^{-8} (\text{m/V})^2$ ,此时二能级系统的三阶非线性极化率为  $\pm 4 \times 10^{-9} (\text{m/V})^2$ ;五阶非线性极化率也较大,约为  $\pm 1 \times 10^{-11} (\text{m/V})^4$ ,而此时二能级系统五阶非线性极化率的值约为  $\pm 8 \times 10^{-13} (\text{m/V})^4$ 。可以发现存在原子相干的三能级系统较二能级系统非线性效应方面有明显增强,并且在近共振处,无论三阶还是五阶,吸收都得到抑制。

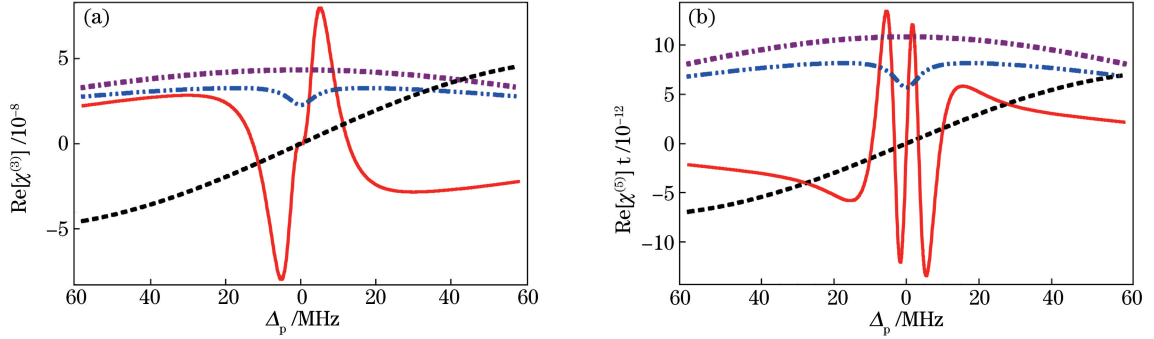


图 2  $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 2\pi \times 2$  MHz,  $\gamma_{12} = 2\pi \times 0.5$  MHz,  $\Omega_c = 2\pi \times 2$  MHz 时, (a) 三阶和 (b) 五阶极化率实部随探测场失谐  $\Delta_p$  的变化  
Fig. 2 Variations of (a)  $\text{Re}[\chi^{(3)}]$  and (b)  $\text{Re}[\chi^{(5)}]$  versus the probe detuning  $\Delta_p$  while  $\gamma_{31} = \gamma_{32} = 2\pi \times 2$  MHz,

$$\gamma_{12} = 2\pi \times 0.5 \text{ MHz}, \Omega_c = 2\pi \times 2 \text{ MHz}$$

### 3 测量方法

对于三阶自克尔非线性的测量方法,主要是文献[13]和[28]中报道的腔透射谱法,通过计算腔不对称度与三阶非线性折射率的关系,实现对三阶非线性折射率的测量。本课题组也应用该方法对 N 型四能级系统中的自克尔非线性进行了测量,并研究了非线性斜率的可逆变化<sup>[26]</sup>。基于此前的工作,本研究采用腔透射谱法,对五阶非线性折射率与腔不对称度关系进行推算,从而达到测量五阶非线性折射率  $n_4$  的目的。

对于光学谐振腔,当总相移  $\Phi$  等于  $2\pi$  整数倍时,从腔中透射的光强达到最大值,称为光学腔的共振条件。谐振腔透射光强可以具体表示为

$$\frac{I_p}{I_r} = \eta = 1 / \left[ 1 + \frac{4R(\epsilon/4)^2}{(1-R)^2} \right], \quad (6)$$

式中  $I_p$  为某时刻输出光强;  $I_r$  为共振时输出光强;  $\eta$  为两者比值,即透射率;  $\epsilon$  为相位。从(6)式可以发现,对于不同时刻的同一输出光强,两者的相位为  $\epsilon$  和  $-\epsilon$ 。

下面考虑谐振腔中放入非线性介质的情况。介质的总折射率为  $n = n_0 + n_2 I_p + n_4 I_p^2$  (忽略更高阶的非线性效应),其中  $n_0$  为线性折射率,  $n_2$  为三阶非线性折射率,  $n_4$  为五阶非线性折射率。各折射率与极化率  $\chi^{(1)}$ 、 $\chi^{(3)}$ 、 $\chi^{(5)}$  的关系可以表示为<sup>[29]</sup>

$$n_0 = \sqrt{1 + \text{Re}[\chi^{(1)}]}, \quad (7)$$

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2 \epsilon_0 c} \text{Re}[\chi^{(3)}], \quad (8)$$

$$n_4 = \frac{5}{2n_0^3 \epsilon_0^2 c^2} \text{Re}[\chi^{(5)}]. \quad (9)$$

在本实验中,介质是长为  $l$  的伽泡,则总相移可以表示为

$$\Phi = \frac{\omega_p L}{c} + \frac{\omega_p l}{c} (n_0 - 1) + \frac{\omega_p l}{c} n_2 I_p + \frac{\omega_p l}{c} n_4 I_p^2 - 2m\pi, \quad (10)$$

式中  $c$  为真空中光速,  $m$  为任意整数,  $\omega_p$  为探测光频率,  $L$  为谐振腔腔长。实验中, 腔长随时间线性扫描, 因此引入腔扫描速率  $A$ ,  $A=2\pi/\tau$ ,  $\tau$  为相邻两个腔透射峰的扫描时间。此时, 总相移可以写成:

$$\Phi = A(t - t_0) + \frac{\omega_p l}{c} n_2 I_p + \frac{\omega_p l}{c} n_4 I_p^2 - 2m\pi, \quad (11)$$

式中  $t$  为时间,  $t_0$  为只考虑线性情况下,  $\Phi=0$  时对应的的时间。基于之前所描述的腔透射谱相位性质可以得到:

$$\left[ -A(t - t_0) + \frac{\omega_p l}{c} n_2 I_p + \frac{\omega_p l}{c} n_4 I_p^2 \right]^2 = \epsilon^2. \quad (12)$$

下面求解五阶非线性折射率。通过观察发现, 在整个透射峰中, 上升沿和下降沿每对应同一位置, 便有两个时间点。分别取  $\eta=1/3$  和  $\eta=2/3$  对应的时刻, 设为  $t_1, t_2, t_3, t_4$ , 有

$$\begin{cases} -A(t_1 - t_0) + \frac{\omega_p l}{c} n_2 I_{p1} + \frac{\omega_p l}{c} n_4 I_{p1}^2 = \epsilon_1 \\ -A(t_2 - t_0) + \frac{\omega_p l}{c} n_2 I_{p1} + \frac{\omega_p l}{c} n_4 I_{p1}^2 = -\epsilon_1 \\ -A(t_3 - t_0) + \frac{\omega_p l}{c} n_2 I_{p2} + \frac{\omega_p l}{c} n_4 I_{p2}^2 = \epsilon_2 \\ -A(t_4 - t_0) + \frac{\omega_p l}{c} n_2 I_{p2} + \frac{\omega_p l}{c} n_4 I_{p2}^2 = -\epsilon_2 \end{cases}. \quad (13)$$

通过求解(13)式可得到五阶非线性折射率为

$$n_4 = \frac{c}{2\omega_p l} \frac{A(\Delta_2 - 2\Delta_1)}{(I_{p2}^2 - I_{p1}^2)}, \quad (14)$$

式中  $\Delta_1 = (t_1 - t_0) - (t_0 - t_2)$ ,  $\Delta_2 = (t_3 - t_0) - (t_0 - t_4)$ ,  $I_{p1}$  为  $\eta=1/3$  时对应光强,  $I_{p2}$  为  $\eta=2/3$  时对应光强。三阶非线性折射率为

$$n_2 = \frac{c}{2\omega_p l} \frac{A\Delta}{(I_r - I_p)}, \quad (15)$$

式中  $\Delta = (t_5 - t_0) - (t_0 - t_6)$ ,  $t_5, t_6$  为  $\eta=1/2$  时对应的时刻(在图 3 中不做表示), 与文献[28]中完全一样。

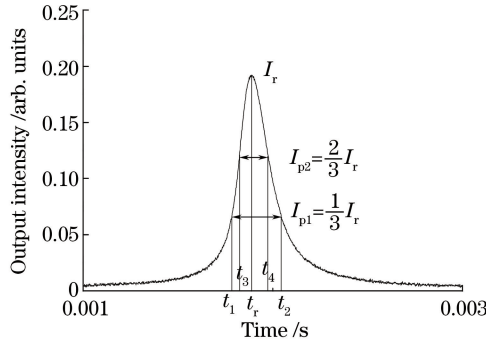


图 3 实验中在探测场失谐为 2 MHz 处得到的腔透射谱, 其他参数  $\Delta_c=0, P_c=28$  mW

Fig. 3 Cavity transmission spectrum with  $\Delta_p=2$  MHz,  $\Delta_c=0, P_c=28$  mW

## 4 实验装置及结果讨论

非线性测量实验设置如图 4 所示, 图中 HWP 表示半波片, PBS 表示偏振分束器。选用铷 87 原子的  $D_2$  线来构建  $\Lambda$  型三能级系统, 即  $5^2S_{1/2} (F=1, F=2)$  和  $5^2P_{3/2} (F'=2)$ 。控制场激光器和探测场激光器都是 TLB-6900 型可调谐单模外腔半导体激光器(ECDL)。在稳流和恒温状态下激光器线宽约 300 kHz。HWP1 和 PBS1 用来调节探测场强度, 使其达到 200  $\mu$ W。通过调节 HWP2, 使 10% 的控制光通过饱和吸收的方法用来锁频。探测光和控制光通过 PBS5 后在铷泡池内相交。为了避免控制光与谐振腔共振对测量结果产生影响, 让控制光与探测光小角度相交(相交角度约  $2^\circ$ )。探测光与控制光的光斑直径约为 0.4 mm 和 0.8 mm。光学腔是由两块焦距为 200 mm 的平凹镜组成的共焦腔系统, 腔镜镜面镀有反射率约为 99.5% 的

低损耗高反射薄膜,腔长为 400 mm。谐振腔后腔镜上连接一块压电陶瓷(PZT),通过对 PZT 加载一个频率为 30 Hz 的三角波扫描信号实现对腔长的线性调节。实验中铷原子气体被密封在一个长为 75 mm、直径为 25 mm 的圆柱形玻璃管内,并且两个端面镀有增透膜以减少光在端面的损耗。

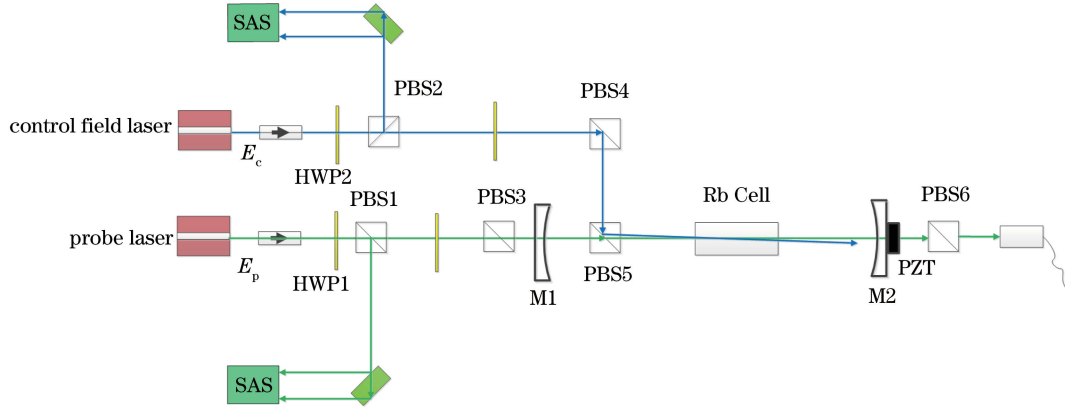


图 4 非线性测量实验装置图

Fig. 4 Experimental set-up of nonlinear measurement

在实验中,通过采用饱和吸收法,调节激光器锁频模块对控制场进行锁频,使控制场与原子跃迁能级  $5^2S_{1/2}F=1 \rightarrow 5^2P_{3/2}F'=2$  精确共振。扫描腔长时,由于非线性效应存在,观测到不对称透射谱。图 3 是在  $\Delta_p=2$  MHz、 $\Delta_c=0$  时测得的腔透射谱,控制场光功率为  $P_c=28$  mW。根据上节推导得到的(14)和(15)式,只需将该透射谱各个时刻  $t_i$  对应的不对称度  $\Delta_1, \Delta_2, \Delta$  提取出来,就可以得到  $\Delta_p=2$  MHz 时的三阶和五阶非线性折射率  $n_2, n_4$ 。在实验中,探测场频率失谐  $\Delta_p$  通过控制电压进行调节,控制电压变化范围 73.9 ~ 76.9 mV。为了方便处理,认为频率随控制电压线性变化,即控制电压每变化 0.1 mV 探测场频率变化 4 MHz。在不同的探测场频率下,重复上述扫描过程,最后将测量得到的  $n_2, n_4$  代入(8)和(9)式,可以得到三阶、五阶极化率随探测场失谐的变化情况,如图 5 所示。测量结果显示,三阶和五阶极化率在共振位置附近有峰值。三阶极化率的峰值为  $2.5 \times 10^{-8} (\text{m/V})^2$ ,五阶极化率的峰值为  $7 \times 10^{-12} (\text{m/V})^4$ 。该实验结果与图 2 所示的数值模拟结果具有一致的变化规律,不同处在于非线性极化率极值点与探测场频率位置存在偏差,原因是在实验过程中,频率被认为随电压线性变化(4 MHz/0.1 mV),但实际上,激光器频率与控制电压并不是严格线性的,因而稍有不同。

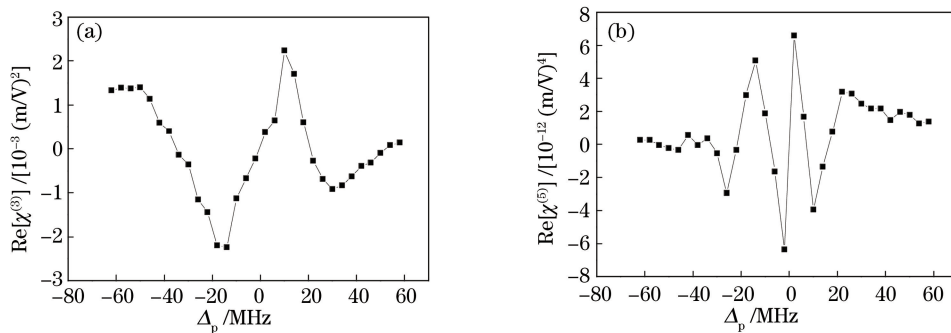


图 5  $\Delta_c=0, P_c=28$  mW 时,实验测量得到的(a)三阶和(b)五阶非线性极化率实部随探测场失谐  $\Delta_p$  的变化

Fig. 5 Variations of experimentally measured (a)  $\text{Re}[\chi^{(3)}]$  and (b)  $\text{Re}[\chi^{(5)}]$  versus the probe detuning  $\Delta_p$  while  $\Delta_c=0, P_c=28$  mW

## 5 结 论

研究了原子相干条件下的五阶非线性响应特性,并着重介绍了采用腔透射谱法对三阶、五阶非线性系数进行的实验测量。研究发现,  $\Lambda$  型三能级原子系统三阶非线性极化率  $\chi^{(3)}$  为  $10^{-8} (\text{m/V})^2$ ,五阶非线性极化率  $\chi^{(5)}$  为  $10^{-12} (\text{m/V})^4$ 。同时,通过数值模拟证实了原子相干效应对  $\Lambda$  型三能级原子系统三阶、五阶非线性

系数的增强作用。将实验测量结果与数值模拟进行比较,发现两者具有很好的一致性。该研究结果可以为研究高阶非线性系数、设计非线性光开关等提供有意义的参考。

## 参 考 文 献

- [1] Harris S E. Electromagnetically induced transparency[J]. *Physics Today*, 1997, 50(7): 36-42.
- [2] Schmidt H, Imamoglu A. Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency[J]. *Optics Letters*, 1996, 21(23): 1936-1938.
- [3] Matsko A B, Novikova I, Welch G R, *et al.* Enhancement of Kerr nonlinearity by multiphoton coherence[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(2): 96-98.
- [4] Yang X D, Li S J, Zhang C H, *et al.* Enhanced cross-Kerr nonlinearity via electromagnetically induced transparency in a four-level tripod atomic system[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2009, 26(7): 1423-1434.
- [5] Khoa D X, Doai L V, Son D H, *et al.* Enhancement of self-Kerr nonlinearity via electromagnetically induced transparency in a five-level cascade system: an analytical approach[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2014, 31(6): 1330-1334.
- [6] Kou J, Wan G R, Kang Z H, *et al.* EIT assisted large cross-Kerr nonlinearity in a four-level inverted-Y atomic system [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2010, 27(10): 2035-2039.
- [7] Wu J H, Artoni M, La Rocca G C. Polarization-selective optical nonlinearities in cold Rydberg atoms[J]. *Physical Review A*, 2015, 92(6): 063805.
- [8] Zhao L, Yang G, Duan W. Manipulating stored images with phase imprinting at low light levels[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(14): 2853-2855.
- [9] Wu J, Liu J R, Li H, *et al.* Theoretical investigation of large Kerr nonlinearity at weak magnetic field intensities in molecular magnets[J]. *Optics Communications*, 2012, 285(6):1424-1428.
- [10] Xiao M, Wang H, Goorskey D. Light controlling light with enhanced Kerr nonlinearity[J]. *Optics and Photonics News*, 2002, 13(9): 44-48.
- [11] Vitali D, Fortunato M, Tombesi P. Complete quantum teleportation with a Kerr nonlinearity[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(2): 445-448.
- [12] Tikhonenko V V, Christou J, Luther-Davies B. Three dimensional bright spatial soliton collision and fusion in a saturable nonlinear medium[J]. *Physical Review Letters*, 1996, 76(15): 2698-2701.
- [13] Wang H, Goorskey D, Xiao M. Enhanced Kerr nonlinearity via atomic coherence in a three level atomic system[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(7): 073601.
- [14] Kang H, Zhu Y F. Observation of large Kerr nonlinearity at low light intensities[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(9): 093601.
- [15] Dantan A, Albert M, Drewsen M. Cavity electromagnetically induced transparency and optical switching with ion Coulomb crystals[J]. *Nature Photonics*, 2011, 5(10): 633-636.
- [16] Chen H X, Zhang Y Q, Yao X, *et al.* Parametrically amplified bright-state polariton of four- and six-wave mixing in an optical ring cavity[J]. *Scientific Reports*, 2014(4): 03619.
- [17] Zubairy M S, Matsko A B, Scully M O. Resonant enhancement of high-order optical nonlinearities based on atomic coherence[J]. *Physical Review A*, 2002, 65(4): 043804.
- [18] Hang C, Li Y, Ma L, *et al.* Three-way entanglement and three-qubit phase gate based on a coherent six-level atomic system[J]. *Physical Review A*, 2006, 74(1): 012319.
- [19] Li P, Gu Y, Wang L, *et al.* Fifth-order nonlinearity and 3-qubit phase gate in a five-level tripod atomic system[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2008, 25(4): 504-512.
- [20] Zhang Y, Brown A W, Xiao M. Opening four-wave mixing and six-wave mixing channels via dual electromagnetically induced transparency windows[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(12): 123603.
- [21] Greenberg J A, Gauthier D J. High-order optical nonlinearity at low light levels[J]. *Europhysics Letters*, 2012, 98(2): 24001.
- [22] Niu Y P, Gong S Q. Enhancing Kerr nonlinearity via spontaneously generated coherence[J]. *Physical Review A*, 2006, 73(5): 053811.
- [23] Sun H, Gong S, Niu Y, *et al.* Enhancing Kerr nonlinearity in an asymmetric double quantum well via Fano interference [J]. *Physical Review B*, 2006, 74(15): 155314.

- 
- [24] Niu Y, , Gong S, Li R, *et al.* Giant Kerr nonlinearity induced by interacting dark resonances[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(24): 3371-3373.
- [25] Niu Y, Li R, Gong S. High efficiency four-wave mixing induced by double-dark resonances in a five-level tripod system [J]. *Physical Review A*, 2005, 71(4): 043819.
- [26] Yang X, Ying K, Niu Y, *et al.* Reversible self-Kerr nonlinearity in an N-type atomic system through a switching field [J]. *Journal of Optics*, 2014, 17(4): 045505.
- [27] Scully M O, Zubairy M S. *Quantum optics*[M]. New York: Cambridge University Press, 1997: 160.
- [28] Wang H, Goorskey D J, Xiao M. Atomic coherence induced Kerr nonlinearity enhancement in Rb vapour[J]. *Journal of Modern Optics*, 2002, 49(3/4): 335-347.
- [29] Boyd R W. *Nonlinear optics*[M]. New York: Academic Press, 1992.