

文章编号: 0253-2239(2010)01-0246-05

Pr:YSO 晶体中部分受激拉曼绝热过程导致的拉曼信号增强

李亚娟 杜敦茂 范云飞 王海华 康智慧 姜云 高锦岳

(吉林大学物理学院, 吉林 长春 130021)

摘要 在 Pr:YSO 晶体中,理论计算表明利用部分受激拉曼绝热过程可以在晶体的精细能级之间制备最大原子相干。一个探测脉冲与制备好的原子相干系统作用,可以得到增强的拉曼散射信号。还讨论了一些因素对拉曼信号强度的影响,为相关的实验研究提供了理论依据。

关键词 相干光学;部分受激拉曼绝热过程(f-STIRAP);密度矩阵;原子相干;双光子失谐

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103001.0246

Enhancement of Raman Signal Via Fractional Stimulated Raman Adiabatic Passage in Pr:Y₂SO₅ Crystal

Li Yajuan Du Dunmao Fan Yunfei Wang Haihua Kang Zhihui Jiang Yun Gao Jinyue

(College of Physics, Jilin University, Changchun, Jilin 130021, China)

Abstract The result of theoretical calculation shows that fractional stimulated Raman adiabatic passage can create maximal coherence between the hyperfine levels in a Pr:YSO crystal. A probe pulse interaction with the atomic coherent system leads to efficient generation of a Raman signal field. The influence of some factors on the signal is discussed also, these theoretical results provide useful reference for the related experimental investigation.

Key words coherent optics; fractional stimulated Raman adiabatic passage (f-STIRAP); density matrix; atomic coherence; two-photon detuning

1 引 言

在过去的十几年里,量子相干一直是人们研究的热点。很多有意义的相关工作被报道,如电磁感应光透明(EIT)^[1]、光速减慢^[2,3]、量子计算和量子态的存储^[4~6]。绝热过程是一种很好的操控量子态的技术,很多种基于绝热过程的量子计算方法已经被提了出来^[7~9]。其中受激拉曼绝热过程(stimulated Raman adiabatic passage, STIRAP),是用一对合适的窄相干脉冲与原子或分子系统绝热的相互作用,就可以在较低的两个能级之间实现完全的粒子数转移,它有着重要的应用价值^[10,11]。如果这两个脉冲的下降沿是重合的,可以在较低的两个能级之间制备最大原子相干,这个过程被称为部

分受激拉曼绝热过程(fractional stimulated Raman adiabatic passage, f-STIRAP)^[12]。

目前关于 STIRAP 和 f-STIRAP 的研究主要都集中在原子气体里。为了实际应用,在固体材料里进行相关研究,具有更大的应用价值。与气体相比,固体材料具有原子密度高、结构紧凑、无原子扩散等显著优点。然而大多数的固体材料具有相对较宽的光学线宽和较快的退相干速率,这些都限制了原子相干效应的实现。人们已经发现 Pr³⁺:Y₂SiO₅ 晶体(Pr:YSO)^[13,14]具有窄的光谱结构和长的退相干时间,适合于原子相干效应的实验演示。利用这种晶体人们已经在实验上实现了电磁感应光透明(EIT)、四波混频(FWM)^[16]、基于 EIT 的光存储^[17,18]、快速绝热过

收稿日期: 2008-11-17; 收到修改稿日期: 2009-04-02

基金项目: 国家 973 计划(2006CB921103)和国家自然科学基金(10774059)资助课题。

作者简介: 李亚娟(1984—),女,硕士研究生,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: liyj799@yahoo.com.cn

导师简介: 高锦岳(1940—),男,教授,博士生导师,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: jygao@mail.jlu.edu.cn

程^[19]和 STIRAP^[20]。但在固体材料里,关于 f-STIRAP 的理论工作还没有被报道。

本文利用光与物质相互作用的半经典理论分析了 Pr:YSO 晶体中的 f-STIRAP 过程,发现利用 f-STIRAP 可以在 Pr:YSO 晶体的两个基态自旋子能级之间制备最大的原子相干。当自旋子能级之间达到最大相干后,给系统施加一个探测脉冲可以产生一个增强的相干拉曼散射信号。文章对整个过程中进行了理论模拟,还分别探讨了双光子失谐以及探测脉冲和相干脉冲之间的时间间隔对信号强度的影响。

2 基本原理

理论模型采用文献[15]中的 Pr:YSO 能级结构(如图 1 所示)。Pr:YSO 晶体中,Pr³⁺ 取代了其中的 Y³⁺, Pr³⁺ 的摩尔分数为 0.05%。研究的光学跃迁是 $^3H_4 \rightarrow ^1D_2$, 其共振波长为 605.977 nm^[13,14]。在 1.4 K 的温度条件下,光学跃迁对应的非均匀加宽大约为 10 GHz,远大于超精细分裂的宽度。基态 3H_4 和激发态 1D_2 都有三个简并的超精细能级($\pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2$)。其中基态超精细能级之间的间隔分别为 10.2 和 17.3 MHz,激发态超精细能级之间的间隔分别为 4.6, 4.8 MHz。光学纵向弛豫时间 T_1 和横向弛豫时间 T_2 分别为 164 和 111 μ s。在 6 K 温度条件下,基态自旋纵向弛豫时间 T_1^s 约为 100 s,对应 10.2 MHz 跃迁的自旋横向弛豫时间 T_2^s 为 500 μ s^[13,14]。在 1.6 K 温度条件下对应于 10.2 MHz 跃迁的自旋非均匀加宽为 30 KHz。

这是一个典型的研究 STIRAP 和 EIT 的系统。其中 $|b\rangle, |c\rangle$ 和 $|a\rangle$ 分别表示能级 $^3H_4(\pm 3/2), ^3H_4(\pm 1/2), ^1D_2(\pm 3/2)$ 。相干脉冲 ω_1 和 ω_2 分别作用于能级 $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle, |b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$, 其中 Δ_1 是对应于 $|b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 跃迁的单光子失谐, Δ_2 是对应于 $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 跃迁的双光子失谐。重新抽运场 ω_r 作用于 $^3H_4(\pm 5/2) \leftrightarrow ^1D_2(\pm 1/2)$ 的跃迁。重新抽运场 ω_r 的作用是避免由于 ω_1, ω_2 的光学抽运而使下能级的粒子数为零,它

不参与相互作用的密度矩阵,而只影响有效的光学非均匀加宽。因为光学跃迁的非均匀加宽非常大(约 10 GHz),所以有很多不必要的离子对应的 $^3H_4(\pm 5/2) \leftrightarrow ^1D_2(\pm 1/2), |b\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 和 $|c\rangle \leftrightarrow |a\rangle$ 跃迁不能与 ω_1, ω_2 和 ω_r 场同时共振作用,但是至少有一个跃迁和一个场相互作用,所以这些不必要的离子就可以被相对应的抽运场所转移。经过光场抽运后,这些不必要的离子被集中到基态上,和任何激发态都不再发生耦合作用。就如文献[15, 17, 20]所提到的那样,可以采用这三个脉冲的特定序列,使系统的一部分错离子参与作用,而对应的光学非均匀加宽就被减小到激光线宽的量级。

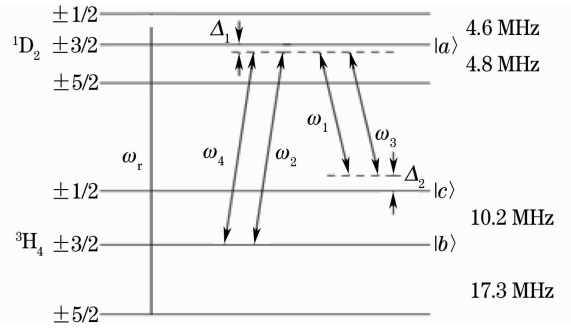


图 1 Pr:YSO 晶体中的 Pr³⁺ 能级图

Fig. 1 Energy level diagram of Pr:Y₂SO₅ crystal

正如文献[20]所示,经过特定序列脉冲的抽运作用后,可以把有用的粒子都集中在能级 $|b\rangle$ 上。然后先用一个相干脉冲 ω_1 耦合两个空的能级 $|c\rangle$ 和 $|a\rangle$,接着用另一个相干脉冲 ω_2 耦合 $|b\rangle$ 和 $|a\rangle$ 能级,相干脉冲 ω_1 和 ω_2 的下降沿是重合的,这就是 f-STIRAP。通过两个脉冲的作用在能级 $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 之间制备了最大的原子相干,也就是说粒子在这两个能级上平均分布。过一段时间后(小于较低能级间的相干寿命),在 $|a\rangle$ 和 $|c\rangle$ 能级间再加一个频率为 ω_3 (拉比频率为 Ω_3) 的探测脉冲与介质相互作用。因为介质已经具有了原子相干 ρ_{bc} ,就会在能级 $|b\rangle$ 和 $|a\rangle$ 之间生成一个拉比频率为 Ω_4 的新的信号脉冲 ω_4 。

按照半经典理论,在偶极近似和旋转波近似下系统的相互作用哈密顿量可以写为

$$H = \Delta_1 |a\rangle\langle a| + \Delta_2 |c\rangle\langle c| - \frac{1}{2} [\Omega_s |a\rangle\langle c| + \frac{1}{2} \Omega_p |a\rangle\langle b| + h. c.]. \quad (1)$$

这几个场的拉比频率分别被定义为

$$\Omega_1 = \frac{\mu_{ac} E_1}{\hbar}, \quad \Omega_2 = \frac{\mu_{ab} E_2}{\hbar}, \quad \Omega_3 = \frac{\mu_{ac} E_3}{\hbar}, \quad \Omega_4 = \frac{\mu_{ab} E_4}{\hbar}, \quad (2)$$

其中 μ_{ac} 代表能级 $|a\rangle$ 和 $|c\rangle$ 之间偶极矩的矩阵元, μ_{ab} 代表能级 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 之间偶极矩的矩阵元。 $E_i (i = 1, 2, 3, 4)$ 分别表示几个场的振幅。令 $\Omega_s = \Omega_1 + \Omega_3, \Omega_p = \Omega_2 + \Omega_4$, 可以在相互作用图像下得到密度矩阵的运动方程

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\rho_{aa}}{dt} = \frac{1}{2}i\Omega_p\rho_{ba} - \frac{1}{2}i\Omega_p^*\rho_{ab} + \frac{1}{2}i\Omega_s\rho_{ca} - \frac{1}{2}i\Omega_s^*\rho_{ac} - \Gamma_{ab}\rho_{aa} - \Gamma_{ac}\rho_{aa}, \\ \frac{d\rho_{bb}}{dt} = \frac{1}{2}i\Omega_p^*\rho_{ab} - \frac{1}{2}i\Omega_p\rho_{ba} + \Gamma_{ab}\rho_{aa} + \Gamma_{cb}\rho_{cc}, \\ \frac{d\rho_{cc}}{dt} = \frac{1}{2}i\Omega_s^*\rho_{ac} - \frac{1}{2}i\Omega_s\rho_{ca} + \Gamma_{ac}\rho_{aa} - \Gamma_{cb}\rho_{cc}, \\ \frac{d\rho_{ab}}{dt} = \frac{1}{2}i\Omega_p(\rho_{bb} - \rho_{aa}) + i\Delta_1\rho_{ab} + \frac{1}{2}i\Omega_s\rho_{cb} - \gamma_{ab}\rho_{ab}, \\ \frac{d\rho_{ba}}{dt} = \frac{1}{2}i\Omega_p^*(\rho_{aa} - \rho_{bb}) - i\Delta_1\rho_{ba} - \frac{1}{2}i\Omega_s^*\rho_{bc} - \gamma_{ab}\rho_{ba}, \\ \frac{d\rho_{bc}}{dt} = \frac{1}{2}i\Omega_p^*\rho_{ac} - \frac{1}{2}i\Omega_s\rho_{ba} - i\Delta_2\rho_{bc} - \gamma_{cb}\rho_{bc}, \\ \frac{d\rho_{cb}}{dt} = -\frac{1}{2}i\Omega_p\rho_{ca} + \frac{1}{2}i\Omega_s^*\rho_{ab} + i\Delta_2\rho_{cb} - \gamma_{cb}\rho_{cb}, \\ \frac{d\rho_{ac}}{dt} = -\frac{1}{2}i\Omega_s(\rho_{aa} - \rho_{cc}) + i(\Delta_1 - \Delta_2)\rho_{ac} + \frac{1}{2}i\Omega_p\rho_{bc} - \gamma_{ac}\rho_{ac}, \\ \frac{d\rho_{ca}}{dt} = \frac{1}{2}i\Omega_s^*(\rho_{aa} - \rho_{cc}) - i(\Delta_1 - \Delta_2)\rho_{ca} - \frac{1}{2}i\Omega_p^*\rho_{cb} - \gamma_{ac}\rho_{ca} \end{array} \right. , \quad (3)$$

$$\frac{d\rho_{ij}}{dt} = \frac{d\rho_{ji}^*}{dt}. \quad (4)$$

其中 $\Gamma_{ij} (i, j = a, b, c)$ 是粒子的自发弛豫速率, $\gamma_{ij} (i, j = a, b, c)$ 是粒子的相干弛豫速率。采用文献[21]中的参数: $\Gamma_{ab} = \Gamma_{ac} = 2$ kHz, $\Gamma_{cb} = 0, \gamma_{ab} = \gamma_{ac} = 300$ kHz, $\gamma_{cb} = 25$ kHz。

通过对方程(3)的求解,可以得到密度矩阵随着时间的变化情况。此外,场的传播满足麦克斯韦传播方程:

$$\frac{\partial(\Omega_1 + \Omega_3)}{\partial z} = i\eta_{ac}\rho_{ca}, \quad (5a)$$

$$\frac{\partial(\Omega_2 + \Omega_4)}{\partial z} = i\eta_{ab}\rho_{ba}, \quad (5b)$$

其中 $\eta_{ac} = \omega_1 N \mu_{ac}^2 / n \epsilon_0 \hbar, \eta_{ab} = \omega_2 N \mu_{ab}^2 / n \epsilon_0 \hbar$ 是耦合常量, N 是晶体中 Pr^{3+} 的密度, n 是晶体的折射率, ϵ_0 是真空中介电常数, c 是真空中光速。式中的参量采用的是文献[22]中的参数,分别为:拉比频率 $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = 1.1$ MHz。因为只是选择了系统中的一部分粒子参与作用,所以有效的粒子数密度为: $N = 4.7 \times 10^{18} \times 10^6 / (4 \times 10^9 \text{ cm}^3) = 1.17 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}, n = 1.8$ 。根据公式 $\mu_{ab}^2 = f \frac{e^2}{\hbar c} \frac{\hbar^2 \lambda}{4\pi m_e}$ 代入可以计算出: $\eta_{ac} = \eta_{ab} = 1.03 \times 10^9$ 。晶体长度 $z = 2$ mm。

密度矩阵运动方程(3)和传播方程(5)形成一套自洽方程组,这套方程组可用来数值模拟相关物理量的物理特性,例如几个场的强度随时间的变化情况,以及各个能级上的粒子数分布情况, $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 两个能级的相干性 ρ_{bc} 等。

3 数值计算结果及讨论

图 2(a)表示的是与晶体作用之前的脉冲波形。第一个相干脉冲为方波脉冲 ω_1 , 拉比频率为 $\Omega_1 = 1.1$ MHz, 脉冲宽度为 $20 \mu\text{s}$ 。第二个相干脉冲为高斯形脉冲 ω_2 , 拉比频率为 $\Omega_2 = 1.1$ MHz, 半峰全宽为 $3 \mu\text{s}$ 。相干脉冲 ω_1 和 ω_2 的下降沿重合, 满足 f-STIRAP 的条件, 与探测脉冲 ω_3 之间的时间间隔为 $15 \mu\text{s}$, 小于基态的退相干时间 ($40 \mu\text{s}$)。图 2(b) 表示的是脉冲与晶体相互作用之后的情况。粒子数起始都在相干脉冲 ω_2 对应的下能级 $|b\rangle$, 相干脉冲 ω_1, ω_2 和晶体相互作用时要发生受激散射。受激散射的结果导致相干脉冲 ω_2 减弱, 相干脉冲 ω_1 的尾部增强。相干脉冲 ω_1 和 ω_2 的下降沿是重合的, 满足 f-STIRAP 的条件, 可以在晶体内部制备能级 $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 之间的最大原子相干。探测脉冲 ω_3 与原子相干作用, 就会产生新的拉曼散射信号 ω_4 。

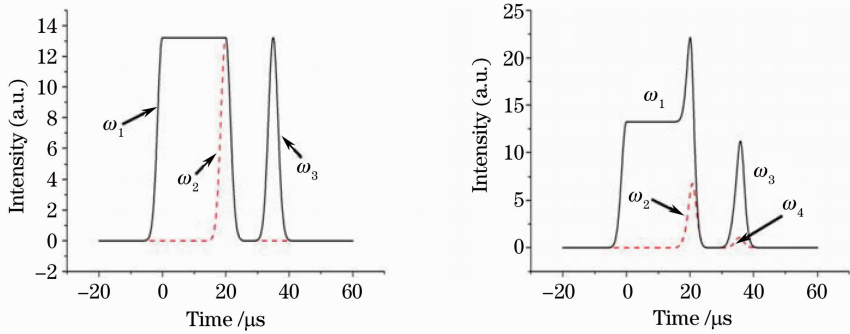


图 2 (a) 进入晶体之前的脉冲波形。(b) 从晶体出来后的脉冲波形

Fig. 2 (a) Pulses at the entrance of the crystal; (b) pulses at the exit of the crystal

图 3 给出了各个能级粒子数和基态原子相干随时间的变化情况。在两个脉冲作用之前,经过一系列制备过程粒子都被集中在能级 $|b\rangle$ 上面,能级 $|a\rangle$ 和 $|c\rangle$ 上面几乎没有粒子分布。两个相干场开始作用后,粒子逐渐开始从能级 $|b\rangle$ 向能级 $|c\rangle$ 转移,到两个脉冲同时结束的时候,这两个能级上粒子数相等,此时在这两个能级之间达到了最大的原子相干。当探测脉冲 ω_3 开始作用时,能级 $|b\rangle$ 上的粒子数又开始增加, $|c\rangle$ 能级上粒子数开始减少,逐渐达到一个稳定值,在这个过程中能级 $|a\rangle$ 上只有少量的粒子。图中虚线表示的是 ρ_{bc} 的变化情况,它代表的是能级 $|b\rangle$ 和能级 $|c\rangle$ 之间的相干性。最初它的值为零,即两个能级之间没有相干,而在两个脉冲相互作用的时候,它们开始逐渐建立,在两个脉冲下降沿重合的时候 ρ_{bc} 的值达到了最大,接近 0.5,也就是说这个时候在这两个能级之间达到了最大的相干。此后,由于晶体本身的退相干作用,两个能级间的相干性逐渐减弱。当探测脉冲 ω_3 与系统作用时, ρ_{bc} 急剧减小,几乎等于零。消失的原子相干转化成拉曼散射信号 ω_4 从晶体输出。

图 4 显示了双光子失谐 Δ_2 对部分受激拉曼信号强弱的影响。从图中可以看出,当相干场的频率刚好

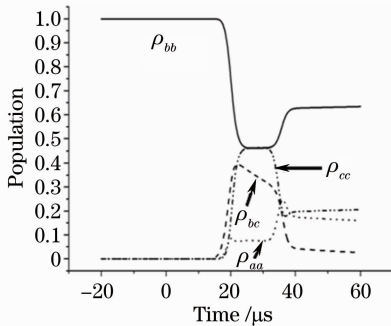


图 3 能级 $|a\rangle$, $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 上的粒子数变化曲线

Fig. 3 Variation curves of the population distribution at the levels $|a\rangle$, $|b\rangle$, $|c\rangle$

共振,即 $\Delta_2 = 0$ 时,产生的信号强度最大。随着失谐的增大,信号逐渐变小,对于相同的正负失谐,所产生的信号强度是相同的。拉曼散射信号对相干场的失谐是非常敏感的,在失谐为 ± 1 MHz 时产生的信号几乎就没有了。只有共振时才能得到最大的拉曼信号,这一特性可以用来进行能级间隔的灵敏探测。

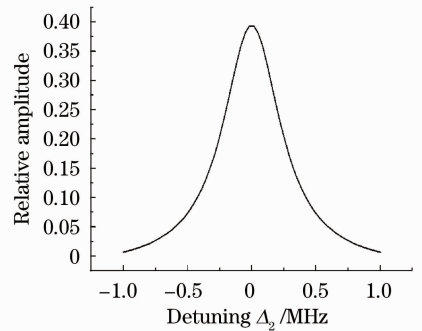


图 4 受激拉曼信号随双光子失谐 Δ_2 变化的关系曲线

Fig. 4 Relation curve of stimulated Raman signal and two-photon offset Δ_2

当改变探测脉冲 ω_3 和相干脉冲 ω_1 的间隔时间时,信号的强弱变化关系如图 5 所示。从图中可以看出随着时间间隔的增大,产生信号的强度也逐渐变

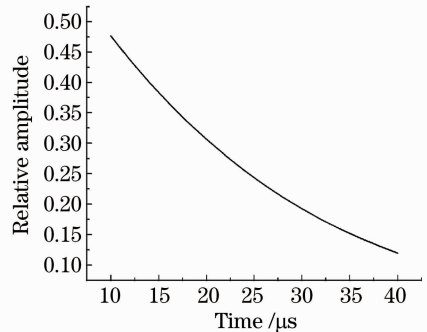


图 5 受激拉曼信号随探测脉冲 ω_3 和相干脉冲 ω_1 间隔时间变化的关系曲线

Fig. 5 Relation curve of stimulated Raman signal and the interval between probe pulse ω_3 and coherent pulse ω_1

小,基本是按照 e 指数规律衰减。因为晶体的退相干作用, $|b\rangle$ 和 $|c\rangle$ 两个能级之间的相干随着时间的增加逐渐减小。产生的拉曼散射信号强度与晶体内部的原子相干成正比,所以相干散射得到的信号随时间的增加也逐渐变小。当时间间隔为 $40\ \mu\text{s}$ 时,拉曼散射信号已经很小,趋近于零。

4 结 论

本文主要进行了 Pr:YSO 晶体中 f-STIRAP 过程的计算分析,从理论上证实了 f-STIRAP 过程可以在晶体内部制备最大原子相干,利用最大原子相干可以得到增强的拉曼散射信号。还进一步计算了双光子失谐以及探测脉冲和相干脉冲的时间间隔对拉曼散射信号强度的影响。通过这些工作,对 Pr:YSO 晶体中的 f-STIRAP 过程有了更清晰的认识,为以后实验的进行提供了理论依据。

参 考 文 献

- 1 S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency [J]. *Phys. Today*, 1997, **50**(7): 36~42
- 2 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*, 1999, **397**: 594~598
- 3 O. Kocharovskaya, Y. Rostovtsev, M. O. Scully. Stopping light via hot atoms [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**(4): 628~631
- 4 C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, L. V. Hau. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses[J]. *Nature*, 2001, **409**: 490~492
- 5 D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair *et al.*. Storage of light in atomic vapor[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**(15): 783~786
- 6 A. S. Zibrov, A. B. Matsko, O. Kocharovskaya *et al.*. Transporting and time reversing light via atomic coherence[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(10): 103601
- 7 M. S. Shahriar, J. A. Bowers, B. Demsky *et al.*. Cavity dark states for quantum computing [J]. *Opt. Commun.*, 2001, **195**(5-6): 411~417
- 8 Z. Kis, F. Renzoni. Qubit rotation by stimulated Raman adiabatic passage[J]. *Phys. Rev. A*, 2002, **65**(3): 032318
- 9 J. Pachos, H. Walther. Quantum computation with trapped Ions in an optical cavity[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(18): 187903
- 10 Qifang Li, Ye Kuang. Preparing of coherent superposition state in serial multi- Λ -type system by stimulated Raman adiabatic passage[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2008, **6**(7): 469~471
- 11 Xiaoqin Shu, Ye Kuang, Jiaqian Qin *et al.*. Population transfer in multilevel system through modified stimulated Raman adiabatic passage[J]. *Chinese Optics Letters*, 2007, **5**(7): 373~375
- 12 V. A. Sautenkov, C. Y. Ye, Y. V. Rostovtsev *et al.*. Enhancement of field generation via maximal atomic coherence prepared by fast adiabatic passage in Rb vapor[J]. *Phys. Rev. A*, 2004, **70**(3): 033406
- 13 K. Holliday, M. Croci, E. Vauthey *et al.*. Spectral hole burning and holography in an $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Pr}^{3+}$ crystal[J]. *Phys. Rev. B*, 1993, **47**(22): 14741
- 14 R. W. Equall, R. L. Cone, R. M. Macfarlane. Homogeneous broadening and hyperfine structure of optical transitions in $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [J]. *Phys. Rev. B*, 1995, **52**(6): 3963
- 15 B. S. Ham, P. R. Hemmer, M. S. Shahriar. Efficient electromagnetically induced transparency in a rare-earth doped crystal[J]. *Opt. Commun.*, 1997, **144**(4~6): 227~230
- 16 B. S. Ham, M. S. Shahriar, P. R. Hemmer. Enhancement of four-wave mixing and line narrowing by use of quantum coherence in an optically dense double- Λ solid [J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(2): 86~88
- 17 A. V. Turukhin, V. S. Sudarshanam, M. S. Shahriar *et al.*. Observation of ultraslow and stored light pulses in a SolidPhys [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **88**(2): 023602
- 18 J. J. Longdell, E. Fraval, M. J. Sellars *et al.*. Stopped light with storage times greater than one second using electromagnetically induced transparency in a solid [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(6): 063601
- 19 J. Klein, F. Beil, T. Halfmann. Rapid adiabatic passage in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal [J]. *J. Phys. B*, 2007, **40**(11): S345~S358
- 20 H. Goto, K. Ichimura. Population transfer via stimulated Raman adiabatic passage in a solid [J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **74**(5): 053410
- 21 B. S. Ham, P. R. Hemmer, M. S. Shahriar. Efficient phase conjugation via two-photon coherence in an optically dense crystal [J]. *Phys. Rev. A*, 1999, **59**(4): 2583~2586
- 22 Elena Kuznetsova, Olga Kocharovskaya, Philip Hemmer *et al.*. Atomic interference phenomena in solids with a long-lived spin coherence[J]. *Phys. Rev. A*, 2002, **66**(6): 063802