

文章编号: 1007-6654(2015)04-0344-07^②

EIT 双光子失谐情况下恢复信号与存储时间的关系研究

闫研, 李淑静[†], 田龙, 王海

(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电研究所, 山西 太原 030006)

摘要: 本文在⁸⁷Rb 热原子系综中基于电磁感应透明进行了光存储的实验研究。在原子气室温度 65 °C, 单光子失谐 650 MHz 时, 测量了双光子共振和失谐 0.48 MHz 两种情况下, 恢复信号随存储时间的变化。结果表明: 在双光子共振的情况下, 随着存储时间的增加, 恢复信号的幅度降低, 其形状基本保持不变。而在双光子失谐 0.48 MHz 时, 存储信号随存储时间的增加出现周期性形变, 周期为 2 μ s。该实验为连续变量在热原子系综中的存储提供了实验基础。

关键词: 电磁感应光透明; 双光子失谐; 存储时间; 恢复效率

中图分类号: O431

文献标识码: A

DOI: 10.3788/ASQO20152104.0344

0 引言

随着量子信息科学的迅猛发展, 量子存储越来越受到人们的关注^[1-3]。光子传播速度快, 不易受外界干扰, 是量子信息的理想载体。而原子系综具有长的基态相干时间, 是一种合适的存储介质。电磁感应透明效应(EIT)是一种将光场存储在原子中的有效手段, 在这方面已经开展了很多的研究。2001年, Walsworth小组和 Hau小组分别在热原子^[4]和冷原子系综中^[5]利用 EIT 实现了相干光脉冲的存储。2011年, Reim等人实现了单光子在热原子中的存储^[6]。2008年, Lvovsky小组^[7]和日本 Kazuhito Honda等人^[8]分别在热原子和冷原子系综中开展了压缩光场的存储。2006年, Lam小组研究了 EIT 介质中慢光传播的量子特性^[9]。2008年他们又研究了正交分量存储的保真度^[10]。为了提高正交分量在原

子系综中存储的保真度, 不仅需要高的存储恢复效率, 而且要抑制存储过程带来的额外噪声。以前的研究表明: 在大的单光子失谐^[6]和合适的双光子失谐^[7,10]处, 额外噪声会显著降低。

本文中, 我们在热原子系综中进行了基于 EIT 光存储的实验研究, 在单光子失谐 650 MHz 时, 测量了双光子共振和失谐 0.48 MHz 这两种情况下, 探针光的存储恢复信号随存储时间的变化曲线, 发现在双光子共振的情况下, 随着存储时间的增加, 恢复信号的形状基本保持不变, 只是幅度降低, 存储寿命为 6 μ s。而在双光子失谐 0.48 MHz 时, 存储信号随存储时间的增加出现周期性形变, 周期为 2 μ s。这个工作为下一步在热原子系综中存储正交分量提供了实验基础。

1 实验装置

② 收稿日期: 2015-08-18; 修回日期: 2015-08-25

基金项目: 国家自然科学基金(11475109; 11274211)

作者简介: 闫研(1990-), 女, 山西汾西人, 硕士研究生, 主要从事量子光学和光与原子相互作用方面的研究。E-mail: 1169498165@qq.com

[†]通信作者: 李淑静, E-mail: lishujing@sxu.edu.cn

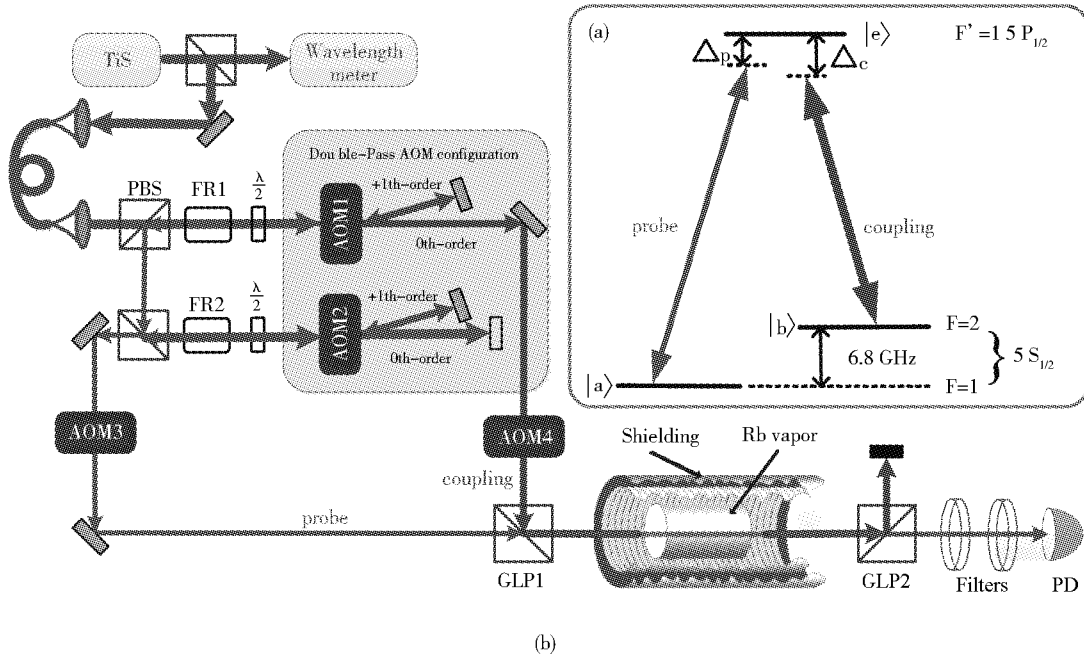


Fig. 1 (a) The relevant atomic level structure, (b)The experimental scheme, TiS;Ti:Sapphire laser;PBS;polarization beam splitter;FR1-2;Faraday rotators;AOMs;acousto-optic modulators;GLP1-2;Glan-laser polarizers;PD;Photodetector.

图 1 (a)⁸⁷Rb 原子能级结构图。(b) 实验装置图。TiS; 钛宝石激光器; Wavelength meter; 波长计; PBS; 偏振分束棱镜; FR; 法拉第旋转器; AOM; 声光调制器; GLP1, GLP2; 格兰棱镜; PD; 光电探测器; Filters; 滤波器。

图 1(a) 是实验采用的能级结构图。选择⁸⁷Rb 原子 D1 线的 $5S_{1/2}, F=1$ 和 $5S_{1/2}, F=2$ 作为两个基态, 选择 $5P_{1/2}, F'=1$ 为激发态。图中 probe 代表探针光, 作用在能级 $5S_{1/2}, F=1$ 到 $5P_{1/2}, F'=1$ 的原子跃迁线; Coupling 是耦合光, 作用在能级 $5S_{1/2}, F=2$ 到 $5P_{1/2}, F'=1$ 的原子跃迁线, 探针光和耦合光构成非简并的三能级 Λ 型 EIT 结构。图 1(b) 是实验装置图, 我们选用一台 M Squared Lasers 公司生产的, 型号为 SolsTiS 的钛宝石激光器作为光源, 它具有功率高, 线宽窄, 且可调谐范围宽的优点。钛宝石激光器输出的光经偏振分束棱镜(PBS)分成两束, 一束弱光输入波长计用于监视波长, 另一束高功率的光经保偏光纤输入到高频声光移频系统^[11], 它采用两次穿过声光调制器 AOM1、AOM2 的方法实现移频。高频声光移频系统包含两个 1.7 GHz 声光调制器 AOM1 和 AOM2, 入射光通过一个法拉第旋转器 FR1 和 $\lambda/2$ 波片进入声光调制器 AOM1 衍射, 经过 AOM1 衍射后的 +1 级衍射光频率蓝移 1.7 GHz。用一个零度全反镜使 +1 级衍射光沿原路返回, 当它再次穿过 AOM1 后频率再次被蓝移

1.7 GHz, 这样两次穿过 AOM1 后, 入射光的频率被蓝移了 3.4 GHz。再经过相同的过程, 光两次穿过 AOM2 后, 频率又被蓝移 3.4 GHz。这样, 经过两级声光移频系统, 原入射的激光频率被蓝移了 6.8 GHz, 我们将其作为探针光, 探针光为 p 偏振。将声光移频系统中第一次经过 AOM1 衍射后的零级衍射光作为耦合光, 耦合光为 s 偏振。探针光和耦合光分别通过工作频率为 200 MHz 的声光调制器 AOM3, AOM4 之后, 取 +1 级衍射, 这样探针光和耦合光频率相差 6.8 GHz, 满足非简并 EIT 能级结构的要求。在整个实验中, 钛宝石的输出波长固定在 794.987 0 nm, 对应探针光和耦合光的单光子失谐为 650 MHz, 通过轻微调节 AOM2 的驱动频率, 可改变探针光失谐, 进而改变双光子失谐。通过一个格兰棱镜(GLP1)将探针光和耦合光重合在一起并注入原子气室中。在原子气室中存储后, 利用另一个格兰棱镜(GLP2)分离出探针光来, 最后用探测器对探针光的存储释放信号进行探测, 探测器采用带宽为 DC-125 MHz 的低噪声光电探测器(NewFocus 1801)。

由于格兰棱镜有限的消光比以及耦合光在原子介质中的偏振旋转,导致在第二个棱镜后,一部分耦合光旋转到 P 偏振,所以我们在 GLP2 之后使用了两个滤波器来过滤掉混入探针光中的耦合光成分。一个滤波器的光学标准具厚度为 5.4 mm,另外一个滤波器的光学标准具厚度是 7.5 mm,探针光正入射到标准具,通过控制两个滤波器的温度使探针光透射最大,确保探针光从滤波器透射,而耦合光从滤波器反射。

为了尽量降低杂散磁场对实验的影响,先给铷泡包裹 3 层坡莫合金,再将包裹好的铷泡放置于磁屏蔽筒中。我们使用的铷泡长度为 75 mm,直径为 25 mm,池内的缓冲气体为 10 Torr 的氖气。磁屏蔽筒为圆柱形,长度 170 mm,直径 35 mm。利用控温仪将原子池的温度控制在 65°C。

2 实验结果

在双光子共振情况下我们首先观察了探针光的慢光传播情况。探针光为方波脉冲,脉冲宽度为 450 ns,峰值功率为 150 μ W,耦合光常开,功率为 75 mW。测量结果如图 2 所示。图中黑线是参考脉冲信号(无原子时),蓝线是 EIT 情况下的慢光信号。从图中可以看到在 EIT 情况下一部分探针光脉冲落在参考光的下降沿之后,说明探针光脉冲发生了延迟,经过计算共振处脉冲质心位置^[12]的延迟时间为 0.36 μ s。在 0 时刻关断耦合光,这时处于原子系综中的探针光转换为原子的极化,存储在原子中。我们在不同存储时间处测量了探针光的恢复信号,图 2 中(b)、(c)、(d)、(e)分别为存储时间为 0.4 μ s, 1.6 μ s, 3.0 μ s, 3.6 μ s 时的恢复信号,其中左边是漏过的探针光,右边是存储后的恢复信号。探针光和耦合光的峰值功率为 150 μ W 和 75 mW。从图中可以看出在不同的存储时间处,恢复的探针光脉冲形状基本与 0 时刻以后的慢光形状一致,只是随着存储时间的增加,恢复脉冲的幅度发生衰减,这是由于存储过程中原子自旋波的消相干造成的。

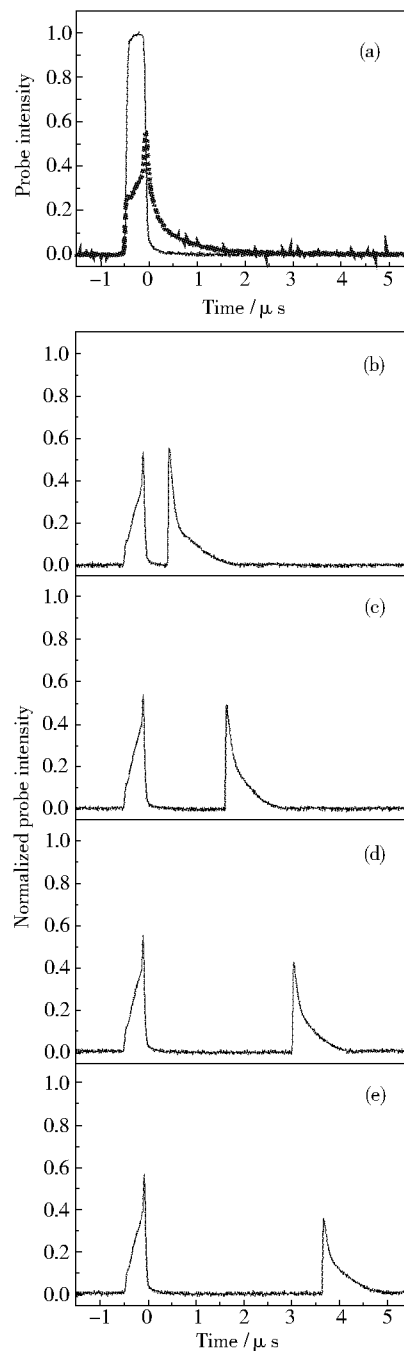


Fig. 2 (a) The signal of slow light at two-photon resonance. The black line (solid line) and blue line (dashed lines) are the measured reference pulse and slow light pulse. (b), (c), (d), (e) Retrieval signals of probe pulse at two-photon resonance.

图 2 (a) 双光子共振时探针光脉冲的慢光信号。黑线(实线)和蓝线(虚线)分别是实验上测得的参考和慢光脉冲。(b), (c), (d), (e) 是探针光脉冲的存储释放信号。

图 3 是双光子共振情况下,恢复效率随存储时间的变化曲线,存储恢复效率被定义为 $\eta = \frac{\int |\epsilon^{out}(t)|^2 dt}{\int |\epsilon^{in}(t)|^2 dt}$, $\int |\epsilon^{out}(t)|^2 dt$ 对应恢复脉冲的光子数, $\int |\epsilon^{in}(t)|^2 dt$ 对应输入探针光脉冲的光子数。图中黑点是实验中测得的数据,存储时间 0.2 μs 时恢复效率为 40%,随着存储时间的增加探针光的恢复效率逐渐下降,存储时间 8 μs 时恢复效率为 10%。利用关系式 $\eta = A\exp(-t/t_0)$ 对数据进行了拟合,发现当 A 取 0.43,存储寿命 t_0 取 6 μs 时,理论曲线与实验结果重合较好,图中红线是拟合结果。

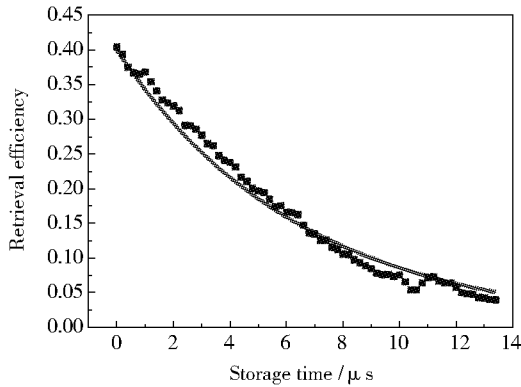


Fig. 3 Retrieval efficiency as a function of storage time at two-photon resonance.

图 3 双光子共振时,恢复效率随存储时间的变化曲线

接下来我们在双光子失谐 0.48 MHz 时观察了探针光的慢光传播和存储恢复情况。所用实验参数除双光子失谐外均与上面一致。图 4(a)为双光子失谐 0.48 MHz 时探针光的慢光传播信号,与双光子共振时类似,探针光脉冲在 EIT 介质中也发生了延迟。但是与共振时相比,延迟时间较少,为 0.12 μs 。图 4(b) — (i) 分别是存储时间为 0.4 μs , 1.0 μs , 1.2 μs , 1.6 μs , 2.4 μs , 3.0 μs , 3.2 μs 的恢复信号。与双光子共振时不同,这时恢复信号与 0 时刻后的慢光信号形状不再相同,而是发生形变。存储时间不同,其恢复脉冲的形状也不同。存储时间为 0.4 μs 时,恢复信号出现前后两个脉冲,随着存储时间的增加,这两个脉冲有融合到一起的趋势,当存储时间为 1.6 μs 时,这两个脉冲融合到一起变为一个脉冲。另外从图中可以看出恢复脉冲形状随存储时

间呈现周期性变化,图 4(b)、(c)、(d)、(e) 的存储时间分别为 0.4 μs , 1.0 μs , 1.2 μs , 1.6 μs , 图 (f)、(g)、(h)、(i) 的存储时间分别为 2.4 μs , 3.0 μs , 3.2 μs , 3.6 μs , 对应存储时间相差 2 μs , 他们的恢复信号形状相同,从中可以推断出恢复信号随存储时间的变化周期约为 2 μs 。

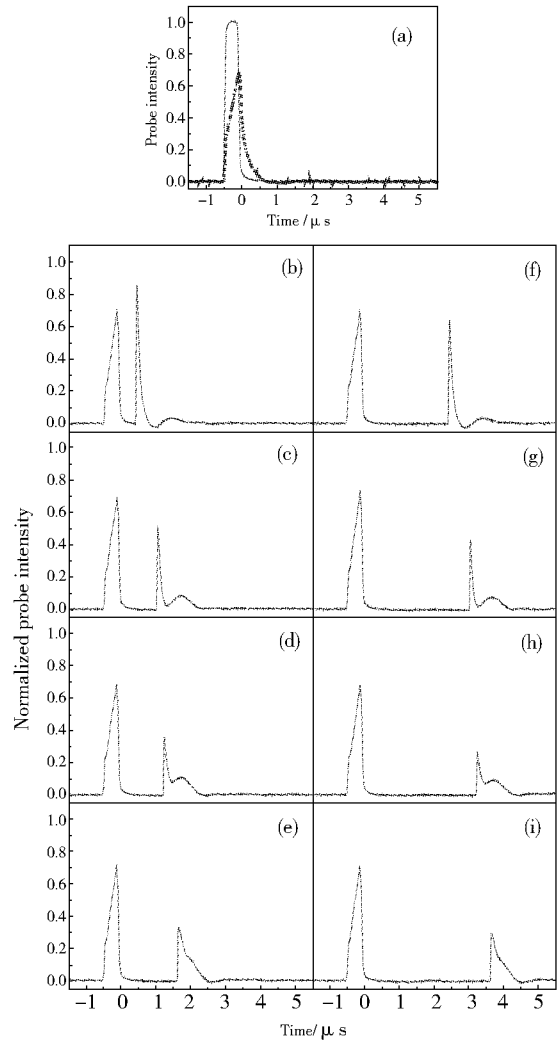


Fig. 4 (a) The signal of slow light at 0.48 MHz two-photon detuning. The black line (solid lines) and blue line (dashed lines) are the measured reference pulse and slow light pulse. (b), (c), (d), (e), (f), (g), (h), (i) Retrieval signals of probe pulse at 0.48 MHz two-photon detuning.

图 4 (a) 双光子失谐 0.48 MHz 时探针光的慢光信号。黑线(实线)和蓝线(虚线)分别是实验上测得的参考脉冲和慢光信号。(b), (c), (d), (e), (f), (g), (h), (i) 是探针光脉冲的存储释放信号。

在双光子失谐 0.48 MHz 情况下,测量了恢复效率随存储时间的变化,如图 5 所示。图中黑点是实验中测得的数据,随着存储时间的增加,恢复效率出现振荡。存储时间为 0.2 μs 时,恢复效率为 27%;在 0.8 μs 时,效率降到第一个最小值 15%;继续增大存储时间,恢复效率又开始增大,在 1.6 μs 处出现第二个峰值,为 15%。利用公式 $\eta=A[1+b\cos(\omega t+c)]\exp(-t/t_0)$ 对实验数据进行了拟合,红线是拟合结果。当拟合参数 A 取 0.25, b 取 0.45, c 取 1 μs, ω 取 $2\pi \times 0.51$ MHz, t_0 取 6 μs 时,理论和实验结果吻合较好。

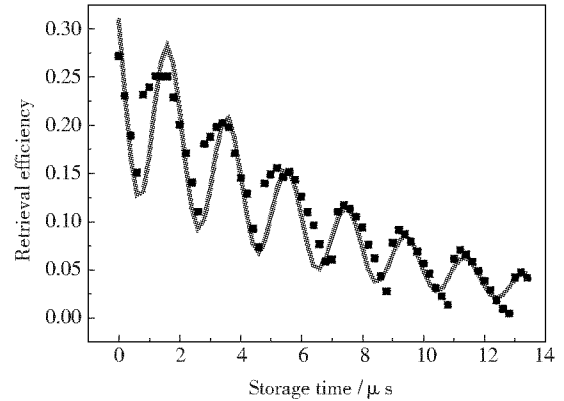


Fig. 5 Retrieval efficiency as a function of storage time with 0.48 MHz two-photon detuning.

图 5 双光子失谐 0.48 MHz 时,恢复效率随存储时间的变化曲线

3 结果分析

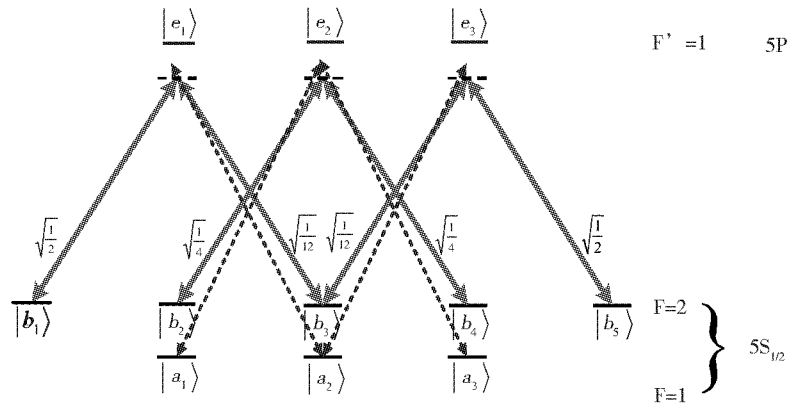


Fig. 6 The atomic level structure considering the Zeeman levels.

图 6 考虑 Zeeman 能级的能级结构图

在前面的能级结构中,我们考虑了一个简单的三能级 EIT 系统,但是这种简单模型已经不能描述实验所观察到的现象,在这里我们需要考虑原子超精细态的 Zeeman 子能级与光场的作用。实验中原子气室加了磁屏蔽筒,有效抑制了与光场传播方向垂直的杂散磁场,沿光场传播方向的磁场占主导地位。在这种情况下,光场以圆偏振的形式与原子的 Zeeman 子能级作用,具体的能级结构如图 6 所示。 $|a_i\rangle, |b_j\rangle, |e_m\rangle$ 分别用来表示 $5S_{1/2}, F=1, 5S_{1/2}, F=2$ 和 $5P_{1/2}, F'=1$ 的 Zeeman 子能级。探针光为 P 偏振,其左旋成分作用到 $|a_i\rangle \rightarrow |e_{i+1}\rangle$ 的跃迁,右旋成分作用到 $|a_i\rangle \rightarrow |e_{i-1}\rangle$ 的跃迁。耦合光为 S 偏振,其左旋成分作用到 $|b_i\rangle \rightarrow |e_i\rangle$ 的跃迁,右旋成分作用到 $|b_i\rangle \rightarrow |e_{i-2}\rangle$ 的跃迁。这样形成多个三能级 EIT

子系统,探针光左旋成分与耦合光形成四个子 EIT 系统: $L1(|b_2\rangle \rightarrow |e_2\rangle \rightarrow |a_1\rangle), L2(|b_4\rangle \rightarrow |e_2\rangle \rightarrow |a_1\rangle), L3(|b_3\rangle \rightarrow |e_3\rangle \rightarrow |a_2\rangle), L4(|b_5\rangle \rightarrow |e_3\rangle \rightarrow |a_2\rangle)$; 探针光右旋成分与耦合光形成四个子 EIT 系统: $R1(|b_1\rangle \rightarrow |e_1\rangle \rightarrow |a_2\rangle), R2(|b_3\rangle \rightarrow |e_1\rangle \rightarrow |a_2\rangle), R3(|b_2\rangle \rightarrow |e_2\rangle \rightarrow |a_3\rangle), R4(|b_4\rangle \rightarrow |e_2\rangle \rightarrow |a_3\rangle)$ 。这些子 EIT 系统中耦合光跃迁的 CG 系数不尽相同,共有三个 CG 系数,其比例为 $\sqrt{\frac{1}{2}} : \sqrt{\frac{1}{4}} : \sqrt{\frac{1}{12}}$ 。CG 系数不同导致耦合光的拉比频率不同^[13],而耦合光拉比频率的大小影响子 EIT 窗口的线宽。耦合光拉比频率大的 EIT 窗口宽,耦合光拉比频率小的 EIT 窗口窄。探针光左旋和右旋成分

与耦合光形成的 8 个子 EIT 系统中出现三种不同的 EIT 窗口。由于子 EIT 耦合光拉比频率不同,线宽不同,恢复出来信号的幅度和脉宽也不同。

探针光脉冲为方波,其频谱函数为 $\frac{2\sin\left(\frac{\omega\tau}{2}\right)}{\omega}$,

主要频率成分落在中心频率附近 $\pm\frac{2\pi}{\tau}$ 的范围内,在这个范围外,以 $\frac{2\pi}{\tau}$ 的周期做衰减小幅震荡,其中 τ 为方波的脉宽。在本文中探针光脉宽为 450 ns,所以大部分频率落在中心频率附近 ± 2.2 MHz 的范围之内,在这个范围之外还有一些频率成分。存储过程中,EIT 双光子失谐会导致在存储过程中引起相位积累 $\varphi=2\pi\times\delta\times t^{[14]}$, δ 是双光子失谐, t 是存储时间。对于单个 EIT 子系统而言,探针光脉冲不同的频率成分对应着不同的双光子失谐,在存储过程中这些不同的频率成分带来不同的相位改变。探针光存储后的恢复信号是各个 EIT 子系统恢复信号的叠加,由于相位的变化它们之间会出现干涉。

当探针光脉冲中心频率与耦合光满足双光子共振时,其主要频谱成分落在 EIT 的窗口内,各 EIT 子系统存储的频率成分基本一致,存储过程中各子系统之间的相对相位积累微小。随着存储时间的变化,恢复脉冲的形变不明显,在实验上只观察到随存

储时间的指数衰减,体现原子相干的寿命。当失谐 0.48 MHz 时,探针光脉冲的中心频率与 EIT 共振峰错开,频谱主峰两边的小幅震荡频率成分进入 EIT 窗口,被存储到原子系综中。在存储过程中,由于各子系统存储探针光频率成分不同,相对相位变化明显,所以恢复信号随着存储时间的变化出现明显的周期性形变。由于相位积累与存储时间成正比,所以探针光存储后恢复出来的信号随着存储时间的变化出现周期性形变。

4 结论

本文在 ^{87}Rb 热原子系综中,利用电磁感应透明效应实现了光信号的存储与释放,在单光子红失谐 650 MHz 时,测量了双光子共振和失谐 0.48 MHz 两种情况下,恢复信号随存储时间的变化。实验结果表明,在双光子共振的情况下,随着存储时间的增加,恢复信号的形状基本保持不变,只是幅度降低,体现原子相干的衰减。而在双光子失谐 0.48 MHz 时,存储信号随存储时间的增加出现周期性形变,周期为 $2\mu\text{s}$ 。最后进行了简单的分析,认为双光子失谐时恢复信号的形变是多个子 EIT 系统之间的干涉造成的。这个工作为连续变量在热原子系综中的存储提供了实验基础。

参考文献:

- [1] Ding Dong-Sheng, Zhang Wei, Zhou Zhi-Yuan, *et al.* Raman Quantum Memory of Photonic Polarized Entanglement[J]. *Nature Photonics*, 2015, **9**:332-338.
- [2] Chen Yi-Hsin, Lee Meng-Jung, Wang I-Chung, Ite A. Yu. Fidelity of Electromagnetically-induced-transparency-based Optical Memory[J]. *Phys Rev A*, 2013, **88**:023805.
- [3] Xu Zhong-xiao, Wu Yue-long, Tian Long, *et al.* Long Lifetime and High-Fidelity Quantum Memory of Photonic Polarization Qubit by Lifting Zeeman Degeneracy[J]. *Phys Rev Lett*, 2013, **111**:240503.
- [4] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L. Storage of Light in Atomic Vapor[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **86**(5): 783-786.
- [5] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V. Observation of Coherent Optical Information Storage in an Atomic Medium using Halted Light Pulses[J]. *Nature*, 2001, **409**(25):490-493.
- [6] Reim K F, Michelberger P, Lee K C, *et al.* Single-Photon-Level Quantum Memory at Room Temperature[J]. *Phys Rev Lett*, 2011, **107**:053603.
- [7] Appel J, Figueroa E, Korystov D, *et al.* Quantum Memory for Squeezed Light[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **100**:093602.
- [8] Honda K, Akamatsu D, Arikawa M, *et al.* Storage and Retrieval of a Squeezed Vacuum[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, **100**: 093601.

- [9] Hsu M T L, Hétet G, Glöckl O, *et al.* Quantum Study of Information Delay in Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys Rev Lett*, 2006, **97**:183601.
- [10] Hétet G, Peng A, Johnsson M T, *et al.* Characterization of Electromagnetically-induced-transparency-based Continuous-variable Quantum Memories[J]. *Phys Rev A*, 2008, **77**:012323.
- [11] 赵兴波, 徐忠孝, 张利军, 等. ^{87}Rb 冷原子 EIT 介质中光学信号存储与释放的实验研究[J]. 量子光学学报, 2010, **16**:196-201.
- [12] Figueroa E, Lobino M, Korystov D, *et al.* Propagation of Squeezed Vacuum under Electromagnetically Induced Transparency [J]. *New journal of physics*, 2009, **11**:013044.
- [13] 李淑静, 赵兴波, 徐忠孝, 等. 冷原子系综中光存储效率与耦合光强的关系研究[J]. 量子光学学报, 2010, **16**:189-195.
- [14] Mewes C, Fleischhauer M. Two-photon Linewidth of Light “stopping” via Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys Rev A*, 2002, **66**:033820.

Experimental Study of the Relationship between Retrieval Signal and Storage Time under the Condition of Two-photon Detuning

YAN Yan, LI Shu-jing, TIAN Long, WANG Hai

(The State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices,
Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

Abstract: With the electromagnetically induced transparency dynamics, we have carried out the experiment of light storage in ^{87}Rb hot vapor. When the temperature of ^{87}Rb vapor was $65\text{ }^\circ\text{C}$ and the one-photon detuning was 650 MHz , we studied the retrieval signals as a function of storage time at two-photon resonance and 0.48 MHz two-photon detuning. The experimental results showed that the magnitude of retrieval signal decreased and the shape of retrieval signal did not change with the increase of storage time at two-photon resonance. Under the condition of 0.48 MHz two-photon detuning, the retrieval signal appeared periodically distortion with the increase of storage time and the period was about $2\text{ }\mu\text{s}$. These researches have provided experimental references for the quantum memory of continuous variables in the hot atom ensemble.

Key words: electromagnetically induced transparency; two-photon detuning; storage time; retrieval efficiency