



基于里德伯原子电磁诱导透明效应的光脉冲减速

赵嘉栋 张好 杨文广 赵婧华 景明勇 张临杰

Deceleration of optical pulses based on electromagnetically induced transparency of Rydberg atoms

Zhao Jia-Dong Zhang Hao Yang Wen-Guang Zhao Jing-Hua Jing Ming-Yong Zhang Lin-Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 103201 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20210102

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210102>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

里德伯电磁感应透明中的相位

Phase in Rydberg electromagnetically induced transparency

物理学报. 2019, 68(8): 084203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181938>

Rydberg原子的电磁诱导透明光谱的噪声转移特性

Noise transfer characteristics of Rydberg electromagnetically induced transparency

物理学报. 2018, 67(21): 213201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181168>

稀薄里德伯原子气体中的两体纠缠

Two-body entanglement in a dilute gas of Rydberg atoms

物理学报. 2018, 67(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172052>

采用高信噪比电磁诱导透明谱测定 ^{85}Rb 原子 $5D_{5/2}$ 态的超精细相互作用常数

Determination of the hyperfine coupling constants of the $5D_{5/2}$ state of ^{85}Rb atoms by using high signal-to-noise ratio electromagnetically-induced transparency spectra

物理学报. 2017, 66(10): 103201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.103201>

基于石墨烯超表面的宽带电磁诱导透明研究

Wide band electromagnetically induced transparency in graphene metasurface of composite structure

物理学报. 2017, 66(10): 100202 <https://doi.org/10.7498/aps.66.100202>

基于石墨烯振幅可调的宽带类电磁诱导透明超材料设计

Tunable graphene amplitude based broadband electromagnetically-induced-transparency-like metamaterial

物理学报. 2018, 67(9): 097801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180114>

基于里德伯原子电磁诱导透明效应的光脉冲减速*

赵嘉栋¹⁾²⁾ 张好^{1)2)†} 杨文广¹⁾²⁾ 赵婧华¹⁾²⁾ 景明勇¹⁾²⁾ 张临杰¹⁾²⁾

1) (山西大学激光光谱研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2021 年 1 月 15 日收到; 2021 年 3 月 4 日收到修改稿)

基于铯里德伯原子的电磁诱导透明效应, 当光与原子能级频率共振时, 色散将剧烈变化, 吸收减弱. 此时光脉冲在原子介质中传播时, 将会出现减速. 在铯原子阶梯型三能级 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 49D_{5/2}$ 系统中, 观察到由色散曲线陡峭变化导致的探测光脉冲减速现象, 并系统研究了耦合光强度和原子气室温度对光脉冲减慢的影响. 实验结果表明, 耦合光越弱, 延迟时间越长; 原子气室温度越高, 减速效应越明显, 与理论计算相符. 实验结果为之后进行的通过光脉冲减速效应测量微波电场提供了实验基础.

关键词: 里德伯原子, 电磁诱导透明, 阶梯型三能级系统, 光脉冲减速**PACS:** 32.80.Ee, 42.50.Gy, 03.67.-a**DOI:** 10.7498/aps.70.20210102

1 引言

电磁诱导透明 (electromagnetically-induced-transparency, EIT) 效应是一种典型的量子相干效应, 长期以来一直是原子分子光物理领域的研究热点. 1990 年, Harris 小组^[1]首次提出了 EIT 的概念, 随后于 1991 年在 λ 型三能级铯原子系统中用强脉冲激光作为相干场, 第一次观察到了电磁感应透明效应^[2], 即通过加入一束强的耦合光, 使得与介质共振的弱探测光不被吸收的现象. EIT 效应除了抑制介质对探测光的吸收以外, 介质的色散也会发生急剧的变化. 近年来, 基于 EIT 效应强色散的特性^[3,4], 人们进一步研究了 EIT 介质中的光脉冲减速及其在量子存储方面的应用^[5–11]. 1995 年 Harris 小组首次利用 EIT 效应在铅蒸汽池中将光脉冲群速度减慢到 $c/165$ ^[12], 并在 1999 年 2 月于钠原子的玻色-爱因斯坦凝聚体 (BEC) 中, 成功将光速减慢到 17 m/s, 成为二十世纪末物理学界最

具代表性的研究成果之一^[13]. 2001 年, Phillips 小组^[8]在热的铷原子蒸汽池中将光脉冲速度减慢到零, 同时光脉冲存储时间长达 0.5 ms. 近年来, 随着光信息存储的迅速发展, 国内外学者对 EIT 介质中脉冲的传播特性进行了大量的实验和理论研究^[14,15]. 基于 EIT 效应的光速减慢、光脉冲存储及脉冲的传播特性等研究大多在 λ 型三能级系统中实现^[16], 里德伯态下的阶梯型三能级系统中的光脉冲减速效应研究相对较少. 里德伯原子由于具有特殊的物理性质, 在多个领域成为研究的热点. 基于里德伯原子与光的相互作用, 人们提出了利用 EIT 效应对里德伯原子进行探测^[12,17], 利用里德伯原子的强相互作用将光场与里德伯原子相结合形成里德伯极子, 实现了量子存储^[18–20]以及单光子源^[21]. 由于里德伯原子能级分布在微波频段, 近年来基于里德伯原子的微波测量成为研究热点^[22–27], 然而由于脉冲光作用时间短, 基于原子体系量子相干效应的脉冲微波测量仍具有极大的挑战性. 本文通过两步激发 ($6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 49D_{5/2}$) 的阶梯型

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2017YFA0304203, 2016YFF0200104) 和国家自然科学基金 (批准号: 61975104) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: haozhang@sxu.edu.cn

三能级系统下的 EIT 效应实现了光脉冲减速, 并进一步探究了耦合光强度、原子气室温度对光脉冲减速的影响. 通过研究脉冲光在里德伯原子 EIT 效应下的减速机制, 从减速效应反推得到脉冲微波电场强度, 为脉冲微波的测量提供了一种可能的技术路线.

2 理论分析

本文研究涉及的铯原子能级结构如图 1 所示. $6S_{1/2}$ 超精细能级 $F = 4$ 作为基态 $|1\rangle$, $6P_{3/2}$ 超精细能级 $F' = 5$ 作为激发态 $|2\rangle$, $49D_{5/2}$ 作为里德伯态 $|3\rangle$, 它们构成了阶梯型三能级系统. 探测光和耦合光的波长分别为 852 和 510 nm, 它们分别将铯原子从 $|1\rangle$ 激发至 $|2\rangle$, 以及从 $|2\rangle$ 激发至 $|3\rangle$. Δ_1 和 Δ_2 分别表示探测光和耦合光的单光子失谐, 定义为 $\Delta_1 = \omega_p - \omega_{21}$, $\Delta_2 = \omega_c - \omega_{32}$, ω_{21} 和 ω_{32} 分别为能级 $|1\rangle$ 到 $|2\rangle$ 以及 $|2\rangle$ 到 $|3\rangle$ 的共振跃迁频率, 双光子失谐定义为 $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$. 探测光 (耦合光) 的拉比频率为 $\Omega_{p(c)} = \mu_{12(23)} E_{p(c)} / \hbar$, 其中 $E_{p(c)}$ 为探测光 (耦合光) 电场分量的场强, $\mu_{12(23)}$ 表示探测光 (耦合光) 作用能级间的跃迁偶极矩.

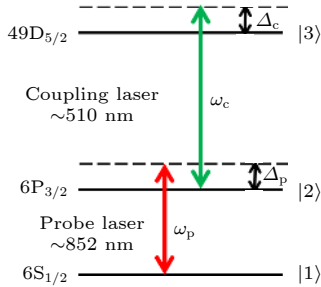


图 1 铯原子阶梯型三能级系统示意图

Fig. 1. 3-ladder-level-system of cesium atoms.

光在介质中传播时群速度的表达式为^[3]

$$V_g = \frac{1}{\frac{dk}{d\omega}} = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}. \quad (1)$$

可以看出, 群速度 V_g 的大小主要取决于介质折射率随光频率的变化 (即色散), 当介质的色散 $\frac{dn}{d\omega}$ 很大, 也就是介质的折射率 n 在一定的频率范围内发生剧烈的变化时, 光在介质中传播的群速度将大大降低. 在二能级模型的近似下, 强色散通常伴随强烈的吸收, 因此一般很难观测到光速减慢效应. 然

而 EIT 介质在共振频率附近对探测光脉冲吸收锐减, 且伴随着强烈的正常色散, 因此可以被用来有效地减慢光的群速度.

2.1 电磁诱导透明

考虑如图 1 所示的 EIT 阶梯型三能级系统, 不考虑里德伯原子间相互作用的系统哈密顿量可以写成:

$$H = H_0 + H_{AL}, \quad (2)$$

其中 H_0 是无外场时里德伯原子的哈密顿量, H_{AL} 表示光与原子相互作用的哈密顿量.

该阶梯型三能级体系下的密度矩阵可表示为

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ 分别表示 $6S_{1/2}, 6P_{3/2}$ 及里德伯态 $49D_{5/2}$.

考虑旋波近似后, 系统的哈密顿量可以写为如下矩阵形式:

$$H = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p & 0 \\ \Omega_p & -2\Delta_1 & \Omega_c \\ 0 & \Omega_c & -2(\Delta_1 + \Delta_2) \end{pmatrix}. \quad (4)$$

原子系综的密度矩阵随时间的演化形式为

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \hat{\mathcal{L}}(\rho), \quad (5)$$

其中 $\hat{\mathcal{L}}(\rho)$ 包含了里德伯原子阶梯型三能级系统中的衰减和退相干因素 (详细推导参见附录 A1), 其矩阵形式为

$$\hat{\mathcal{L}}(\rho) =$$

$$\begin{pmatrix} \Gamma_{21}\rho_{22} & -\frac{\Gamma_{21}}{2}\rho_{12} & -\frac{\Gamma_{32}}{2}\rho_{13} \\ -\frac{\Gamma_{21}}{2}\rho_{21} & -\Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{32}\rho_{33} & -\frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{32}}{2}\rho_{23} \\ -\frac{\Gamma_{32}}{2}\rho_{31} & -\frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{32}}{2}\rho_{32} & -\Gamma_{32}\rho_{33} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

其中 Γ_{ij} 是能级 $i \rightarrow j$ 的自发辐射率, 对角线上的密度矩阵元 ρ_{jj} ($j = 1, 2, 3$) 表示 j 能级上的粒子布居几率. 为简便起见, 设定 1) 初始条件为 $\rho_{11}^{(0)} = 1$, $\rho_{22}^{(0)} = \rho_{33}^{(0)} = \rho_{32}^{(0)} = 0$, 2) $|\Omega_c| \gg |\Omega_p|$, 且 $\Delta_2 = 0$. 通过求解光学布洛赫方程的稳态解, 可以得到与探测光吸收和色散相关的密度矩阵元 ρ_{21} 的表达式为

$$\rho_{21}(\omega_p) = \frac{i\mu_{21}(i\Delta_1 + \Gamma_{32})}{2\hbar \left[\frac{1}{4}\Omega_c^2 + (i\Delta_1 + \Gamma_{21})(i\Delta_1 + \Gamma_{32}) \right]} E_p. \quad (7)$$

根据关系式

$$\mu_{21}N\rho_{21}(\omega_p) = \varepsilon_0\chi(\omega_p)E_p, \quad (8)$$

其中 N 为原子密度, 就可以得到复极化率 $\chi(\omega_p) = \chi'(\omega_p) + i\chi''(\omega_p)$ 的实部和虚部表达式为

$$\begin{aligned} \chi'(\omega_p) &= N|\mu_{21}|^2 \Delta_1 / (\varepsilon_0 \hbar) \\ &\times \frac{\left[\Gamma_{32}(\Gamma_{21} + \Gamma_{32}) + \left(\Delta_1^2 - \Gamma_{21}\Gamma_{32} - \frac{1}{4}\Omega_c^2 \right) \right]}{\left(\Delta_1^2 - \Gamma_{21}\Gamma_{32} - \frac{1}{4}\Omega_c^2 \right)^2 + \Delta_1^2(\Gamma_{21} + \Gamma_{32})^2}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \chi''(\omega_p) &= \frac{N|\mu_{21}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \\ &\times \frac{\left[\Delta_1^2(\Gamma_{21} + \Gamma_{32}) - \Gamma_{21} \left(\Delta_1^2 - \Gamma_{21}\Gamma_{32} - \frac{1}{4}\Omega_c^2 \right) \right]}{\left(\Delta_1^2 - \Gamma_{21}\Gamma_{32} - \frac{1}{4}\Omega_c^2 \right)^2 + \Delta_1^2(\Gamma_{21} + \Gamma_{32})^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

极化率的虚部反映介质对探测光的吸收, 实部反映介质对探测光的色散.

色散 $\frac{dn}{d\omega}$ 可写为

$$\frac{dn(\omega_p)}{d\omega_p} = \frac{1}{2} \frac{d|\chi'(\omega_p)|}{d\omega_p}. \quad (11)$$

根据 (9) 式和 (10) 式, 理论上模拟了有无耦合光场时, 探测光极化率的实部与虚部随探测光频率失谐的变化, 结果如图 2(a) 和图 2(b) 所示. 可以看出, 在没有耦合光场时的共振频率处, 介质对光的色散很强, 可以用于实现光速的减慢, 但在共振频率附近, 介质对光的吸收也很强, 这就使得弱的探测光在共振频率附近根本无法透过介质, 因此也就无法观测到光速减慢的现象. 而当打开强的耦合光场 ω_c 时, 原子在共振频率附近对光子几乎不吸收, 且介质在 EIT 透明窗口内部表现出很强烈的色散特性, 为实现光减速提供了良好的条件.

2.2 高斯脉冲光在 EIT 介质中的传播特性

高斯脉冲光的表达式为

$$E_{in}(t) = E_0 e^{-t^2/2T_g^2} e^{-i\omega_0 t}, \quad (12)$$

其傅里叶变换为

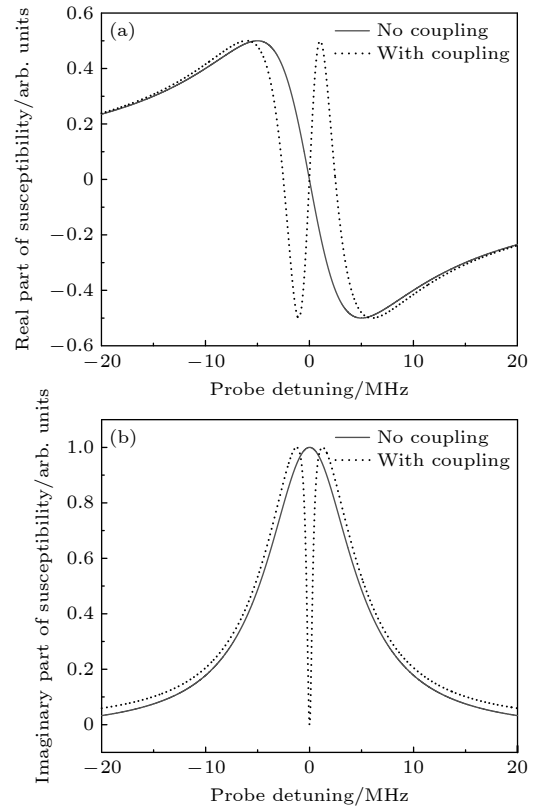


图 2 理论得到归一化后的色散和吸收曲线 (a) 打开 (虚线) 和关上 (实线) 耦合光时原子系综的色散; (b) 打开 (虚线) 和关上 (实线) 耦合光时原子系综对探测光的吸收

Fig. 2. Theoretical plots of normalized absorption and dispersion: (a) Dispersion of cesium atoms ensemble with coupling laser on (dashed line) and off (solid line); (b) absorption of probe laser with coupling laser on (dashed line) and off (solid line).

$$E_{in}(\omega) = E_0 T_g e^{-(\omega - \omega_0)^2 T_g^2 / 2}, \quad (13)$$

其中 E_0 代表输入高斯脉冲光的最大振幅, ω_0 和 T_g 分别表示载波的中心频率和脉冲时域宽度.

本文的研究主要集中在耦合光连续作用时, 脉冲探测光的传播延迟特性. 因此需要将 (8) 式中的 E_p 替换为 $E_p(t)$, 并利用 (13) 式的傅里叶变换将 (7) 式中的 $E_p(t)$ 进一步替换为 $E_p(\omega_p)$, 得到 ρ_{21} 的表达式为

$$\rho_{21}(\omega_p) = \frac{i\mu_{21}(i\Delta_1 + \Gamma_{32})}{2\hbar \left[\frac{1}{4}\Omega_c^2 + (i\Delta_1 + \Gamma_{21})(i\Delta_1 + \Gamma_{32}) \right]} E_p(\omega_p). \quad (14)$$

通过铯原子气室后的输出脉冲光电场分量的场强为

$$\begin{aligned} E_{out}(\omega_p) &= E_{in}(\omega_p) e^{i\left(\frac{\omega_p}{2c}\chi + \frac{\omega_p}{c}\right)z} \\ &= E_{in}(\omega_p) e^{-\frac{\omega_p}{2c}\chi''z} \cdot e^{i\left(\frac{\omega_p}{2c}\chi' + \frac{\omega_p}{c}\right)z}, \end{aligned} \quad (15)$$

式中 $z = 10 \text{ cm}$ 为铯原子气室的长度, 对 $E_{\text{out}}(\omega_p)$ 做傅里叶逆变换便可以得到输出脉冲探测光电场分量的场强随时间的变化为

$$E_{\text{out}}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{out}}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (16)$$

进一步可以得到输出脉冲的光强为

$$I_{\text{out}}(t) = E_{\text{out}}(t) * E_{\text{out}}^*(t). \quad (17)$$

根据上述方程, 对输出脉冲进行了理论模拟, 方便与实验得到的输出脉冲进行对比.

3 实验装置

实验装置如图 3 所示, 为了尽量减小 EIT 的线宽, 采用基于谐振腔的 PDH 稳频技术, 以谐振腔共振频率作为参考频率标准, 谐振腔的精细度为 2×10^5 , 频率的稳定度可以达到 10^{-9} 量级, 将弱探测光 (852 nm) 和强耦合光 (510 nm) 的频率稳定在腔上, 之后利用声光调制器 (AOM) 将弱探测光 (852 nm) 的频率调节在 Cs 原子 $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ 的共振跃迁线上, 强耦合光 (510 nm) 作用于 $6P_{3/2}(F'=5) \rightarrow 49D_{5/2}$ 的能级跃迁频率附近. 电光强度调制器 (EOM) 的 RF 端输入一个高斯型脉冲对探测光进行调制后, 探测光脉冲经过偏振分光棱镜 (PBS), 反射光脉冲由 PD1 探测, 作为参考信号, 透射光脉冲与强耦合光在铯原子气室中共线反向传输, 使得原本被吸收的弱探测光能够透过原子介质, 经过反射后被 PD2 探测. 通过比对 PD1 和 PD2 探测到的信号, 就可以获得光脉冲减速的信息. 实验中, PD1 和 PD2 均为 THORLABS 公司生产的可调增益硅探测器 (PDA36A2), 最大带宽为 12 MHz.

实验中使用的铯原子气室 (Cs vapor cell) 长 10 cm, 直径为 2 cm. 对铯原子气室的温度控制采

用外部控温, 将铯泡置于可加热的铜块当中, 用温度控制系统精确控制铯原子气室的温度, 控温精度为 $\pm 0.02 \text{ }^\circ\text{C}$.

4 实验结果与讨论

由于 EIT 窗口的宽度和高度决定了共振处 EIT 介质色散曲线的陡峭程度, 直接影响光脉冲减速效果. 因此, 首先研究了连续光作用下, 耦合光对 EIT 信号强度及窗口宽度的影响. 已经有研究表明, EIT 窗口的宽度强烈地依赖于耦合光的强度 $\gamma_{\text{EIT}} \propto |\Omega_c|^2$ [28], 其中 γ_{EIT} 为 EIT 透明窗口的线宽, Ω_c 为耦合光的拉比频率. 实验中, 保持弱探测光 (852 nm) 的功率不变, 将弱探测光 (852 nm) 的频率调节在 Cs 原子 $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ 的共振跃迁线上, 强耦合光 (510 nm) 在 $6P_{3/2}(F'=5) \rightarrow 49D_{5/2}$ 的能级跃迁频率附近扫描, 观察 EIT 透射峰、EIT 线宽随耦合光功率的变化. 如图 4(a) 和图 4(b) 所示, 在一定范围内, 随着耦合光的增强, EIT 透射峰强度随之变强, EIT 线宽也随之变宽.

接下来, 将弱探测光 (852 nm) 的频率稳定在 Cs 原子 $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ 的共振跃迁线上, 而耦合光 (510 nm) 的频率锁定在了 $6P_{3/2}(F'=5) \rightarrow 49D_{5/2}$ 的共振跃迁线上 (即双光子共振点). 利用电光强度调制器对探测光进行强度调制产生高斯脉冲光, 脉冲的时域宽度对应的傅里叶频率带宽与连续光作用时的 EIT 透射窗口线宽一致. 以 PD1 的探测脉冲为基准参考, 通过测量 PD2 探测的光脉冲变化, 提取光脉冲的减速信息.

光脉冲在 EIT 介质中的群速度 V_g 还可以写为 [16]

$$V_g = \frac{c}{1 + g^2 N / |\Omega_c|^2}, \quad (18)$$

其中, c 为光在真空中的传播速度, g 为探测光场与原子的耦合常数, N 为原子密度, Ω_c 为耦合光的拉

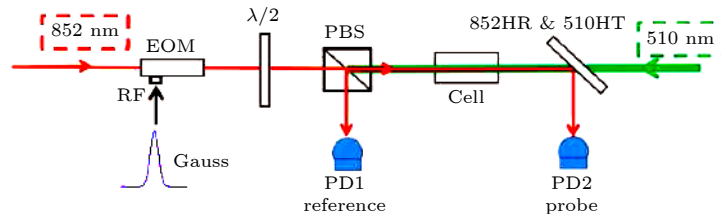


图 3 实验装置示意图 (EOM 为强度型电光调制器; $\lambda/2$ 为二分之一波片; PBS 为偏振分束棱镜; Cell 为铯原子气室; 852 HR/510 HT: 852 nm 高反 510 nm 高透镜; PD 为探测器)

Fig. 3. Schematic diagram of the experimental setup. (EOM, electro-optic intensity; $\lambda/2$, half-wave plate; PBS, polarization beam splitter; Cell, Cesium vapor cell; 852 HR/510 HT, Dichroic beam splitter; PD, photoelectric detector).

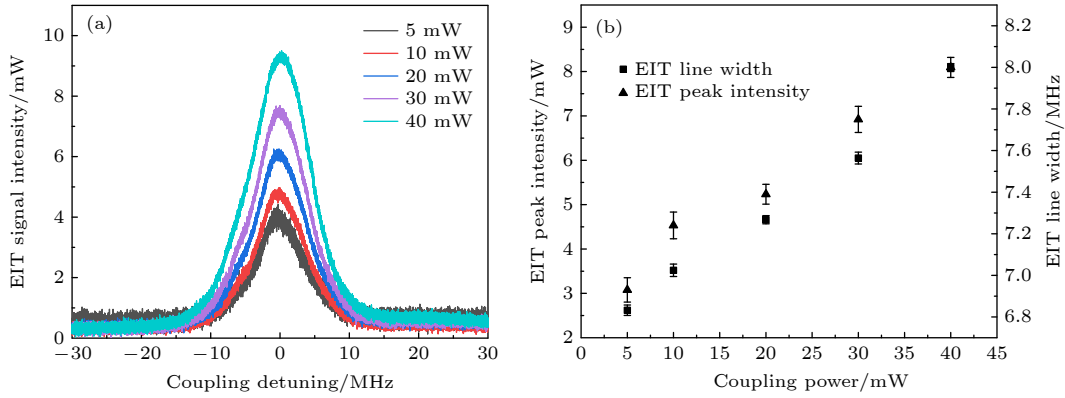


图 4 EIT 信号随耦合光功率的变化 (a) 不同耦合光功率下得到的 EIT 信号; (b) EIT 线宽和 EIT 透射峰强度随耦合光功率的变化
Fig. 4. Change of EIT signal with coupling power: (a) EIT signals obtained under different coupling power; (b) EIT line width and peak intensity vary with coupling power.

比频率. 可以看出, 光脉冲的减速效应强烈依赖于耦合光的拉比频率 Ω_c 和原子密度 N , 在耦合光的拉比频率较小或原子密度较大的情况下, 减速效应越明显.

如前所述, 输入光脉冲的半高宽为 15 μ s, 且脉冲光的载波频率处在 EIT 介质的透明窗口内. 同时保持原子气室温度为 25 $^{\circ}$ C, 探测光的功率为 160 μ W 不变, 研究改变耦合光功率时, 探测光相对于参考光的减速效应, 结果如图 5 所示. 图 5(a) 是耦合光功率为 5 mW 时, 输出光脉冲与参考光脉冲的对比. 图 5(a) 中橙色线是输出光脉冲的实验结果, 蓝色线为输出光脉冲的理论结果. 同时添加了辅助线便于分辨输出光脉冲与参考光脉冲之间的延迟. 图 5(a) (1) 中, 竖点虚线为输入脉冲的峰值中心位置, 将其设置为时间零点并贯穿到图 5(a) (2) 中, 方便与减速后的光脉冲中心位置作比较. 两条虚线所夹阴影范围为参考脉冲的半高全宽 (FWHM), 通过上升沿和下降沿的变化也可以明显地看到光速减慢. 在图 5(a) (2) 中用竖短实线标注输出光脉冲的峰值中心位置, 它相对参考脉冲峰值中心位置的偏移就是延迟时间 τ . 根据 (18) 式以及拉比频率的定义, 延迟时间 τ 会随着耦合光功率线性变化, 如图 5(c) 所示. 可以看出, 在耦合光功率为 5 mW 的情况下, 探测光脉冲相对参考光脉冲的延迟时间达到最大值, 为 522 ns. 之后在一定范围内随着耦合光功率的增加, 延迟时间在慢慢减小, 两者呈现良好的线性关系. 所以在耦合光功率越低时, EIT 窗口越窄, 导致了 EIT 介质色散曲线的变化更为陡峭, 使得延迟时间更大, EIT 效应也逐渐变弱.

另外, 实验测量了光脉冲减速效果与气室温度的关系, 气室温度直接反映了气室内原子的密度. 温度 T 与原子密度 N 之间的关系可以通过 (19) 式和 (20) 式得到.

$$\log_{10} P_v = 2.881 + 4.165 - \frac{3830}{T}, \quad (19)$$

$$P_v V = nRT \Rightarrow \frac{n}{V} = \frac{P_v}{RT} \\ \Rightarrow N = 6.02 \times 10^{23} \frac{P_v}{RT}. \quad (20)$$

保持耦合光的功率为 20 mW, 探测光的功率为 160 μ W, 脉冲的半高宽为 15 μ s 不变, 研究不同原子气室温度下探测光脉冲相对于参考光的减速效应, 图 5(b) 给出了温度分别为 25 和 40 $^{\circ}$ C 时, 输出脉冲与参考光脉冲的对比. 图 5(b) 中各线型与图 5(a) 对应相同. 分别测量了 25, 30, 35 和 40 $^{\circ}$ C 下的光脉冲延迟情况, 对 PD2 得到的探测光脉冲数据与 PD1 测得的参考光脉冲进行了对比分析, 通过数据拟合得到中心值, 对应的延迟时间分别为 385, 575, 856 和 1284 ns. 根据 (18) 式—(20) 式, 可以得到延迟时间会随着原子密度线性变化. 结合表 1 中的计算数据, 做出了光脉冲延迟时间 τ 与原子密度 N 的关系, 如图 5(d) 所示, 可以看出, 由于温度的升高增加了铯原子密度 N , 使得探测光脉冲的延迟时间 τ 不断增大, 两者呈现良好的线性关系.

表 1 铯原子气室温度与密度的关系

Table 1. Relationship between cesium vapor cell temperature and density.

$T/^{\circ}\text{C}$	25	30	35	40
$N/(10^{11}\text{cm}^{-3})$	0.49	0.80	1.27	1.98

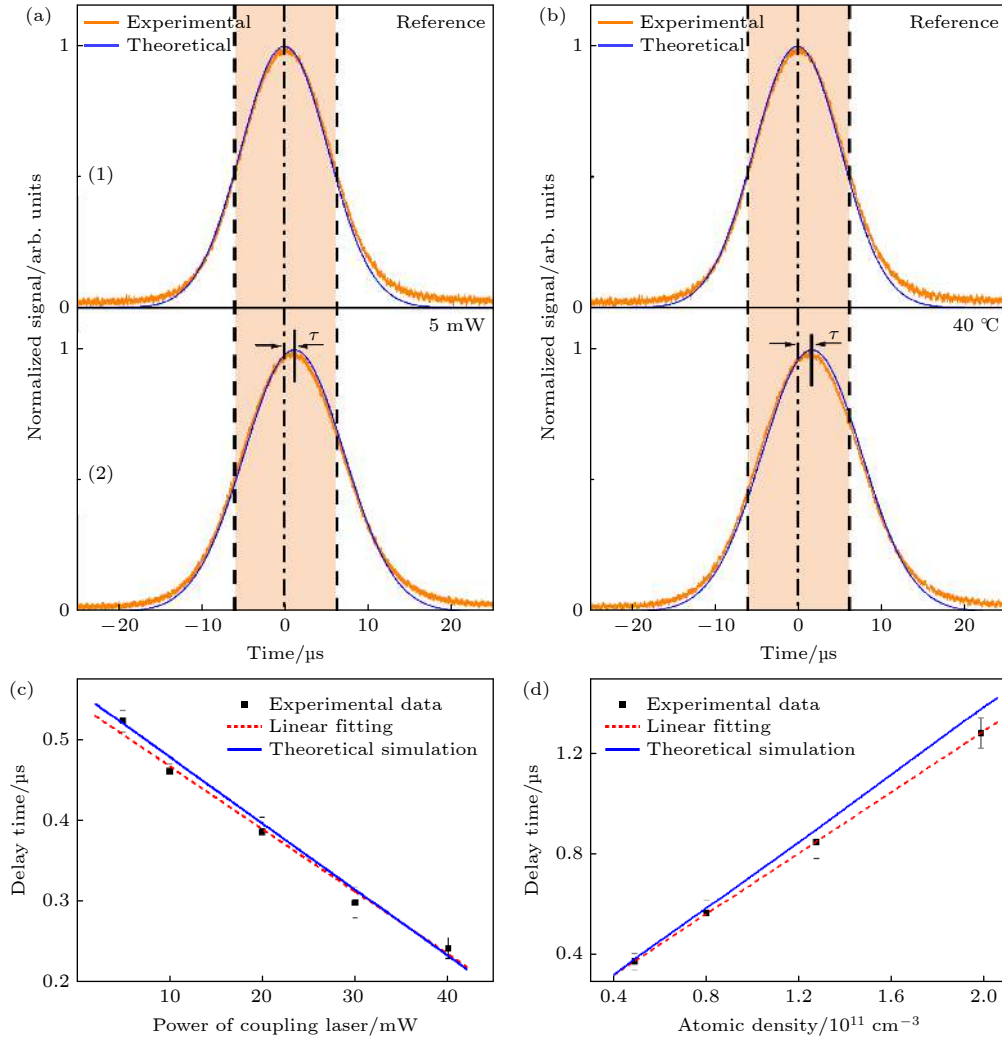


图 5 耦合光功率和温度对输出光脉冲的影响 (a) 耦合光功率为 5mW 时输出光脉冲与参考光脉冲的对比 (强度上归一化); (b) 温度为 40 °C 时输出光脉冲与参考光脉冲的对比 (强度上归一化); (c) 延迟时间随耦合光功率的变化; (d) 延迟时间随原子密度的变化

Fig. 5. Change of output pulse with coupling power and temperature: (a) Comparison of the output optical pulse and the reference optical pulse when the coupling optical power is 5mW (Normalization of intensity); (b) Comparison of the output optical pulse and the reference optical pulse when the temperature is 40 °C (Normalization of intensity); (c) delay time vary with coupling power; (d) delay time vary with atom density.

5 误差分析

在具体的实验过程中, 实验光路、探测器以及线材等因素都会对脉冲延迟的测量产生影响. 我们统计了主要的脉冲延迟误差来源, 如表 2 所列. 由于两个探测器在光路中所处位置不同, 由此光程差带来的脉冲延迟为 0.49 ns; 铯原子气室折射率大于空气折射率导致的光程差也会引起一定的脉冲延迟, 大小约为 3.27 ns. 不同的示波器通道, 以及探测器本身响应速度造成的脉冲时间差都是 ns 级别. 实验结果与理论计算均表明, 基于里德伯原子 EIT 强色散引起的脉冲延迟比上述系统误差至少

大两个数量级, 因此表 2 中所列的系统误差与实验结果相比微乎其微, 可以忽略不计.

表 2 系统误差
Table 2. Systematic errors.

误差来源	光程差	铯原子气室	示波器通道	探测器
延迟时间/ns	0.49	3.27	1.38	0.64

强长程相互作用是里德伯原子的重要特点之一. 利用软件计算所得 $49\text{D}_{5/2}$ 铯里德伯原子的相互作用系数 $C_6 \approx 348 \text{ MHz} \cdot \mu\text{m}^6$, 根据 EIT 线宽表示的激发条件计算得到的铯原子 $49\text{D}_{5/2}$ 显著的激发 blockade 球半径约为 $1.8 \mu\text{m}$. 而根据目前实验中所用的原子蒸汽池的密度 (约 10^{11} cm^{-3}) 推算, 原

子间的距离约为 $2\text{ }\mu\text{m}$, 大于 blockade 球半径. 因此, 在当前的里德伯态以及原子密度下, 可以忽略里德伯原子间的相互作用.

6 结 论

基于铯原子阶梯型三能级系统, 观察到了光脉冲减速现象. 研究表明, 阶梯型三能级系统中, EIT 窗口的宽度取决于耦合光的功率. 耦合光功率越弱, EIT 窗口越窄, 意味着光脉冲减速效应越为明显. 同样地, 光脉冲减速效应也强烈地依赖于原子密度 N , 原子密度越大, 光脉冲群速度越小. 本文为后续的工作提供了实验基础, 在下一步研究中我们将进一步优化实验参数, 提高原子密度, 并开展利用光脉冲减速技术进行微波电场测量的实验研究, 这种将强度测量转化为时间测量的方法为基于里德伯量子相干效应的微波测量提供了一种新的技术方案.

附录 A1

密度矩阵的演化通常被用来描述系统的演化. 对于一个原子来说, 激发态的自发辐射衰减以及使原子从高态跃迁至低态的非相干过程是必须要考虑的; 而对于原子系综来说, 系统的布洛赫方程为

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[\mathbf{H}, \rho] + \hat{\mathcal{L}}(\rho), \quad (\text{A1})$$

$\hat{\mathcal{L}}(\rho)$ 为 Lindblad 超算符, 表达式如下:

$$\hat{\mathcal{L}}(\rho) = \hat{\mathcal{L}}_1(\rho) + \hat{\mathcal{L}}_2(\rho), \quad (\text{A2})$$

其中, $\hat{\mathcal{L}}_1(\rho)$ 表示自发辐射造成的原子布居变化以及退相干, $\hat{\mathcal{L}}_2(\rho)$ 表征的是由原子间相互作用引起的退相干项.

$$\hat{\mathcal{L}}_1(\rho) = \sum_{i,j} \Gamma_{ij} \left[C_{ij} \rho C_{ij}^\dagger - \frac{1}{2} (C_{ij}^\dagger C_{ij} \rho + \rho C_{ij}^\dagger C_{ij}) \right], \quad (\text{A3})$$

式中

$$C_{ij} = |j\rangle\langle i| = C_{ji}^\dagger. \quad (\text{A4})$$

因此

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{L}}_1(\rho) = & \sum_{i,j} (\Gamma_{ji} \rho_{jj} - \Gamma_{ij} \rho_{jj}) |i\rangle\langle i| \\ & - \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \left[\sum_k (\rho_{ik} + \rho_{jk}) \right] \rho_{ij} |i\rangle\langle j|, \quad (\text{A5}) \end{aligned}$$

$$\hat{\mathcal{L}}_2(\rho) = -\frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \gamma_{ij} \rho_{ij} |i\rangle\langle j|. \quad (\text{A6})$$

将 Lindblad 项在里德伯三能级系统中展开得:

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{L}}_1(\rho) = & \\ & \begin{pmatrix} \Gamma_{21} \rho_{22} & -\frac{\Gamma_{21}}{2} \rho_{12} & -\frac{\Gamma_{32}}{2} \rho_{13} \\ -\frac{\Gamma_{21}}{2} \rho_{21} & -\Gamma_{21} \rho_{22} + \Gamma_{32} \rho_{33} & -\frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{32}}{2} \rho_{23} \\ -\frac{\Gamma_{32}}{2} \rho_{31} & -\frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{32}}{2} \rho_{32} & -\Gamma_{32} \rho_{33} \end{pmatrix}, \quad (\text{A7}) \end{aligned}$$

$$\hat{\mathcal{L}}_2(\rho) = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{1}{2} \gamma_{12} \rho_{12} & -\frac{1}{2} \gamma_{13} \rho_{13} \\ -\frac{1}{2} \gamma_{21} \rho_{21} & 0 & -\frac{1}{2} \gamma_{23} \rho_{23} \\ -\frac{1}{2} \gamma_{31} \rho_{31} & -\frac{1}{2} \gamma_{32} \rho_{32} & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A8})$$

式中 Γ_{ij} 是能级 $i \rightarrow j$ 的自发辐射率, γ_{ij} 为原子相互作用引起的退相干. 而在本文的原子蒸汽池的密度条件下, 里德伯原子间、里德伯原子与低能态原子间以及低能态原子间的相互作用相比于原子自发辐射造成的影响来说可以忽略, 因此可以令 $\hat{\mathcal{L}}_2(\rho) = 0$, 此时系统的 Lindblad 项为

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{L}}(\rho) = \hat{\mathcal{L}}_1(\rho) = & \\ & \begin{pmatrix} \Gamma_{21} \rho_{22} & -\frac{\Gamma_{21}}{2} \rho_{12} & -\frac{\Gamma_{32}}{2} \rho_{13} \\ -\frac{\Gamma_{21}}{2} \rho_{21} & -\Gamma_{21} \rho_{22} + \Gamma_{32} \rho_{33} & -\frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{32}}{2} \rho_{23} \\ -\frac{\Gamma_{32}}{2} \rho_{31} & -\frac{\Gamma_{21} + \Gamma_{32}}{2} \rho_{32} & -\Gamma_{32} \rho_{33} \end{pmatrix}. \quad (\text{A9}) \end{aligned}$$

参考文献

- [1] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [2] Boller K, Imamolu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- [3] Harris S E, Field J E, Kasapi A 1992 *Phys. Rev. A* **46** R29
- [4] Xiao M, Li Y, Jin S, Gea-Banacloche J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 666
- [5] Chaneière T, Matsukevich D N, Jenkins S D, Lan S Y, Kennedy T A B, Kuzmich A 2005 *Nature* **438** 833
- [6] Eisaman M D, André A, Massou F, Fleischhauer M, Zibrov A S, Lukin M D 2005 *Nature* **438** 837
- [7] Gorshkov A V, André A, Fleischhauer M, Sorensen A S, Lukin M D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 123601
- [8] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L, Lukin M D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
- [9] Dou J P, Li H, Pang X L, Zhang C N, Yang T H, Jin X M 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 030307 (in Chinese) [窦建鹏, 李航, 庞

- 晓玲, 张超妮, 杨天怀, 金贤敏 2019 *物理学报* **68** 030307]
- [10] Gorshkov A V, André A, Lukin M D, Sørensen A S 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033805
- [11] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
- [12] Kasapi A, Jain M, Yin G Y, Harris S E 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 2447
- [13] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [14] Du D, Hu X M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5232 (in Chinese) [杜丹, 胡响明 2006 *物理学报* **55** 5232]
- [15] Li Q, Guo H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 054204 (in Chinese) [李琴, 郭红 2011 *物理学报* **60** 054204]
- [16] Jiang K J, Deng L, Payne M G 2006 *Phys. Rev. A* **74** 041803(R)
- [17] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 113003
- [18] Li L, Kuzmich A 2016 *Nat. Commun.* **7** 13618
- [19] Maxwell D, Szwed D J, Paredes-Barato D, Busche H, Pritchard J D, Gauguier A, Weatherill K J, Jones M P A, Adams C S 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 103001
- [20] Distant E, Padrón-Brito A, Cristiani M, Paredes-Barato D, de Riedmatten H 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 113001
- [21] Dudin Y O, Kuzmich A 2012 *Science* **336** 887
- [22] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, Löw R, Pfau T, Shaffer J P 2012 *Nat. Phys.* **8** 819
- [23] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, Shaffer J P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 063001
- [24] Holloway C L, Gordon J A, Jefferts S, Schwarzkopf A, Anderson D A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **62** 6169
- [25] Holloway C L, Gordon J A, Schwarzkopf A, Anderson D A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 244102
- [26] Jing M, Hu Y, Ma J, Zhang H, Zhang L, Xiao L, Jia S 2020 *Nat. Phys.* **16** 911
- [27] Yan L Y, Li J S, Zhang H, Zhang L J, Xiao L T, Jia S T 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 243201 (in Chinese) [闫丽云, 刘家晟, 张好, 张临杰, 肖连团, 贾锁堂 2017 *物理学报* **66** 243201]
- [28] Javan A, Kocharovskaya O, Lee H, Scully M O 2002 *Phys. Rev. A* **66** 013805

Deceleration of optical pulses based on electromagnetically induced transparency of Rydberg atoms^{*}

Zhao Jia-Dong¹⁾²⁾ Zhang Hao^{1)2)†} Yang Wen-Guang¹⁾²⁾ Zhao Jing-Hua¹⁾²⁾
Jing Ming-Yong¹⁾²⁾ Zhang Lin-Jie¹⁾²⁾

¹⁾ (State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy,
Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

²⁾ (Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 15 January 2021; revised manuscript received 4 March 2021)

Abstract

Based on the Electromagnetically-Induced-Transparency (EIT) effect of cesium Rydberg atoms, the dispersion of the probe light will experience a drastically change while the absorption is diminished, as the frequency of it is resonated with that of the corresponding atomic transition. In this case, as the light pulse propagates in the atomic medium, the group velocity of the pulse will be slowed. In the cesium atoms 3-ladder-level system ($6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 49D_{5/2}$), the frequency of the probe light is locked at the resonance transition of $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$, while the transmission signal of 852 nm probe light is measured by scanning the coupling light frequency near the transition of $6P_{3/2} \rightarrow 49D_{5/2}$. We observed the EIT phenomenon and explored the relationship between the power of coupling laser and linewidth of the EIT signal. The experimental results show that the linewidth of the EIT signal is proportional to the power of the coupling laser. Then under the two-photon resonance condition, the deceleration of the probe light pulse caused by the steep change of the dispersion curve is observed. We also systematically investigate the influences of coupling optical power and temperature of vapor cell on the slowing down of light pulse. The experimental results show that the weaker the coupled light was, the longer the delay time; and the higher the temperature of the atomic gas chamber was, the more obvious the deceleration effect would be observed, those of which are consistent with the theoretical calculations. The investigation of the deceleration of optical pulses based on the Rydberg Electromagnetically-Induced-Transparency is important for understanding the coherence mechanism of 3-ladder-level system and some potential applications, such as in Rydberg-atom-based electric field metrology. This research provides a new tool for the measurement of pulsed microwave electric field through the optical pulse deceleration effect.

Keywords: Rydberg atoms, electromagnetically-induced-transparency, 3-ladder-level-system, deceleration of optical pulses

PACS: 32.80.Ee, 42.50.Gy, 03.67.-a

DOI: 10.7498/aps.70.20210102

^{*} Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2017YFA0304203, 2016YFF0200104) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61975104).

[†] Corresponding author. E-mail: haozhang@sxu.edu.cn