

引用格式: LI Yi-zhuo, SUN Yu-jie, WANG Zhao-ying. Manipulating the Evolution of Atomic Transient Coherent Effect[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2020, 49(10):1002001

李一茁, 孙宇杰, 王兆英. 基于瞬态效应的原子跃迁操控[J]. 光子学报, 2020, 49(10):1002001

基于瞬态效应的原子跃迁操控

李一茁, 孙宇杰, 王兆英

(浙江大学 物理系 浙江省量子技术与器件重点实验室, 杭州 310027)

摘 要: 研究了射频场的频率和不同的原子相干态对瞬态效应的影响. 发现, 即使共振射频场突然失谐, 极化态上的原子仍然会经历较强的瞬态效应, 且瞬态效应的振荡频率为 $\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2}$. 此外, 发现瞬态效应的幅度还取决于相干原子的布居, 相干原子数越多, 瞬态效应也就越强. 最后, 基于刘维尔方程计算了射频瞬态作用下原子对光强的吸收, 发现实验数据与理论结果吻合良好. 本文研究结果能进一步加深理解原子相干性与瞬态效应之间的关系.

关键词: 光磁共振; 原子相干性; 瞬态效应; 拉比振荡; 刘维尔方程

中图分类号: O433.1; O562.3

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20204910.1002001

Manipulating the Evolution of Atomic Transient Coherent Effect

LI Yi-zhuo, SUN Yu-jie, WANG Zhao-ying

(Zhejiang Province Key Laboratory of Quantum Technology and Device, Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

Abstract: This paper mainly focuses on exploring the influence of the radio frequency field's frequency and the different atomic coherent situation on the transient effect. It is found that the polarized coherent atoms can still experience a strong transient effect whether the radio frequency field is resonant or detuned with the Larmor precession frequency, and the transient oscillation frequency depends on the power and frequency of radio frequency field in terms of $\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2}$. Furthermore, the amplitude of transient effect depends on the population of the coherent atoms is explored. The more polarized coherent atoms, the stronger the transient effect presents. At last, we analyze these phenomena by calculating the absorption of beam based on the Liouville equation. There is a good agreement between the experiment data and the theoretical results. These results can provide further insight into the relationship between the coherence of atoms and the transient effect.

Key words: Optical-magnetic resonance; Coherent atom; Transient effect; Rabi oscillation; Liouville equation

OCIS Codes: 020.7490; 030.1670; 140.5560

0 引言

光学信号的瞬态演化是研究比弛豫时间还要短的时间内原子对光场的响应, 在这一时间内原子对光的吸收和相干发射的效应将带有光与原子相互作用过程中所有的特征信息, 即不仅带有辐射时的光和原子的特性, 还“记忆”该时刻前的入射光和原子的特性. 早期出现的瞬态演化现象有诸如光子回波^[1-2]、光学窄

基金项目: 国家重点研究发展计划 (No. 2017YFC0601602), 中央高校科研业务费 (No. 2020FZA3005)

第一作者: 李一茁 (1994-), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为激光与原子的相互作用. Email: 21736047@zju.edu.cn

导师: 王兆英 (1976-), 女, 副教授, 博士, 主要研究方向为激光与原子的相互作用. Email: zhaoyingwang@zju.edu.cn

收稿日期: 2020-05-09; 录用日期: 2020-06-16

<http://www.photon.ac.cn>

动^[3-4]、光学自由感应衰变^[5]和光学自感应透明^[6]等光学现象.最近,单原子瞬态效应^[7],相干双光子瞬态过程^[8]和三能级瞬态电磁感应透明(Electromagnetic Induction Transparent, EIT)或相干布居陷俘(Coherent Population Trapping, CPT)^[9, 10]等,也在理论上得到了详细的讨论.

最近,科学家基于原子瞬态效应,通过操控外场或激发脉冲来完成原子跃迁,从而改变原子的布居.例如, BENG TSSON S等提出了一种利用自由感应衰减效应去控制超快极端紫外线的相位与幅度的方法^[11]. VALENTE P等观察到当突然打开或关闭静态纵向磁场时,在⁸⁷Rb原子蒸汽D2线上,发现EIT和电磁诱导吸收(Electromagnetically Induced Absorption, EIA)中光信号呈瞬时正弦指数衰减振荡^[12]. RENZONI F等则通过扫描外加横向磁场的方式,在不同的外加纵向磁场下分析了⁸⁵Rb原子的共振吸收Hanle信号^[13].

2010年, JHA P K等研究了非共振少周期激光脉冲驱动的二能级原子系统的动力学,实现了对原子激发的相干控制^[14].之后他们又控制强射频脉冲与铷原子的塞曼磁子能级相互作用,从实验和理论两方面证明了粒子布居转移的载波包络相位(Carrier-Envelope-Phase, CEP)效应^[15].同年, LI H等从理论和实验上研究了CEP对强超短射频脉冲作用下原子态布居转移的影响^[16].2015年, BERRADA K和ELEUCH H两人详细研究了二能级原子与任意脉冲形状的外部光场相互作用后原子的布居和几何相位,他们证明了原子的几何相位可以作为测试和表征二能级原子动力学性质的工具^[17].

最近,通过改变Rb原子气室周围的外磁场, MOMEEN M U和GREWAL R S等讨论了关于非线性磁光旋转(Nonlinear Magneto-Optical Rotation, NMOR)中的瞬态效应^[18].他们发现,当磁场缓慢变化时, NMOR信号显示为高度灵敏的窄共振峰.2018年,通过提高外界磁场的扫描速率, GREWAL R S等还研究了从传统的NMOR信号到瞬态振荡信号的转变^[19].他们认为瞬态效应在高灵敏度磁力仪的应用中很有前景,尤其可以用于检测磁场的突变.

2019年,本文课题组在实验中通过外加快速扫频的射频场或者快速打开共振射频场,也观察到了瞬态效应^[20].在本文中,将进一步研究如何通过调控射频场来操控瞬态效应的频率和振幅,包括调控射频场的频率,改变原子系统的相干布居状态等,希望这些工作可以加深对瞬态相干效应物理机制的理解.

1 实验及结果

光磁共振实验已经成为研究原子与光场和磁场之间相互作用的强有力工具.本文利用⁸⁷Rb原子的D1线 $5S_{1/2}, F_f=2$ 到 $5P_{1/2}, F_e=1$ 上的跃迁,如图1所示.根据磁子能级上的原子对圆偏振光的能级跃迁选择定则 $\Delta m_F = \pm 1$,处在基态 $5^2S_{1/2}$ 的各个磁子能级的铷原子吸收圆偏振光,原子在基态塞曼磁子能级上单向跃迁,从而被极化到高磁量子数 $|m_F|$ 上.在本文课题组的实验中,原本均匀分布在基态各个磁子能级上的原子大部分被左旋圆偏振光极化到了 $5^2S_{1/2}, m_F = +1, +2$ 态上.如果此时射频场作用使塞曼磁子能级上的原子去极化,那么原子将重新开始吸收光子.这里需要说明的是,光泵过程中,光场的频率与⁸⁷Rb原子的 $5S_{1/2}, F_f=2$ 到 $5P_{1/2}, F_e=1$ 能级跃迁相互共振,激发态 $5P_{1/2}, F_e=1$ 上的原子自发辐射后可能会掉落到基态的 $F=1$ 态上,但掉落到 $F=1$ 态上的原子由于没有激光作用也就不再参与光泵的过程.同时,由于探测光与泵浦光的频率一致,掉落到 $F=1$ 态上的原子不会被探测光探测到,因此对信号形状的影响不会太大.另外,基态 $5S_{1/2}, F_f=2$ 上的原子由于弛豫的作用也会掉落到基态的 $F=1$ 态上.但是由于实验中瞬态效应的时间远小于两个基态能级之间的弛豫时间,所以完全可以忽略弛豫的作用.

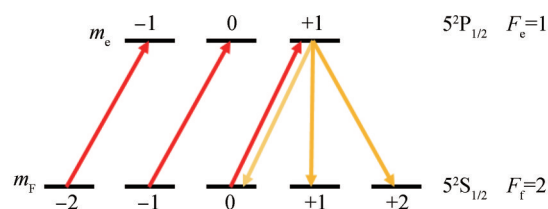


图1 左旋圆偏振光对⁸⁷Rb原子泵浦作用示意图
Fig. 1 The schematic diagram of optically pumped processing

实验在恒温(20°C)的实验室中完成,实验装置如图2所示.分布式反馈(Distributed Feedback,DFB)半导体激光用于产生波长约为795 nm的光束,这束光被同时用作原子的泵浦光和探测光,激光的功率设定在5 μW,以获取更好的光磁共振信号.铷原子泡是充有纯⁸⁷Rb气体的镀石蜡膜的圆柱形玻璃泡(长为50 mm,直径为35 mm).玻璃泡中没有添加任何的缓冲气体,它的温度控制在室温20°C.把玻璃泡放置在静态纵向磁场中,原子能级受磁场作用产生塞曼分裂.实验过程中,首先,圆偏振光对原子的各个磁子能级进行光泵浦作用,使得原子的能级分布产生极化.然后,极化的原子围绕着静磁场做拉莫尔进动.现在,如果施加一个频率等于拉莫尔进动频率(本文实验中为35 kHz)的射频场,则极化态上的原子会被射频场去极化,并很快重新形成新的能级分布的平衡.此时,未极化的原子会再次对探测光进行共振吸收.最后,整个原子对光的吸收过程可以通过光电探测器(Photodetector,PD)显示在示波器上.

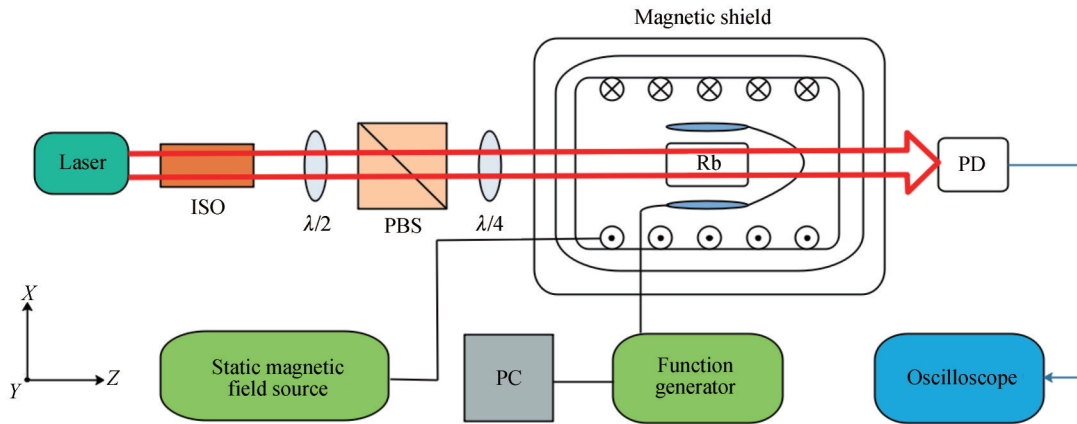
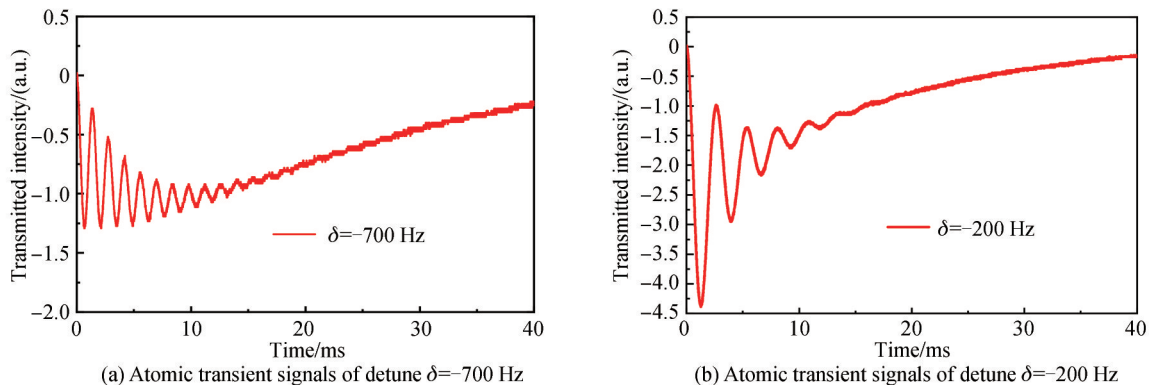


图2 实验装置图

Fig.2 The setup for the optical-magnetic resonance experiment.

实验中,瞬态效应被视为原子的非平稳演化,即当射频场突然打开时,极化态上的原子跃迁无法跟上射频场的变化而产生的一种效应.它也可以看作是原子磁子能级之间的相干效应,如图3(a)~(c)所示.从图3(a)~(c)可以看出,瞬态效应中,最初极化了的原子在以一定频率振荡的同时,慢慢去极化.从图3(a)~(c)还可以发现,即使射频频率与拉莫尔进动频率之间存在失谐 δ 时,瞬态效应也能产生,但是随着失谐的增大,拉比振荡信号的振幅减小,同时拉比振荡频率加快.这里,认为振荡幅度较小是由于失谐射频场对原子的去极化作用较弱所导致的.同时,收集瞬态振荡频率随射频场频率变化的实验数据,发现瞬态振荡的频率取决于射频场的功率 Ω_0 以及射频频率的失谐 δ ,满足公式 $\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2}$.如图3(d)所示,当 $\delta = 0$ 时,拉比振荡频率 Ω 约为0.37 kHz;当 $\delta = 1$ kHz时,拉比振荡频率 Ω 则变大约为1 kHz,与 $\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2}$ 相吻合.关于射频场功率对瞬态振荡的影响,本文课题组在前期已经进行了详细的研究^[20],这里就不再赘述.



(a) Atomic transient signals of detune $\delta = -700$ Hz

(b) Atomic transient signals of detune $\delta = -200$ Hz

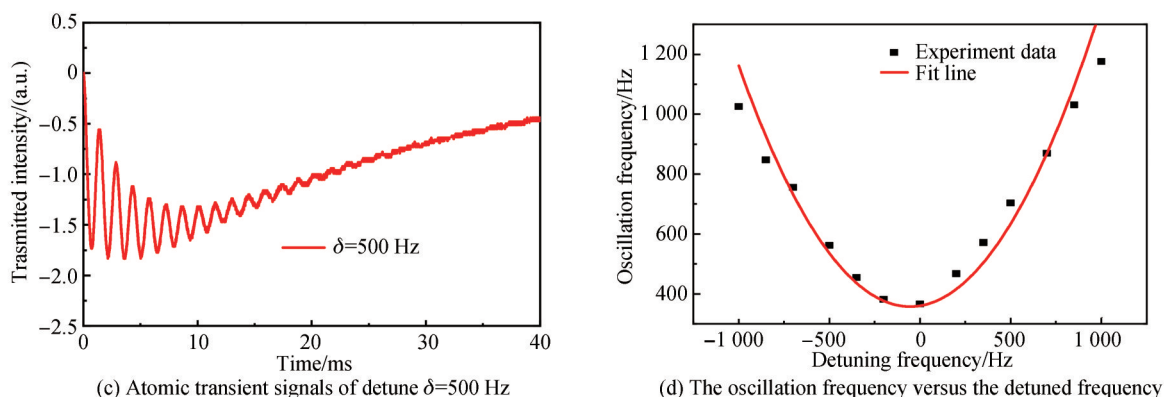


图3 不同射频场失谐频率下的原子瞬态信号及振荡频率与失谐频率的关系

Fig. 3 The atomic transient signals at different detuned frequency of RF field and the relationship between the oscillation frequency and the detuned frequency

接下来,在实验中,调控射频场的作用时间来实现原子极化后的两次瞬态效应.图4中,黑色的TTL信号线显示了射频场的时间序列,红色曲线表示射频场频率在35 kHz和34 kHz之间切换时原子的瞬态效应,高电平对应的射频频率为35 kHz,低电平则对应34 kHz.将射频场快速切换两次,产生两次瞬态效应,第一个20 ms的振荡是由射频场的突然共振引起的,第二个20 ms振荡则是由射频场的突然失谐引起的.从图4中还可以发现,无论是共振射频场还是失谐射频场,当射频场保持开启状态的时间足够长,原子的瞬态效应就会逐渐消失,此时,激光泵浦的极化过程和射频场诱导的去极化过程达到一个平衡,使得原子不再吸收光子.但是当射频场再次突然改变到其他频率的瞬间,刚刚建立的平衡被破坏,原子再次经历瞬态效应.在图4的第二个20 ms的瞬态振荡中,发现相比于共振射频场,失谐射频场的去极化作用较小,光泵浦的作用也随之减小,使得总体上原子对光的吸收减弱,信号整体上呈现向上的透明峰.

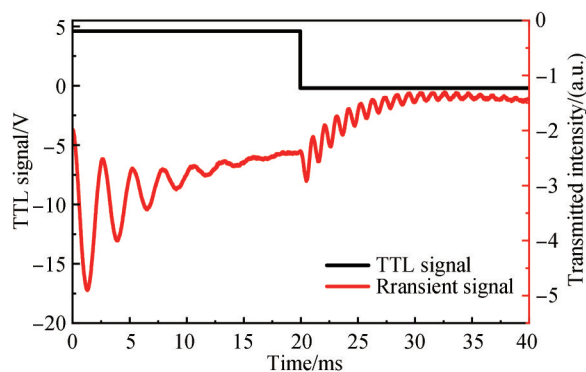


图4 射频场频率在35 kHz和34 kHz之间切换时原子的瞬态效应

Fig. 4 The atomic transient signal response to the resonant frequency and detuned frequency of the RF field

最后,研究原子不同相干态对瞬态效应的影响.在实验的第一步,依然使用圆偏振光将原子泵浦至极化态.第二步,利用共振射频脉冲的不同作用时间来改变原子的相干布居,从而实现原子的 $\pi/2$ 、 π 、 $3\pi/2$ 、 2π 脉冲的跃迁.通过这种方式,获得了不同相干布居的初始原子.最后,突然将射频场频率调至失谐1 kHz状态,观察此时的瞬态效应.从图5(a)~(d)可以看出,不同相干布居的原子具有不同的瞬态振荡幅度.

通过图5(a)和5(c),发现在共振射频场作用 $\pi/2$ 和 $3\pi/2$ 脉冲时长后,理论上原本极化态上的原子有一半留在极化态,而另一半原子被泵浦到了其他非极化态上.此时,如果将射频场频率从共振迅速切换至1 kHz失谐时,射频场会继续作用到那部分留在极化态上的原子,使它们进行去极化过程,原子产生的瞬态效应会出现较大的振幅.相反,在图5(b)中,当共振射频场作用为 π 脉冲时长后,原本极化态上的原子大部分会被泵浦到其他非极化态上,去极化作用基本完成,原子系统整体表现出一种非相干状态.此时,如果将射频场迅速切换至34 kHz,射频场基本不起作用,原子的瞬态效应非常弱.在图5(d)中,共振射频脉冲作用

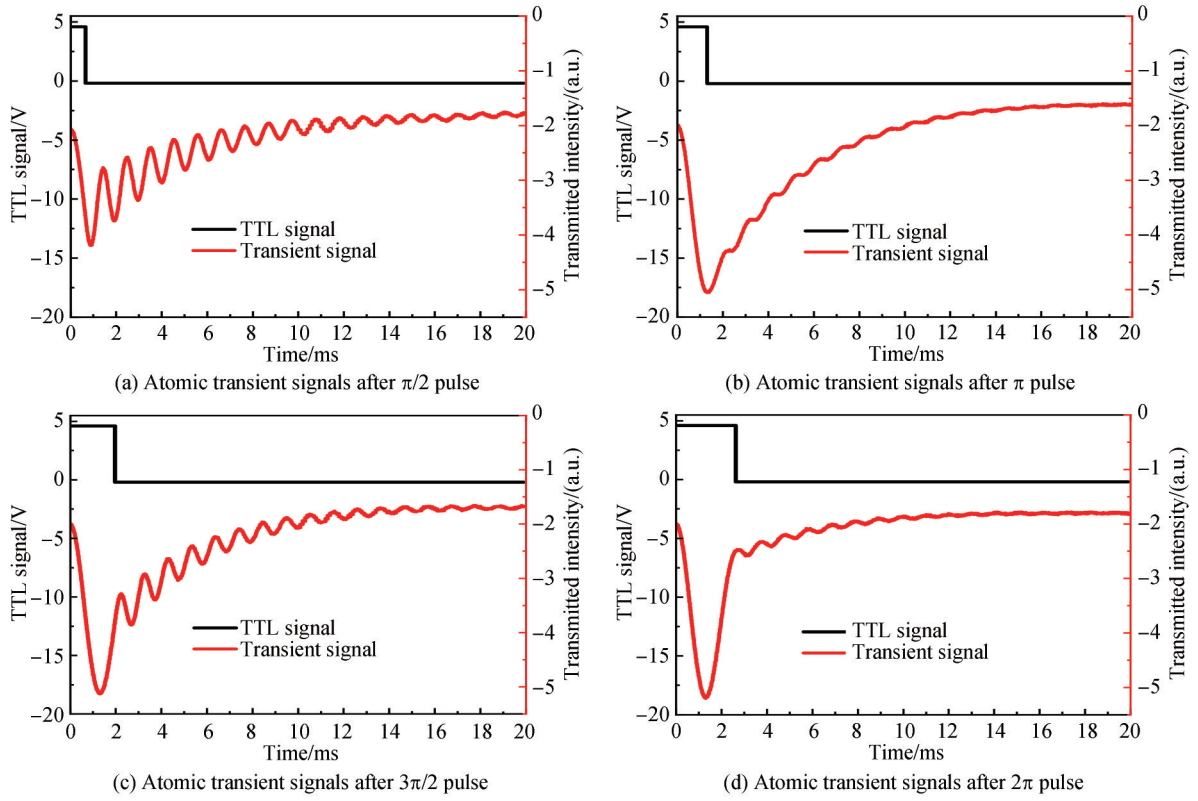


图5 共振射频场作用不同时间后,原子在失谐场下的瞬态效应

Fig. 5 Atomic transient signals in the detuned filed after the resonant RF filed acts for different time

为 2π 脉冲的时长后,理论上非极化态上的原子又基本全部泵浦回极化态,但此时由于共振射频脉冲作用时间较长,原子的整体相干性变差,因此在将射频频率迅速切换至1 kHz失谐后,瞬态效应的振荡幅值依然很小.

2 理论分析

实验中,激光既用作泵浦光,又作探测光,它使铷原子在 $5S_{1/2}, F_i = 2 \rightarrow 5P_{1/2}, F_e = 1$ 上进行跃迁.为了研究简便,将这一复杂能级系统简化为一个四能级的系统,如图6所示.其中能级 $|1, 2, 3\rangle$ 是 $m_F = 0, 1, 2$ 的基态塞曼磁子能级, $|4\rangle$ 是 $m_F = 1$ 的激发态塞曼磁子能级.假设从 $F_e = 1, m_e = 1$ 到 $F_i = 2, m_F = 0, 1, 2$ 的衰减速率是相等的.整个系统的哈密顿量由三个部分组成,分别是原子在外磁场下发生塞曼分裂而产生的 H_0 ,原子与光场相互作用产生的哈密顿量 H_L ,以及原子与射频场相互作用产生的哈密顿量 H_F .表达式为

$$\begin{cases} H_0 = \hbar\omega_B |2\rangle\langle 2| + 2\hbar\omega_B |3\rangle\langle 3| + \hbar\omega_C |4\rangle\langle 4| \\ H_L = -\hbar\frac{\Omega_L}{2} (|1\rangle\langle 4|e^{-i\omega_L t} + |4\rangle\langle 1|e^{i\omega_L t}) \\ H_F = -\hbar\frac{\Omega_{RF}}{2} (|1\rangle\langle 2|e^{-i\omega_{RF}t} + |2\rangle\langle 1|e^{i\omega_{RF}t} + |2\rangle\langle 3|e^{-i\omega_{RF}t} + |3\rangle\langle 2|e^{i\omega_{RF}t}) \end{cases} \quad (1)$$

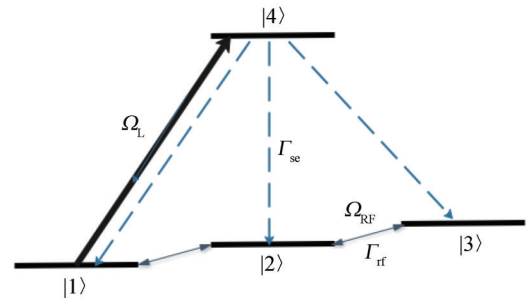


图6 简化的四能级系统

Fig.6 The schematic diagram of a four-level atomic system driven by laser light and the radio frequency field

假定能级 $|1\rangle$ 为能量的零点,式中, ω_B 代表基态 $|1,2,3\rangle$ 之间的跃迁频率, ω_C 代表基态到激发态,即 $|1,4\rangle$ 之间的跃迁频率, ω_L 和 ω_{RF} 分别为光场和射频场的角频率, Ω_L 和 Ω_{RF} 分别为光场和射频场的拉比振荡频率.

系统的总哈密顿量在经过偶极近似和旋转波近似后可以写成

$$H = \hbar\Delta_{RF}(|2\rangle\langle 2| + |2\rangle\langle 3| + |3\rangle\langle 3|) + \hbar\Delta_L|4\rangle\langle 4| - \hbar\frac{\Omega_L}{2}(|1\rangle\langle 4| + |4\rangle\langle 1|) - \hbar\frac{\Omega_{RF}}{2}(|1\rangle\langle 2| + |2\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 3| + |3\rangle\langle 2|) \quad (2)$$

把式(2)代入到刘维尔方程

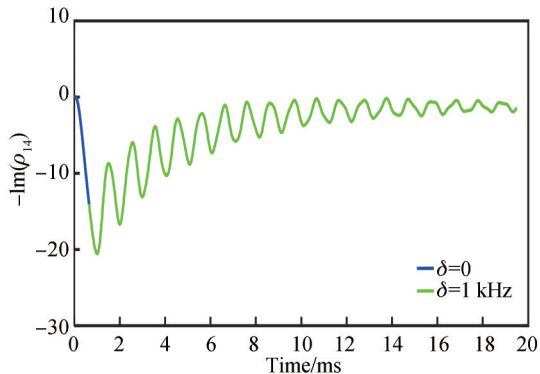
$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \Gamma\rho \quad (3)$$

密度矩阵运动方程中,

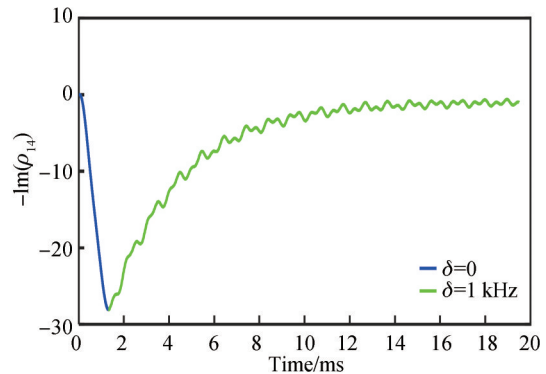
$$\left\{ \begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= i\frac{\Omega_{RF}}{2}(\rho_{21} - \rho_{12}) + i\frac{\Omega_L}{2}(\rho_{41} - \rho_{14}) + \frac{1}{3}\Gamma_{SE}\rho_{44} + \frac{1}{2}\Gamma_{RF}\rho_{22} - \Gamma_{RF}\rho_{11} - \Gamma_C\rho_{11} \\ \dot{\rho}_{12} &= i\frac{\Omega_{RF}}{2}(\rho_{22} - \rho_{11} - \rho_{13}) + i\frac{\Omega_L}{2}\rho_{42} + i\Delta_{RF}\rho_{12} - \Gamma_G\rho_{12} \\ \dot{\rho}_{13} &= i\frac{\Omega_{RF}}{2}(\rho_{23} - \rho_{12}) + i\frac{\Omega_L}{2}\rho_{43} + 2i\Delta_{RF}\rho_{13} - \Gamma_G\rho_{13} \\ \dot{\rho}_{14} &= i\frac{\Omega_{RF}}{2}\rho_{24} + i\frac{\Omega_L}{2}(\rho_{44} - \rho_{11}) + i\Delta_L\rho_{14} - \Gamma_{GE}\rho_{14} \\ \dot{\rho}_{22} &= i\frac{\Omega_{RF}}{2}(\rho_{12} + \rho_{32} - \rho_{21} - \rho_{23}) + \frac{1}{3}\Gamma_{SE}\rho_{44} - \Gamma_{RF}\rho_{22} + \Gamma_{RF}(\rho_{11} + \rho_{33}) \\ \dot{\rho}_{23} &= i\frac{\Omega_{RF}}{2}(\rho_{13} + \rho_{33} - \rho_{22}) + i\Delta_{RF}\rho_{23} - \Gamma_G\rho_{23} \\ \dot{\rho}_{24} &= i\frac{\Omega_{RF}}{2}(\rho_{14} + \rho_{34}) - i\frac{\Omega_L}{2}\rho_{21} - i\Delta_{RF}\rho_{24} + i\Delta_L\rho_{24} - \Gamma_{GE}\rho_{24} \\ \dot{\rho}_{33} &= i\frac{\Omega_{RF}}{2}(\rho_{23} - \rho_{32}) + \frac{1}{3}\Gamma_{SE}\rho_{44} - \Gamma_{RF}\rho_{33} + \frac{1}{2}\Gamma_{RF}\rho_{22} \\ \dot{\rho}_{34} &= i\frac{\Omega_{RF}}{2}\rho_{24} - i\frac{\Omega_L}{2}\rho_{31} - 2i\Delta_{RF}\rho_{34} + i\Delta_L\rho_{34} - \Gamma_{GE}\rho_{34} \\ \dot{\rho}_{44} &= -i\frac{\Omega_{RF}}{2}(\rho_{41} - \rho_{14}) - \Gamma_{SE}\rho_{44} + \Gamma_C\rho_{11} \end{aligned} \right. \quad (4)$$

式中, Γ_{SE} 是原子自发衰减率,假设原子从激发态自发辐射到基态三个能级的几率是相等的, Γ_C 是 $|1\rangle$ 和 $|4\rangle$ 能级之间的衰减速率, Γ_{RF} 是三个塞曼磁子能级之间的衰减速率, Γ_G 和 Γ_{GE} 分别表示 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 能级之间(基态塞曼磁子能级)以及 $|1\rangle$ 和 $|4\rangle$ (基态和激发态)能级之间的退相干速率. $\Delta_{RF} = \omega_{RF} - \omega_B$ 为射频场与拉莫尔进动频率间的失谐,而 $\Delta_L = \omega_L - \omega_C$ 为光场的失谐.

计算密度矩阵元 ρ_{14} 的负虚部 $-\text{Im}(\rho_{14})$ 来理论模拟原子对光的吸收信号.初始原子的分布设为 $\rho_{22}(0) = \rho_{33}(0) = 0.5$,其他初态取值均为0.图7为 $\pi/2$ 、 π 、 $3\pi/2$ 、 2π 脉冲作用后原子瞬态效应的模拟结果,与



(a) The simulated transient signals after $\pi/2$ pulse



(b) The simulated transient signals after π pulse

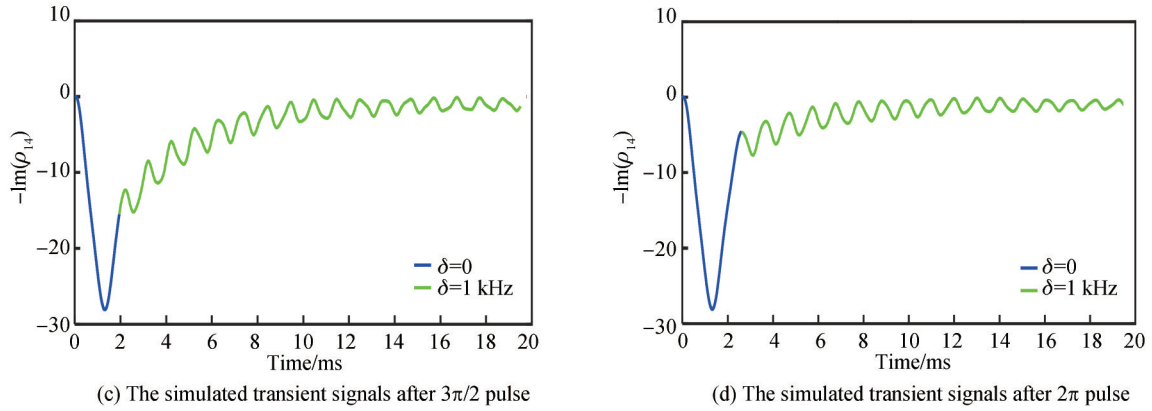


图7 共振射频场作用不同时间后,原子在失谐场下的瞬态效应理论模拟

Fig.7 The simulated transient signals in the detuned field after the resonant RF field acts for different time

图4的实验结果非常吻合.当原子布居在极化态上的数目比较多时,参与瞬态效应的原子也比较多,使得瞬态振荡的振幅较大,如图7(a)和7(c)所示.相反,原子布居在极化态上的数目越少,瞬态振荡的振幅也越小,如图7(b)所示.而在图7(d)中,尽管原子在 2π 脉冲作用后大多泵浦回极化态,但在经历了较长时间的射频脉冲作用后,原子的整体相干性变差,因此这时的瞬态效应的振荡幅值也较小.

3 结论

基于共振或失谐射频场的快速操控,研究了原子瞬态效应,并探讨了射频场的频率和不同原子相干布居对瞬态效应的影响.在实验中,发现极化的原子在外加射频场共振或失谐时都可以产生强烈的瞬态效应,且瞬态振荡的频率取决于射频场的功率和频率,并满足关系 $\Omega = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta^2}$.通过改变共振射频脉冲对极化原子的作用时间,可以获得不同相干布居状态的原子.如果极化原子较少,则瞬态效应比较弱;而当处在极化态上的原子较多,则瞬态效应就相应较强.用刘维尔密度矩阵方程理论模拟了这些现象,发现实验数据与理论结果吻合.希望这些研究结果能够有助于推动激光与原子之间快变相互作用产生的瞬态效应机理的研究.

参考文献

- [1] KURNIT N A, ABELLA I D, HARTMANN S R. Observation of a photon echo[J]. *Physical Review Letters*, 1964, **13** (19): 567-568.
- [2] ABELLA I D, KURNIT N A, HARTMANN S R. Photon echoes[J]. *Physical Review*, 1966, **141**(1): 391-406.
- [3] HOCKER G B, TANG C L. Observation of the optical transient nutation effect[J]. *Physical Review Letters*, 1968, **21** (9): 591-594.
- [4] BREWER R G, SHOEMAKER R L. Photo echo and optical nutation in molecules[J]. *Physical Review Letters*, 1971, **27** (10): 631-634.
- [5] BREWER R G, SHOEMAKER R L. Optical free induction decay[J]. *Physical Review A*, 1972, **6**(6): 2001-2007.
- [6] MCCALL S L, HAHN E L. Self-induced transparency by pulsed coherent light[J]. *Physical Review Letters*, 1967, **18** (21): 908-911.
- [7] HARRIS S E, MACKLIN J J. Lasers without inversion: single-atom transient response[J]. *Physical Review A*, 1989, **40** (7): 4135-4137.
- [8] BREWER R G, HAHN E L. Coherent two-photon processes: Transient and steady-state cases[J]. *Physical Review A*, 1975, **11**(5): 1641-1649.
- [9] LI Y Q, XIAO M. Transient properties of an electromagnetically induced transparency in three-level atoms[J]. *Optical Letter*, 1995, **20**(13): 1489-1491.
- [10] JYOTSNA I I, AGARWAL G S. Coherent population trapping at low light levels[J]. *Physical Review A*, 1995, **52**(4): 3147-3152.
- [11] BENGTTSSON S, LARSEN E W, KROON D, et al. Space-time control of free induction decay in the extreme ultraviolet [J]. *Nature Photonics*, 2017, **11**(4): 252-258.
- [12] VALENTE P, FAILACHE H, LEZAMA A. Comparative study of the transient evolution of Hanle electromagnetically induced transparency and absorption resonances[J]. *Physical Review A*, 2002, **65**(2): 023814.

-
- [13] RENZONI F, CARTALEVA S, GAIZETTA, *et al.* Enhanced absorption Hanle effect in the configuration of crossed laser beam and magnetic field[J]. *Physical Review A*, 2001, **63**(6):065401.
- [14] JHA P K, ELEUCH H, ROSTOVTSEV Y V. Coherent control of atomic excitation using off-resonant strong few-cycle pulses[J]. *Physical Review A*, 2010, **82**(4):045805.
- [15] JHA P K, ROSTOVTSEV Y V, LI H, *et al.* Experimental observation of carrier-envelope-phase effects by multicycle pulses[J]. *Physical Review A*, 2011, **83**(3):033404.
- [16] LI H, SAUTENKOV V A, ROSTOVTSEV Y V, *et al.* Carrier-envelope phase effect on atomic excitation by few-cycle rf pulses[J]. *Physical Review Letter*, 2010, **104**(10): 103001.
- [17] BERRADA K, ELEUCH H. Consideration of geometric phase and population transfer without using rotating-wave approximation[J]. *Laser Physics*, 2015, **25**(2):025201.
- [18] MOMEEN M U, RANGARAJAN G, NATARAJAN V. Transient response of nonlinear magneto-optic rotation in a paraffin-coated Rb vapor cell[J]. *Physical Review A*, 2010, **81**(1):013413.
- [19] GREWAL R S, PUSTELNY S, RYBAK A, *et al.* Transient dynamics of a nonlinear magneto-optical rotation [J]. *Physical Review A*, 2018, **97**(4):043832.
- [20] JIN G, XU Y F, WANG Z Y. Transient evolution of optical magnetic resonance in rubidium vapor[J]. *Optics Express*, 2019, **27**(5): 7087-7097.