

doi:10.3788/gzxb20174606.0626001

光学-射频场双驱动原子系统中的透明 与吸收特性的调控

张玮峰¹, 苑青¹, 李晓莉^{1,2}, 尚雅轩², 张连水¹

(1 河北大学 物理科学与技术学院 河北省光电信息材料重点实验室, 河北 保定 071002)

(2 中国科学院半导体研究所 半导体超晶格国家重点实验室, 北京 100038)

摘 要: 光与物质的相互作用可以产生许多奇特的量子光学现象, 电磁诱导透明和电磁诱导吸收是其中最典型的现象. 本文在通常的 Λ 型三能级系统中引入射频场作用于激发态的精细结构能级之间, 组成光学-射频双驱动场共同激发原子的相干跃迁, 使系统的吸收特性出现电磁诱导透明和电磁诱导吸收两种量子相干效应. 通过讨论双驱动场开启后直到系统达到稳定的量子相干过程, 分析电磁诱导透明和电磁诱导吸收随时间的产生和转化, 得到两种量子相干现象之间的关联性及其进行量子调控的方法.

关键词: 射频场; 双驱动; 量子相干过程; 原子; 电磁诱导透明; 电磁诱导吸收

中图分类号: O562.3+2

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2017)06-0626001-6

The Regulation and Control of Electromagnetically Induced Transparency and Absorption in an Optical-radio Two-photon Coupling Configuration

ZHANG Wei-feng¹, YUAN Qing¹, LI Xiao-li^{1,2}, SHANG Ya-xuan², ZHANG Lian-shui¹

(1 College of Physical science and Technology, Hebei University, Baoding, Hebei 071002, China)

(2 State Key Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

Abstract: The interaction of light and matter can induce many strange quantum optical phenomena, in which EIT and EIA are the most typical ones. In this paper, a radio-frequency field is introduced between two hyperfine levels of the excited state into a well-studied lambda three level system to form a modified quasi-lambda four level system consisting of an optical-radio two-photon coupling field and a probing field. Both EIT and EIA can be obtained in this system. By discussing the quantum coherence process after the optical-radio field is turned on until the system is stable, the generation and transformation of EIT and EIA during this period of time are analyzed, which is helpful to probe the correlation between two phenomena and to seek the method to regulate and control them.

Key words: Radio-frequency field; Two-photon coupling; Quantum coherence process; Atom; Electromagnetic induced transparency; Electromagnetic induced absorption

OCIS Codes: 260.2160; 260.3160; 260.5740; 260.6042

0 引言

光与物质的相互作用是量子光学研究的重要课题, 通常以光子作为信息和能量的载体来研究量子系统中的光学信息的产生、转化和控制及其在各相关科学技术领域中的应用. 具有耦合-探测结构的 Λ 型原子系

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金项目(No. 11504077), 河北省自然科学基金青年科学基金项目(No. A2017201012), 河北省教育厅自然科学基金重点项目(No. ZD2017007)资助

第一作者: 张玮峰(1992-), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为非线性光学. Email: 15031237753@163.com

通讯作者: 李晓莉(1982-), 女, 副教授, 博士, 主要研究方向为非线性光学. Email: xiaolixiaoli2012@semi.ac.cn

收稿日期: 2016-11-21; **录用日期:** 2017-01-22

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

统是研究量子光学的一个重要系统. 系统中的两个低能级具有强相干性, 会使得粒子的探测谱呈现电磁诱导透明(Electromagnetic Induced Transparency, EIT)特性^[1]. 当引入射频驱动场来扰动原子的跃迁, 会使不同跃迁路径之间相干叠加而呈现出诸如电磁诱导吸收(Electromagnetic Induced Transparency, EIA)^[2-4]、无反转光放大(Amplification Without Inversion, AWI)^[5]、电磁诱导负折射(Electromagnetic Induced Negative Refraction, EINR)^[6-7]等更丰富的量子相干效应. Wei等人^[8-9]曾利用金刚石中添隙氮原子与碳原子空位组成的色心缺陷, 在不同能级的自旋精细结构能级之间加入射频驱动场, 研究了 Λ 型系统中的EIT及其分裂和变化等现象. 特别是当半导体量子阱系统^[10-12]以及设计精密的光机械系统^[13-14]出现后, 可以在纳米级光子器件中实现对 Λ 型系统的EIT等现象进行控制和调控, 更容易应用于高精度测量、量子信息处理和量子基本原理验证等多个领域. 很多研究团体从理论上对各种 Λ 型系统的稳态光谱特性进行了深入研究^[15-18], 但研究系统光学性质的瞬态特性和时间特性对探知不同量子相干现象之间的时间关联性和探求对非线性光学现象进行量子控制的时间分辨方法具有重要意义, 而目前尚缺乏对原子系统从开启到稳定过程中的光学特性变化和控制方面的研究. 本文拟构建引入射频场的光学-射频双驱动 Λ 型四能级系统, 研究探测吸收谱从双驱动场开启后直到系统达到稳定的量子相干过程.

在前期的研究^[15-16]中发现, 光学-射频双驱动 Λ 型四能级系统的稳态探测吸收谱呈现线宽较窄的EIT和EIA两种特性, 而且通过调节驱动场的强度和失谐量等参数可以控制EIT或者EIA的出现以及调节EIT和EIA的宽度、深度以及线型. 本文将以稳态研究结果为基础, 探讨双驱动场开启后直到系统达到稳定的量子相干过程, 分析EIT和EIA随时间的产生和转化, 得到两种量子相干现象之间的关联性以及对其进行量子调控的方法.

1 系统的建立

通常的 Λ 型系统包括一个激发态和两个基态能级, 两个基态能级往往同属基态精细结构能级, 当光学耦合场和探测场分别作用于激发态和其中的一个基态能级之间时诱导产生EIT现象. 本系统中, 引入射频场激励激发态的精细结构能级之间的粒子跃迁, 与原有的光学耦合场组成光学-射频双驱动场共同激发原子的相干跃迁, 使系统的光学特性发生显著变化. 本系统模型如图1所示. 其中, $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 能级属基态精细结构能级, $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 能级属激发态精细结构能级. 频率为 ω_c 的光学耦合场激励 $|2\rangle \Leftrightarrow |3\rangle$ 跃迁, 频率为 ω_{rf} 的射频场激励 $|3\rangle \Leftrightarrow |4\rangle$ 跃迁, 组成光学-射频双耦合场, 而频率为 ω_p 的探测场通过扫描 $|1\rangle \Leftrightarrow |4\rangle$ 跃迁获得探测吸收谱. 考虑到系统的总哈密顿量 $H = H_0 + V(t)$, 其中, H_0 为自由原子的不含时哈密顿量, $V(t) = -\mu E(t)$, 描述量子系统中原子与场的相互作用项, 其中 E 是描述光场强度的物理量, μ 是描述原子偶极矩的物理量. 引入密度矩阵算符 $\rho = |\Psi\rangle\langle\Psi|$, 得到密度矩阵元 $\dot{\rho}_{mn} = -i\omega_{mn}\rho_{mn} - \frac{i}{\hbar} \sum_k (V_{nk}\rho_{km} - \rho_{nk}V_{km})$. 在绝热近似和旋转波近似下, 令 $\Omega = \mu E/\hbar$, 该系统的密度矩阵方程可表示为

$$\dot{\rho}_{11} = i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{41} - \rho_{14}) + \frac{\gamma}{2}(\rho_{44} + \rho_{33}) + \Gamma(\rho_{22} - \rho_{11}) \quad (1a)$$

$$\dot{\rho}_{22} = i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{32} - \rho_{23}) + \frac{\gamma}{2}(\rho_{44} + \rho_{33}) + \Gamma(\rho_{11} - \rho_{22}) \quad (1b)$$

$$\dot{\rho}_{33} = i\frac{\Omega_{rf}}{2}(\rho_{43} - \rho_{34}) - i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{32} - \rho_{23}) - \gamma\rho_{33} \quad (1c)$$

$$\dot{\rho}_{44} = -i\frac{\Omega_{rf}}{2}(\rho_{43} - \rho_{34}) - i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{41} - \rho_{14}) - \gamma\rho_{44} \quad (1d)$$

$$\dot{\rho}_{13} = d_{43}\rho_{43} + i\frac{\Omega_{rf}}{2}(\rho_{33} - \rho_{44}) + i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{13} - i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{12} \quad (1e)$$

$$\dot{\rho}_{12} = d_{42}\rho_{42} + i\frac{\Omega_{rf}}{2}\rho_{32} + i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{12} - i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{43} \quad (1f)$$

$$\dot{\rho}_{41} = d_{41}\rho_{41} + i\frac{\Omega_{rf}}{2}\rho_{31} + i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{11} - \rho_{44}) \quad (1g)$$

$$\dot{\rho}_{32} = d_{32}\rho_{32} + i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{22} - \rho_{33}) + i\frac{\Omega_{rf}}{2}\rho_{42} \quad (1h)$$

$$\dot{\rho}_{31} = d_{31}\rho_{31} + i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{21} + i\frac{\Omega_{rf}}{2}\rho_{41} - i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{34} \quad (1i)$$

$$\dot{\rho}_{21} = d_{21}\rho_{21} + i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{31} - i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{24} \quad (1j)$$

式中, $d_{ij} = i\delta_{ij} - \gamma_{ij}$ 为复失谐量, d_{ij} 分别为 $\delta_{32} = \omega_c - \omega_{32}$, $\delta_{43} = \omega_{rf} - \omega_{43}$, $\delta_{41} = \omega_p - \omega_{41}$, γ_{ij} 是能级 $|i\rangle$ 和 $|j\rangle$ 之间的相干失相速率. 光学耦合场、射频场和探测场的拉比强度分别为 Ω_c , Ω_{rf} 和 Ω_p . 由于采用了归一化, $\Omega_c, \Omega_{rf}, \Omega_p$ 的单位为频率单位. 激发态能级 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 自发衰减到基态能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 的粒子数衰减速率均为 γ , 而 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的粒子数弛豫速率均为 Γ . 为简单起见, 设 $\gamma = 1$, 其他参量均以其为单位取相对值. 密度矩阵方程中的非对角密度矩阵元 ρ_{41} 的虚部正比于探测场的吸收系数. 将通过求解上述方程组, 讨论光学-射频双驱动场开启后直到系统稳定过程中的量子相干过程中系统的吸收特性.

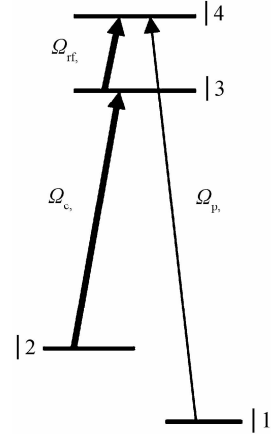


图1 光学-射频场双驱动 Λ 型四能级系统模型
Fig. 1 A lambda four level system with an optical-radio two-photon coupling field

2 结果和讨论

通常的 Λ 型三能级系统中只有光学耦合场和探测场与系统相互作用, 当光学耦合场满足共振条件时, 探测吸收曲线的中心频率处出现 EIT. 本系统中光学-射频双驱动场共同激发原子的相干跃迁, 由于低能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的相干失相速率很低, 能产生显著的量子相干效应, 双驱动场的共振或失谐作用会诱导 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间产生相干增强或相消等不同形式的量子效应, 使系统出现 EIT 和 EIA 两种现象^[15-16]. 根据以前的研究^[15-16], 在此系统中射频场的作用是使原子能级 $|4\rangle$ 发生劈裂, 产生 Autler-Townes 双峰, 为 EIA 和 EIT 的出现创造条件, 因此射频场的拉比强度必须足够强, 而光学耦合场对 EIA 和 EIT 的形成起决定作用, 其与原子能级共振时出现 EIA, 其频率失谐量为一定数值时出现 EIT. 本系统主要参数值分别为 $\Gamma = 10^{-3}\gamma$, $\Omega_c = 0.5\gamma$, $\Omega_{rf} = 3\gamma$, $\Omega_p = 0.1\gamma$. 对光学-射频双驱动场开启后直到系统稳定过程中 EIT 和 EIA 随时间的产生和转化过程进行分别讨论.

2.1 光学场和射频场均共振时 EIA 的强度随时间的变化

根据对系统稳态特性的研究, 当光学场和射频场均与对应能级发生共振作用时, $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间产生相干增强, 系统会在中心频率处出现 EIA 特性^[15-16]. 图 2 给出双驱动场均共振 ($\delta_{32} = 0, \delta_{43} = 0$) 时, 从双场开启 (Ω_c 从 0 突变为 0.5γ , Ω_{rf} 从 0 突变为 3γ) 后直到系统稳定过程中 $t = 0 \sim 400\gamma$ 内随时间变化的吸收谱. 当 $t = 1/\gamma$ 时, 探测谱的中心频率处没有出现 EIA, 只是在探测频率 $\delta = \pm 3\gamma$ 处各出现一个吸收峰, 这是由于在双驱动场刚刚开启的极短时间内, 还没有机会将 $|2\rangle$ 上的粒子激发至高能态, 但是此时高强度的射频场已经使能级 $|4\rangle$ 发生 stark 分裂, 分裂为对称的两个能级 $|4+\rangle$ 和 $|4-\rangle$, 探测场将 $|1\rangle$ 上的部分粒子直接激发至 $|4+\rangle$ 和 $|4-\rangle$ 上形成两个吸收峰. 因为射频场共振, 两个能级对称分裂而且分裂宽度等于 $2\Omega_{rf}$, 因此吸收峰出现在 $\delta = \pm 3\gamma$ 处; 当 $t = 5/\gamma \sim 150/\gamma$ 时, $\delta = \pm 3\gamma$ 处的吸收峰半宽减小, 其峰型变得更加明显, 同时中心频率处出现强度振荡的小吸收峰, 这是由于此时双驱动场已经开始将 $|2\rangle$ 上的粒子激发至高能态, 同时高能态的粒子还可以通过自发辐射回到低能态, 但是两个低能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的相干失相速率远远小于激发态能级与低能级之间的相干失相速率, 在光学场和射频场均共振情况下, 能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间产生量子相干增强效应, 使探测谱的中心频率处出现 EIA 现象, 但是此时系统还没有达到稳定状态, 因此 EIA 的强度在这段时间内出现振荡现象; 当 $t = 300 \sim 400/\gamma$ 时, $\delta = \pm 3\gamma$ 处的吸收峰的强度和半宽不再变化, 中心频率处的 EIA 的强度也趋于稳定, 整个系统达到稳定状态 (如图 2(f) 所示), 此时系统受到双驱动场的共振量子增强效应表现为 EIA, 这之前研究得到的系统稳态结果相吻合.

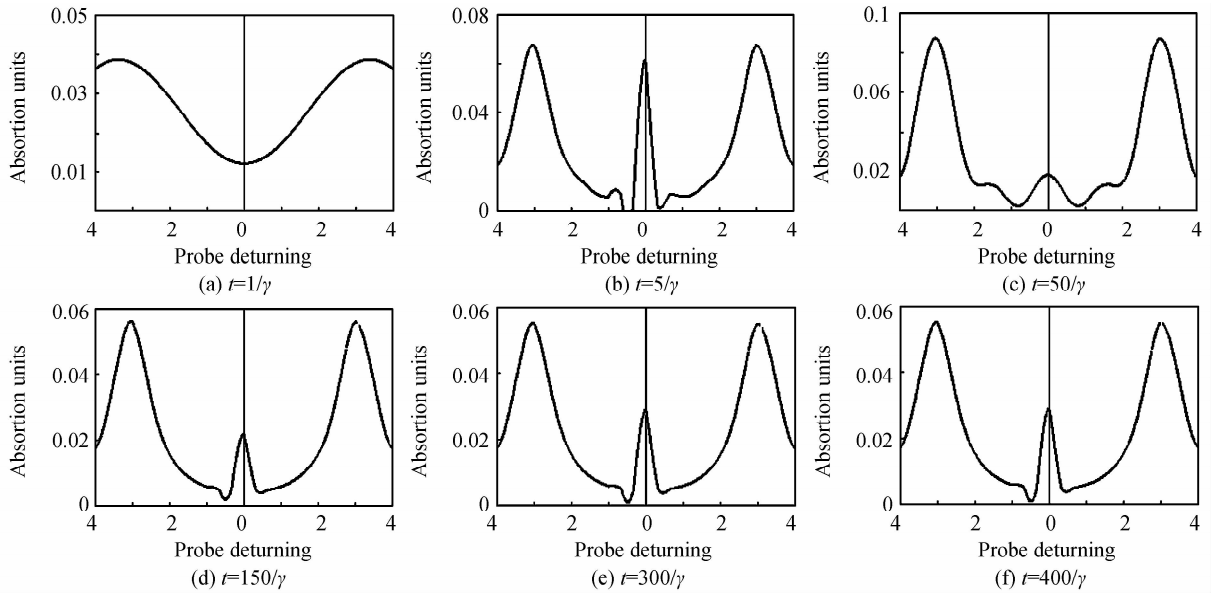


图2 光学场和射频场与对应能级发生共振时随时间变化的EIA吸收谱

Fig. 2 EIA absorption spectra with the resonant optical field and the resonant radio-frequency field

2.2 光学场失谐时EIT的强度随时间的变化

根据对系统稳态特性的研究,当双驱动场失谐时,系统会在探测频率等于驱动场失谐量的位置出现EIT特性^[15-16].为了简化系统的相干过程,下面我们只讨论射频场共振($\delta_{32}=0$)而光学场失谐($\delta_{43}\neq 0$)情况下双场开启过程中EIT的形成过程.图3给出光学场失谐量 $\delta_{32}=3\gamma$ 时,双驱动场开启(Ω_c 从0突变为 0.5γ , Ω_r 从0突变为 3γ)后直到系统稳定过程中 $t=0\sim 200\gamma$ 内随时间变化的吸收谱.当 $t=1/\gamma$ 时,在探测频率 $\delta=\pm 3\gamma$ 处各出现一个吸收峰,这与同时刻的光学场共振吸收谱(见图2(a))完全相同,更充分说明光学-射频双驱动场在刚刚开启的极短时间里还没有来得及对粒子激发产生作用,而 $\delta=\pm 3\gamma$ 处的吸收峰来源于射频场使能级 $|4\rangle$ 发生的stark分裂以及探测场将 $|1\rangle$ 上的部分粒子激发至 $|4+\rangle$ 和 $|4-\rangle$ 上;当 $t=5/\gamma\sim 7/\gamma$ 时, $\delta=\pm 3\gamma$ 处的两个吸收峰的峰型变得不对称,随着时间增加, $\delta=3\gamma$ 处的吸收峰上出现吸收凹陷,这是由于双驱动场将 $|2\rangle$ 上的粒子激发至高能态,在场失谐情况下,能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间产生量子相干相消效应,使探测频率等于驱动场失谐量($\delta=\delta_{32}=3\gamma$)的位置出现EIT现象,而这个EIT正好叠加在 $\delta=3\gamma$ 处的吸收峰上.此时系统还没有达到稳定状态,因此EIT的凹陷深度还没有到达最深,而且中心频率处出现一些振荡的小吸收峰;

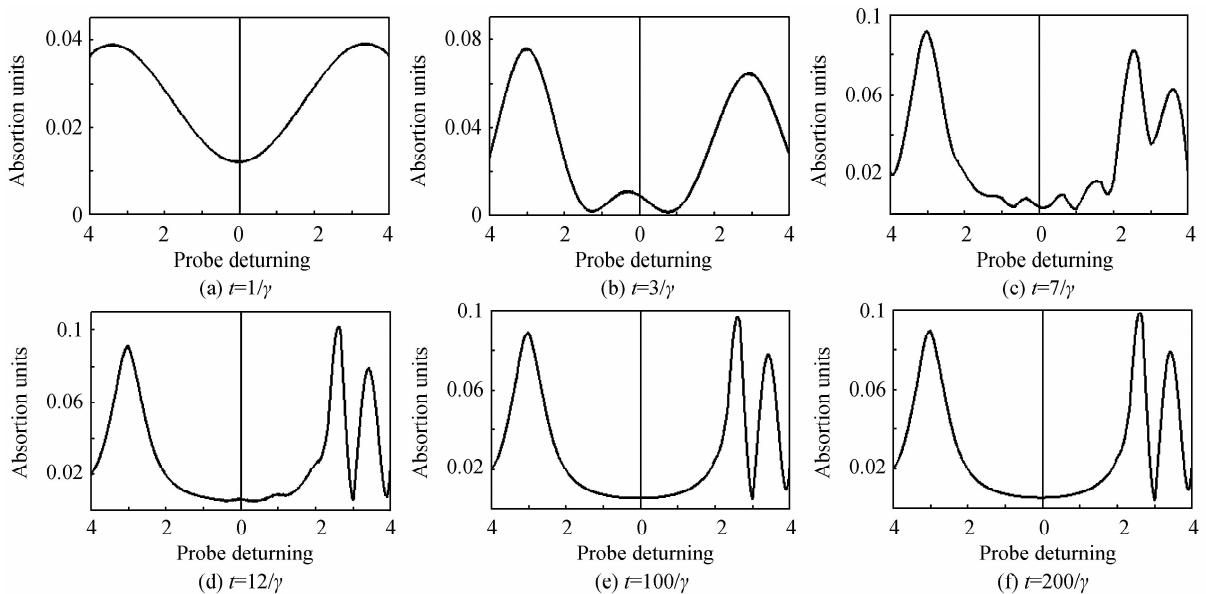


图3 当射频场共振而光学场失谐时随时间变化的EIT吸收谱

Fig. 3 EIT absorption spectra with the resonant radio-frequency field and the non-resonant optical field

当 $t=12\sim 100/\gamma$ 时, $\delta=3\gamma$ 处的 EIT 凹陷深度逐渐增加,原来的单吸收峰完全分裂为两个吸收峰,中心频率处的小振荡峰逐渐消失;当 $t=200/\gamma$ 时,EIT 的凹陷深度趋于稳定, $\delta=\pm 3\gamma$ 处的吸收峰的强度和半宽也不再变化,整个系统达到稳定状态(如图 3(f)所示),此时系统受到双驱动场的量子相消效应表现为 EIT,与之前研究得到的系统稳态结果相吻合。

3 结论

本文对光学-射频场双驱动 Λ 型四能级系统的瞬态特性进行了研究,分析讨论了光场开启后直到系统达到稳定的量子相干过程以及系统的吸收特性随时间的变化规律. 通过调谐驱动场的失谐量可以控制量子相干效应的形成过程,改变系统的吸收特性. 本文通过讨论 EIT 和 EIA 从场开启后直到系统稳定过程的产生和转化,可知 EIA 从产生到稳定的时间要大于 EIT,这可能是由于在 Λ 型系统中能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间产生相干相消效应比产生相干增强效应要更容易,例如在光学耦合场和探测场驱动的经典 Λ 型三能级系统中,无论光学场共振或者失谐,系统均表现为 EIT,而当光学和射频双场共同驱动 Λ 型四能级系统时,只有双驱动场均共振时系统才表现为 EIA. 因此,能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的相干增强效应的形成条件更加苛刻,相干增强效应的形成时间要大于相干相消效应的形成时间. 由于量子暂态过程非常快,要求扫描过程非常快,这在实际系统中很难测量,因此目前更多的研究工作还停留在理论工作阶段,但是本课题的研究将为探知量子相干现象的时间关联性,对量子相干效应进行时域范围内的调控提供有力支持.

参考文献

- [1] AGARWAL G S, HUANG S M. Electromagnetically induced transparency in mechanical effects of light[J]. *Physical Review A*, 2010, **81**(4): 041803.
- [2] BEN-AROYAL I, EISENSTEIN G. Observation of large contrast electromagnetically induced absorption resonance due to population transfer in a three-level Lambda-system interacting with three separate electromagnetic fields[J]. *Optics Express*, 2011, **19**(10): 9956-9961.
- [3] KALE Y B, TIWARI V B, MISHRA S R, *et al.* Electromagnetically induced absorption and transparency in degenerate two level systems of metastable Kr atoms and measurement of Lande g-factor[J]. *Optics Communication*, 2016, **380**: 297-301.
- [4] REHMAN H U, MOHSIN M Q, NOH H R, *et al.* Electromagnetically induced absorption due to transfer of coherence and coherence population oscillation for the F-g = 3 \rightarrow F-e = 4 transition in Rb-85 atoms[J]. *Optics Communication*, 2016, **381**: 127-134.
- [5] LI Xiao-li, SHANG Ya-xuan, SUN Jiang. Splitting of electromagnetically induced transparency window and appearing of gain due to radio frequency field[J]. *Acta Physica Sinica*, 2013, **62**(6): 064202.
李晓莉, 尚雅轩, 孙江, 等. 射频驱动下电磁诱导透明窗口的分裂和增益的出现[J]. *物理学报*, 2013, **62**(6): 064202.
- [6] KANG C X, WANG Z P, YU B L. Enhanced refractive index without absorption in four-level asymmetrical double semiconductor quantum well[J]. *Laser Physics Letters*, 2016, **13**(3): 036101.
- [7] DUTTA S, DASTIDAR K R. Study of group velocity in the negative refractive index region in three level closed Lambda system via spontaneously generated coherence[J]. *Molecular Physics*, 2012, **110**(8): 431-443.
- [8] WILSON EA, MANSON N B, WEI C J, *et al.* Perturbing an electromagnetically induced transparency in a lambda system using a low-frequency driving field. I. Three-level system[J]. *Physical Review A*, 2005, **72**(6): 063813.
- [9] WILSON E A, MANSON N B, WEI C J. Perturbing an electromagnetically induced transparency in a lambda system using a low-frequency driving field. II. Four-level system[J]. *Physical Review A*, 2005, **72**(6): 063814.
- [10] YAN W, WANG T, LI X M, *et al.* Electromagnetically induced transparency and slow light in a Lambda-type three-level system of GaAs/AlGaAs multiple quantum wells[J]. *Journal of Modern Optics*, 2012, **59**(9): 784-788.
- [11] YAN W, LI X M, WANG T, *et al.* Electromagnetically induced transparency and slow light in V-type three-level system of GaAs/AlGaAs multiple quantum wells[J]. *Journal of Luminescence*, 2013, **135**: 254-258.
- [12] HANNA S, EICHENBERG B, FIRSOV D A, *et al.* Electromagnetically induced transparency in a cascade-type quantum well subband system under intense picosecond excitation[J]. *Physical Review E*, 2016, **75**: 93-96.
- [13] DONG C B, WANG T, JIN Y J, *et al.* All-optical analog to electromagnetically induced transparency effects for multiple wavelengths in a silicon photonic crystal coupled cavity system[J]. *Optics Communication*, 2014, **315**: 26-31.
- [14] HE Y, WANG T, YAN W, *et al.* All-optical switching based on the electromagnetically induced transparency effect of an active photonic crystal microcavity[J]. *Journal of Modern Optics*, 2014, **61**(5): 403-408.
- [15] FU G S, LI X L, ZHUANG Z H, *et al.* Electromagnetically induced absorption and transparency in an optical-rf two-photon coupling configuration[J]. *Physics Letters A*, 2008, **372**(2): 176-180.
- [16] ZHANG Lian-shui, LI Xiao-li, WANG Jian, *et al.* Electromagnetically induced absorption and electromagnetically

induced transparency in an optical-radio two-photon coupling configuration[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, **57**(8): 4921-4926.

张连水, 李晓莉, 王健, 等. 光学-射频双光子耦合作用下的电磁诱导透明和电磁诱导吸收[J]. *物理学报*, 2008, **57**(8): 4921-4926.

- [17] HAN J S, VOGT T, LI W H. Spectral shift and dephasing of electromagnetically induced transparency in an interacting Rydberg gas[J]. *Physics Review A*, 2016, **94**(4): 043806.
- [18] BAO S X, ZHANG H, ZHOU J, *et al.* Polarization spectra of Zeeman sublevels in Rydberg electromagnetically induced transparency[J]. *Physics Review A*, 2016, **94**(4): 043822.