

量子点系统中纳米机械振子诱导的光开关

钟文学 王一平 程广玲*

华东交通大学理学院, 江西 南昌 330013

摘要 当一个受单色控制场驱动的二能级量子点与单个纳米机械振子相互作用时,作用于此固态量子点系统的弱探测场展现了可调的光开关行为。研究表明,当控制场失谐地作用于量子点系统时,改变量子点与纳米机械振子的耦合强度可以有效地实现光开关。同样地,在纳米机械振子的作用下,光开关的行为也可以通过改变控制场的拉比频率来获得。最根本的物理机制是纳米机械振子的耦合建立了量子点的辅助能级,进而控制场诱导了电磁感应透明现象。方案所采取的固态量子系统对宏观量子态有着极其重要的影响,同时这种固态耦合系统的光学开关效应,在光学通信、光子学和非线性光学领域中有着潜在的应用。

关键词 量子光学; 光学开关; 电磁感应透明; 纳米机械振子; 量子点

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0827001

Nanomechanical-Resonator-Assisted Induced Optical Switching in Quantum Dot System

Zhong Wenxue Wang Yiping Cheng Guangling

School of Science, East China Jiaotong University, Nanchang, Jiangxi 330013 China

Abstract Optical switching behavior is presented for the weak probe field applied to the solid-state quantum dot system, which is driven by a strong control field and is coupled with a single nanomechanical resonator. The research results show that it is possible to change the coupling strength of quantum dots with nanomechanical resonator to control optical switching when the driving field is detuned from the quantum dot. It is found that the behavior of optical switching can be obtained via modulating the Rabi frequency of the control field at the presence of the nanomechanical resonator. The responsible physical mechanism is the existence of auxiliary energy levels with the help of the nanomechanical resonator and the occurrence of electromagnetically induced transparency via the control field. The adopted solid-state quantum system plays an extremely important role in the macroscopic quantum state and the optical switching in such a system has the potential applications in optical communications, photonics and nonlinear optics.

Key words quantum optics; optical switching; electromagnetically induced transparency; nanomechanical resonator; quantum dot

OCIS codes 270.1670; 270.5530; 230.5590; 230.3990

1 引 言

20世纪90年代初, Harris^[1]等首次观察到了电磁感应透明(EIT)现象^[1],从而引发物理学界对这种现象的极大关注^[2-14]。研究表明 EIT效应在量子光学和非线性光学中有着极其重要的应用,例如,光存储^[2]、慢光传播^[3]、折射率增强^[4]、无反转激光产生^[5]、光学混频增强^[6]、光学开关^[7]等。随着研究的深入,近年来, EIT现象在分子系统^[3]、固态材料^[14]、光学腔^[15]、超冷原子^[16]等系统中得以实现。

随着科技革新,固态量子系统得到快速的发展。在实验中,通过调整固态材料与光的相干和干涉量子

收稿日期: 2015-01-04; 收到修改稿日期: 2015-04-07

基金项目: 国家自然科学基金(11165008, 11365009)、江西省青年科学家培养对象计划(20142BCB23011)

作者简介: 钟文学(1979—),男,硕士,讲师,主要从事量子光学与量子信息方面的研究。E-mail: wenzuezh@ecjtu.edu.cn

*通信联系人。E-mail: glingcheng@ecjtu.edu.cn

通道,使固态材料展现许多量子光学特性,并且得到了理论研究的验证^[17-30]。一方面,随着半导体材料掺杂工艺发展的成熟,以及微尺度控制技术对材料生成的影响,使得半导体材料所具有的光学特性也得到快速的改进。在纳米尺度下,三维空间受限的半导体量子点具有类似原子的结构,通常人们称之为人工原子。在量子点中,一个电子和一个空穴形成一个激子,在量子点激子的基态中,可以观察到拉比振荡,其周期可以达到 10π ^[19]。在耦合的量子点系统中,通常通过库仑相互作用、粒子隧穿或者偶极-偶极相互作用等实现电子共享,彼此耦合到一起,从而增强量子点的光学非线性特性^[20-22]。另一方面,纳米机械装置的快速发展带动了宏观量子态的物理现象变化。研究发现纳米机械振子对量子态有着极好的可控性和操作性,具有巨大的应用前景^[23-34]。由于纳米机械振子的高品质因子($10^3\sim 10^6$),低温($10\sim 100$ mK)和小质量($10^{-15}\sim 10^{-16}$ kg)等优点,可以观察到一些有趣的量子现象。例如,纳米机械振子的福克态^[28],纳米机械振子在基态的冷却^[29],纳米机械振子退相干的探测^[30]和纳米振子微小运动的量子力学特性探测^[25]。最近,纳米机械振子与量子点耦合的量子系统得到了研究学者们的广泛关注^[31-34]。

本文基于纳米机械振子和量子点的耦合系统,研究了微波区域的光开关行为。当纳米机械振子与二能级量子点耦合时,会产生多能级结构。适当调制单色驱动场的失谐量,出现共振驱动的 Λ 型三能级系统,进而导致了 EIT 现象。当纳米振子不参与作用时,介质对探测场呈现了吸收现象。因此,可以获得纳米机械振子诱导的光开关。同时,在纳米机械振子的作用下,光开关也可以通过改变驱动场的拉比频率来实现。

2 物理模型与方程

考虑单个纳米机械振子和半导体量子点耦合的量子系统,其中,一个较强的频率为 ω_d 的控制场用来驱动量子点,一个较弱的频率为 ω_p 的探测场对量子点系统进行探测。通常在低温的情况下,量子点系统可以看作由激子的基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$ 组成的一个两能级系统,同时,可以用自旋为 1/2 的算符 S_z 和 S^\pm 来描述量子点系统。在旋波近似下,整个耦合量子系统的哈密顿量为^[33,35]

$$H = H_{NR} + H_{QD} + V, \quad (1)$$

$$H_{NR} = \hbar\omega_n a^\dagger a, \quad (2)$$

$$H_{QD} = \hbar\omega_{eg} S_z - \hbar\Omega_d [S^+ \exp(-i\omega_d t) + S^- \exp(i\omega_d t)] - \hbar\Omega_p [S^+ \exp(-i\omega_p t) + S^- \exp(i\omega_p t)], \quad (3)$$

$$V = \hbar\lambda(a^\dagger + a)S_z, \quad (4)$$

式中 H_{NR} 是纳米机械振子的哈密顿量, H_{QD} 代表了量子点的自由哈密顿量与两个外加场的相互作用哈密顿量, V 是纳米振子与量子点的相互作用哈密顿量。 ω_n 是纳米振子模式的频率, a^\dagger 和 a 是其产生和湮灭算符。 ω_{eg} 是量子点系统的跃迁频率, $\Omega_d = \mu E_d / \hbar$ 和 $\Omega_p = \mu E_p / \hbar$ 分别是驱动场和探测场的半拉比频率。 λ 反映了纳米振子与量子点的耦合强度。选择合适的自由哈密顿量并进行相似变换,可得旋转框架中系统的哈密顿量

$$H = \hbar\Delta_d S_z + \hbar\omega_n a^\dagger a + \hbar\lambda(a^\dagger + a)S_z - \hbar\Omega_d(S^+ + S^-) - \hbar\Omega_p[S^+ \exp(-i\delta t) + S^- \exp(i\delta t)], \quad (5)$$

式中 $\Delta_d = \omega_{eg} - \omega_d$ 是量子点和控制场的失谐量, $\delta = \omega_p - \omega_d$ 是探测场和驱动场的失谐量。

为了分析系统哈密顿量的动力学方程,利用海森堡运动方程 $i\hbar dO/dt = [O, H]$ 和算符对易关系 $[S_z, S^\pm] = \pm S^\pm$, $[S^+, S^-] = 2S_z$, $[a, a^\dagger] = 1$, 可得到 $S^-, S_z, N = a^\dagger + a$ 的运动学方程^[36]。同时,采用半经典的方法处理纳米机械振子和量子点的空间维度^[32], 如 $\langle NS^- \rangle = \langle N \rangle \langle S^- \rangle$, 可得一组耦合的微分方程组

$$\frac{dS^-}{dt} = -\left[\frac{1}{T_2} + i(\Delta_d + \lambda N)\right]S^- - 2i\Omega_d S_z - 2i\Omega_p \exp(-i\delta t)S_z, \quad (6)$$

$$\frac{dS_z}{dt} = -\frac{1}{T_1}\left(S_z + \frac{1}{2}\right) + i\Omega_d(S^+ - S^-) + i\Omega_p[S^+ \exp(-i\delta t) - S^- \exp(i\delta t)], \quad (7)$$

$$\frac{d^2 N}{dt^2} + \gamma_n \frac{dN}{dt} + \omega_n^2 N = -2\omega_n \lambda S_z, \quad (8)$$

式中 T_1 和 T_2 分别是激子的寿命和退相时间, γ_n 是纳米振子的衰减速率。这里假设探测场非常弱,可将算符展开为

$S^-(t) = S_0 + S_+ \exp(-i\delta t) + S_- \exp(i\delta t)$, $S_z(t) = S_{z0} + S_{z+} \exp(-i\delta t) + S_{z-} \exp(i\delta t)$, 和 $N(t) = N_0 + N_+ \exp(-i\delta t) + N_- \exp(i\delta t)$ ^[37]。利用这些展开式, 忽略较小的二次项, 通过数学推理, 可得到系统稳态时的参量

$$S_+ = \frac{-T_2 \mu E_p}{\hbar} \frac{(1 + i\Delta_0 - 4i\lambda_0 \omega_0 k_0)(T_1/T_2 i\delta_0 - 1 - 2T_1/T_2 \beta)}{1 + i\Delta_0 - 4i\lambda_0 \omega_0 k_0 - i\delta_0} + \frac{-8\lambda_0 \omega_0 \eta T_1/T_2 \Omega_0^2 k_0^2 \theta}{(T_1/T_2 i\delta_0 - 1 - 2T_1/T_2 \beta)} + ik_0 \quad (9)$$

为了简便, 式中采用如下无量纲的参数记法: $\lambda_0 = \lambda^2/\omega_n^2$, $\omega_0 = \omega_n T_2$, $\gamma_0 = \gamma_n T_2$, $\Omega_0 = \Omega_d T_2$, $\delta_0 = \delta T_2$, $\Delta_0 = \Delta_d T_2$ 。 k_0 是该系统布居差的值, 满足如下方程

$$(k_0 + 1) \left[(\Delta_0 - 4\lambda_0 \omega_0 k_0)^2 + 1 \right] + 4T_1/T_2 \Omega_0^2 k_0 = 0, \quad (10)$$

其余参数为

$$\eta = \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - i\gamma_0 \delta_0 - \delta_0^2}, \theta = \frac{1}{1 + i\Delta_0 - 4i\lambda_0 \omega_0 k_0 - i\delta_0} + \frac{1}{1 - i\Delta_0 + 4i\lambda_0 \omega_0 k_0},$$

$$\beta = \frac{\frac{4i\lambda_0 \omega_0 k_0 \eta \Omega_0^2}{1 + i\Delta_0 - 4i\lambda_0 \omega_0 k_0} + \Omega_0^2}{1 + i\Delta_0 - 4i\lambda_0 \omega_0 k_0 - i\delta_0} + \frac{\frac{-4i\lambda_0 \omega_0 k_0 \eta \Omega_0^2}{1 - i\Delta_0 + 4i\lambda_0 \omega_0 k_0} + \Omega_0^2}{1 - i\Delta_0 + 4i\lambda_0 \omega_0 k_0 - i\delta_0}.$$

对于目前考虑的弱探测系统, 其极化率可由线性极化率表示为

$$\chi_{\text{eff}}^{(1)} = \frac{\rho \mu S_+}{E_p} = \frac{\rho \mu^2 T_2}{\hbar} \chi^{(1)}, \quad (11)$$

式中 $\chi^{(1)} = -\frac{-8\lambda_0 \omega_0 \eta T_1/T_2 \Omega_0^2 k_0^2 \theta}{(1 + i\Delta_0 - 4i\lambda_0 \omega_0 k_0)(T_1/T_2 i\delta_0 - 1 - 2T_1/T_2 \beta)} + \frac{2iT_1/T_2 \Omega_0^2 k_0 \theta}{(T_1/T_2 i\delta_0 - 1 - 2T_1/T_2 \beta)} + ik_0$, ρ 是量子点的密度数。

为了分析固态量子点系统的光学特性, 并展现此系统中光开关效应的一面, 考虑了探测场在介质中的传播行为。它遵守麦克斯韦方程

$$\frac{\partial E_p(z, t)}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial E_p(z, t)}{\partial t} = \frac{i\pi}{\varepsilon_0 \lambda_p} P_p(z, t), \quad (12)$$

式中 $E_p(z, t)$ 是慢变的探测场的复振幅, 它沿 z 轴方向传播, $P_p = \varepsilon_0 \chi_{\text{eff}}^{(1)} E_p$ 是沿 z 轴方向的复极化强度。仅考虑稳态的光学效应, 可得探测场的复振幅为 $E_p(z) = E_p(0) \exp(i\zeta z)$, 其中 $\zeta = \frac{\pi \rho T_2 |\mu|^2 L}{\hbar \varepsilon_0 \lambda_p}$ 。对于经过目前量子点系统的探测场来说, 其透射谱为

$$T = \frac{|E_p(z)|^2}{|E_p(0)|^2} = \exp[-\zeta \text{Im} \chi^{(1)}]. \quad (13)$$

很显然探测场透射系数由介质的吸收决定, 这里集中考虑极化率的虚部, 讨论它对光透射谱的影响。

3 计算结果与分析

现在对该系统的光学特性进行分析和讨论。首先选择实验可用的合理参数: 纳米振子的品质因子^[35] $Q = 3 \times 10^4$, 频率为 $\omega_n = 1$ GHz, 故它的衰减率为 $\gamma_n = \omega_n/Q = 0.03$ MHz。量子点的弛豫率为 $1/T_1 = 0.3$ GHz, $1/T_2 = 0.15$ GHz。图 1 展示了透射谱 T 随探测失谐量 $\Delta_{p0} = \Delta_p T_2$ ($\Delta_p = \omega_{eg} - \omega_p$) 和耦合强度 λ_0 的变化曲线图。所选择的参数为 $\Omega_d = \sqrt{0.05}$ GHz, $\Delta_d = \omega_n$, $\zeta = 5$, $\lambda_0 = 0.01$ (i), $\lambda_0 = 0.0025$ (ii) 和 $\lambda_0 = 0$ (iii)。结果表明, 当纳米振子和量子点的耦合强度 λ_0 较强时, 如图 1 黑实线所示, 透射谱出现了三个不同的极值, 在失谐量等于零(探测共振)时出现极大峰值为 0.997。当减小耦合强度直到纳米振子不参与作用时, 透射谱出现了巨大的变化, 在探测共振区域出现了较小值 0.207。可见该系统可以实现光学开关的效应。为了进一步说明系统呈现的光开关行为, 引入了描述光学开关率的参量 $h = (T_0 - T_c)/(T_0 + T_c)$, 其中 T_0 对应于打开时的透射谱, T_c 反映的是关闭的光传输^[38]。很显然在共振探测区域, 当 $\lambda_0 \neq 0$ 时, 系统光的传输处在打开的状态 T_0 , 然而当 $\lambda_0 = 0$ 时, 系统光的传输能力处在关

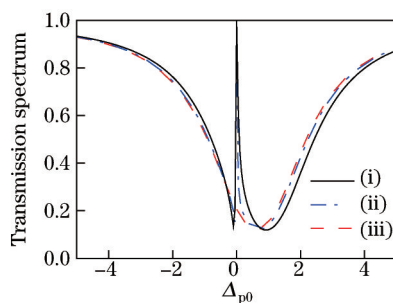


图 1 透射谱 T 随探测失谐量 Δ_{p0} 的变化曲线图

Fig.1 Transmission spectrum T versus detuning Δ_{p0}

闭状态 T_c 。考虑系统在探测共振时的透射情况来说明该系统光学开关率,当耦合强度从 $\lambda_0 = 0$ 改变到 $\lambda_0 = 0.01$ 时,系统的光学开关率为 $h = 0.667$,当然,通过增加系数 ζ 可以有效地增加光学开关率。

为了显示控制场强度对光开关效应的影响,图 2 描述了透射谱 T 随探测失谐量 $\Delta_{p0} = \Delta_p T_2 (\Delta_p = \omega_{eg} - \omega_p)$ 和拉比频率 Ω_d 的变化曲线图,其中参数选择为 $\Delta_d = \omega_n, \zeta = 5, \lambda_0 = 0.0025, \Omega_d = \sqrt{0.1} \text{ GHz}$ (i), $\Omega_d = \sqrt{0.05} \text{ GHz}$ (ii) 和 $\Omega_d = 0$ (iii)。由图 2 可知,当控制场拉比频率较大时,在共振探测区域,光几乎全部通过了介质,这表明系统呈现了电磁感应透明的现象。光可无吸收地通过量子点系统。系统呈现出光开状态。当控制场不存在时,少许光在探测共振区域通过了介质 ($T = 0.083$),大部分的光被介质吸收。系统表现出光关状态。同样可得到系统的光学开关率 h 。当控制场拉比频率从 $\Omega_d = 0$ 改变到 $\Omega_d = \sqrt{0.1} \text{ GHz}$ 时,系统的光学开关率为 $h = 0.846$ 。光开关现象的研究不仅有助于深入理解光与固态物质相互作用机制,而且对光通讯,光信息处理方面提供了理论依据。

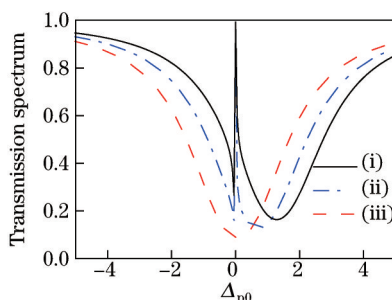


图 2 透射谱 T 随探测失谐量 Δ_{p0} 的变化曲线图

Fig.2 Transmission spectrum T versus detuning Δ_{p0}

为了弄清楚光学开关行为的产生机制,采用缀饰态方法分析结果。1) 振子存在的情况。考虑单个纳米机械振子和量子点的耦合系统,其哈密顿量为

$$H = \hbar\omega_{eg}S_z + \hbar\omega_n a^\dagger a + \hbar\lambda(a^\dagger + a)S_x. \quad (14)$$

利用能量对角化的方法^[39],可将本征态 $|\pm, N_\pm\rangle = |\pm\rangle \otimes |N_\pm\rangle$ 表示为

$$|\pm, N_\pm\rangle = |\pm\rangle \otimes \exp\left[\mp(\lambda/\omega_n)(a^\dagger + a)\right]|N\rangle, \quad (15)$$

式中 $|\pm\rangle$ 是量子点 S_x 的本征态: $|+\rangle = |e\rangle, |-\rangle = |g\rangle$ 。 $|N_\pm\rangle$ 是位置平移的福克态,相应的能量本征值为

$$E_\pm = \pm \frac{1}{2} \hbar\omega_{eg} + \hbar\omega_n \left(N - \frac{1}{2} \lambda_0 \right). \quad (16)$$

因此,单个纳米机械振子的参与作用导致量子点系统的多能级结构的产生。特别地, $|+, N_+\rangle, |-, N_-\rangle$ 和 $|-, (N+1)_-\rangle$ 三个量子态可以选择用来实现电磁感应透明现象。如图 3 所示,态 $|-, N_-\rangle$ 和态 $|-, (N+1)_-\rangle$ 有相同的宇称,因此它们之间的电偶极矩跃迁是禁止的。然而,态 $|+, N_+\rangle$ 与态 $|-, N_-\rangle$ 和 $|-, (N+1)_-\rangle$ 有着相反的宇称,故它们之间的跃迁是允许的。结果表明,当选择控制场与量子点的失谐量为 ω_n 时,产生共振驱动的 Λ 型的三能级模型(图 3),因此探测场可以无吸收地通过量子点系统。此时,电磁场经过系统的透射率几乎为 1。2)

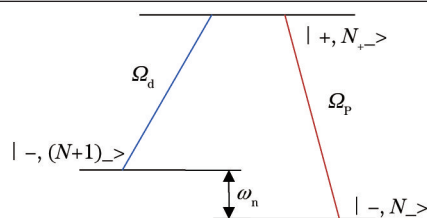


图3 纳米机械谐振子诱导的量子点激子的修饰态及产生EIT的三能级模型
(频率为 $\omega_d = \omega_{eg} - \omega_n$ 的控制场共振作用于 $|+, N_{+,-}\rangle \leftrightarrow |-, (N+1)_{-}\rangle$ 跃迁上)

Fig.3 Nanomechanical-resonator-induced dressed states and the three-level model of EIT effect

(the control field with frequency $\omega_d = \omega_{eg} - \omega_n$ is resonantly coupled with the dressed transition $|+, N_{+,-}\rangle \leftrightarrow |-, (N+1)_{-}\rangle$)

纳米谐振子不参与耦合的情况。由于控制场大失谐地作用于量子点,控制场仅能引起两个能级的斯塔克移动,系统仍为二能级系统。当探测场经过这样的共振系统时,探测场几乎完全被吸收。相应地,探测响应后的透射率很小。因此,在纳米机械谐振子的调制下光学开关效应得以实现。

4 结 论

通过考虑一个受单色控制场驱动的二能级量子点与单个纳米机械谐振子的相互作用系统,研究了量子点系统中的光学开关行为。结果表明当量子点系统与控制场色散作用时,改变量子点与纳米机械谐振子的耦合强度可以有效地实现光开关。同样,在纳米机械谐振子的作用下,光开关的行为也可能通过调制控制场的拉比频率来获得。根本的原因是纳米谐振子的耦合导致了此量子点系统的多能级结构和相应的量子跃迁。选择适当的控制场频率, Λ 型三能级结构和EIT效应产生,进而导致了光学开关现象。目前,固态量子系统已经得到快速的发展,开启了许多新的领域研究。

参 考 文 献

- 1 K J Boller, Almamoglu, S E Harris. Observation of electromagnetically induced transparency[J]. Phys Rev Lett, 1991, 66(20): 2593-2596.
- 2 G Heinze, C Hubrich, T Halfmann, *et al.*. Stopped light and image storage by electromagnetically induced transparency up to the regime of one minute[J]. Phys Rev Lett, 2013, 111(3): 033601.
- 3 M Klein, M Hohensee, Y Xiao, K, *et al.*. Slow-light dynamics from electromagnetically-induced-transparency spectra[J]. Phys Rev A, 2009, 79(5): 053833.
- 4 F Meinert, C Basler, A Lambrecht, *et al.*. Quantitative analysis of the transient response of the refractive index to conditions of electromagnetically induced transparency[J]. Phys Rev A, 2012, 85(1): 013820.
- 5 H Wu, M Xiao, J Gea-Banacloche. Evidence of lasing without inversion in a hot rubidium vapor under electromagnetically-induced-transparency conditions[J]. Phys Rev A, 2008, 78(4): 041802.
- 6 Y Wu, J Saldana, Y F Zhu. Large enhancement of four-wave mixing by suppression of photon absorption from electromagnetically induced transparency[J]. Phys Rev A, 2003, 67(1): 013811.
- 7 X B Yan, K H Gu, C B Fu, *et al.*. Optical switching of optomechanically induced transparency and normal mode splitting in a double-cavity system[J]. Eur Phys J D, 2014, 68(5): 126.
- 8 Wang Fang, Yu Xudong, Meng Zengming, *et al.*. Experimental study of quantum noise characteristics of the probe field in electromagnetically induced transparency medium[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(5): 0527001.
王 芳,于旭东,孟增明,等.电磁诱导透明介质中探测场量子噪声特性的实验研究[J].光学学报, 2014, 34(5): 0527001.
- 9 Du Yingjie, Yang Zhanying, Bai Jintao. High order nonlinear characteristics for electromagnetically induced transparency media[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(6): 0627001.
杜英杰,杨战营,白晋涛.电磁感应透明介质的高阶非线性特性[J].光学学报, 2014, 34(6): 0627001.
- 10 Haonan Chen, Kang Ying, Yafan Duan, *et al.*. Cavity linewidth narrowing by means of electromagnetically induced transparency in Rb with a longitudinal magnetic field[J]. Chin Opt Lett, 2014, 12(09): 092701.
- 11 Bo Na, Jinhui Shi, Chunying Guan, *et al.*. From electromagnetically induced transparency to absorption in planar optical metamaterials[J]. Chin Opt Lett, 2013, 11(11): 111602.
- 12 An Yang, Changchun Yan, Jiebing Tian, *et al.*. An analog of double electromagnetically induced transparency with extremely high group indexes[J]. Chin Opt Lett, 2013, 11(05): 051602.

- 13 Q Du, C Hang, G X Huang. Phase-controlled optical switching and slow-and weak-light solitons in a coherent molecular system with permanent dipole moments[J]. *J Opt Soc Am B*, 2014, 31(3): 594–602.
- 14 P Holmström, L Thylén. Electro-optic switch based on near-field-coupled quantum dots[J]. *Appl Phys A*, 2014, 115(4): 1093–1101.
- 15 A Blais, R S Huang, A Wallraff, *et al.*. Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: An architecture for quantum computation[J]. *Phys Rev A*, 2004, 69(6): 062320.
- 16 T Peters, B Wittrock, F Blatt, *et al.*. Thermometry of ultracold atoms by electromagnetically induced transparency[J]. *Phys Rev A*, 2012, 85(6): 063416.
- 17 P Hawrylak, G A Narvaez, M Bayer, *et al.*. Excitonic absorption in a quantum dot[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 85(2): 389–392.
- 18 B Kocsis, G Palla, J Cserti. Quantum and semiclassical study of magnetic quantum dots[J]. *Phys Rev B*, 2005, 71(7): 075331.
- 19 T H Stievater, X Q Li, D G Steel, *et al.*. Rabi oscillations of excitons in single quantum dots[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, 87(13): 133603.
- 20 D Baretin, J Houmark, B Lassen, *et al.*. Optical properties and optimization of electromagnetically induced transparency in strained InAs/GaAs quantum dot structures[J]. *Phys Rev B*, 2009, 80(23): 235304.
- 21 X D Xu, B Sun, P R Berman, *et al.*. Coherent optical spectroscopy of a strongly driven quantum dot[J]. *Science*, 2007, 317(5840): 929–932.
- 22 H S Borges, L Sanz, J M Villas-Bôas, *et al.*. Tunneling induced transparency and slow light in quantum dot molecules[J]. *Phys Rev B*, 2012, 85(11): 115425.
- 23 Henry Huang X M, C A Zorman, Mehregany M, *et al.*. Nanoelectromechanical systems: nanodevice motion at microwave frequencies[J]. *Nature*, 2003, 421(6922): 496.
- 24 S M Carr, W E Lawrence, M N Wybourne. Accessibility of quantum effects in mesomechanical systems[J]. *Phys Rev B*, 2001, 64(22): 220101.
- 25 L F Wei, Y X Liu, C P Sun, *et al.*. Probing tiny motions of nanomechanical resonators: classical or quantum mechanical?[J]. *Phys Rev Lett*, 2006, 97(23): 237201.
- 26 C P Sun, L F Wei, Y X Liu, *et al.*. Quantum transducers: Integrating transmission lines and nanomechanical resonators via charge qubits[J]. *Phys Rev A*, 2006, 73(2): 022318.
- 27 M D LaHaye, J Suh, P M Echternach, *et al.*. Nanomechanical measurements of a superconducting qubit[J]. *Nature*, 2009, 459(7249): 960–964.
- 28 E K Irish, K Schwab. Quantum measurement of a coupled nanomechanical resonator-cooper-pair box system[J]. *Phys Rev B*, 2003, 68(15): 155311.
- 29 P Zhang, Y D Wang, C P Sun. Cooling mechanism for a nanomechanical resonator by periodic coupling to a cooper-pair box[J]. *Phys Rev Lett*, 2005, 95(12): 129901.
- 30 A D Armour, M P Blencowe, K C Schwab. Entanglement and decoherence of a micromechanical resonator via coupling to a cooper-pair box[J]. *Phys Rev Lett*, 2002, 88(14): 148301.
- 31 Z Z Li, S H Ouyang, C H Lam, *et al.*. Probing the quantum behavior of a nanomechanical resonator coupled to a double quantum dot[J]. *Phys Rev B*, 2012, 85(23): 235420.
- 32 Y W Jiang, K D Zhu, Z J Wu, *et al.*. Electromagnetically induced transparency in quantum dot systems[J]. *J Phys B*, 2006, 39(12): 2621–2632.
- 33 J J Li, K D Zhu. An efficient optical knob from slow light to fast light in a coupled nanomechanical resonator-quantum dot system[J]. *Opt Express*, 2009, 17(22): 19874–19881.
- 34 J P Zhu, G X Li. Ground-state cooling of a nanomechanical resonator with a triple quantum dot via quantum interference[J]. *Phys Rev A*, 2012, 86(5): 053828.
- 35 I Wilson-Rae, P Zoller, A Imamoglu. Laser cooling of a nanomechanical resonator mode to its quantum ground state[J]. *Phys Rev Lett*, 2004, 92(7): 075507.
- 36 G S Agarwal. Electromagnetic-field-induced transparency in high-density exciton systems[J]. *Phys Rev A*, 1995, 51(4): R2711–R2714.
- 37 R W Boyd. *Nonlinear Optics*[M]. California: Academic Press, 1992, 225.
- 38 J H Wu, J Y Gao, J H Xu, *et al.*. Ultrafast all optical switching via tunable Fano interference[J]. *Phys Rev Lett*, 2005, 95(5): 057401.
- 39 E K Irish, J Gea-Banacloche, I Martin, *et al.*. Dynamics of a two-level system strongly coupled to a high-frequency quantum oscillator[J]. *Phys Rev B*, 2005, 72(19): 195410.

栏目编辑: 刘丰瑞