

文章编号:1007-2985(2012)02-0045-05

# 回音壁腔光机械系统中的动力学行为<sup>\*</sup>

李小娟, 邬云文, 彭俊

(吉首大学物理与机电工程学院, 湖南 吉首 416000)

**摘要:**研究了在控制和探测激光存在时回音壁腔光机械系统中的动力学行为,分析了系统中产生类似于原子电磁诱导透明与吸收的原因,论证了此系统的输出场在探测频率下存在类似于电磁诱导透明和电磁诱导吸收的现象,并证实了回音壁光机械腔系统与 $\Lambda$ 原子系统中的泵浦探测响应特性相类似.此外,利用泵浦失谐控制光机械系统中类似于电磁诱导透明和电磁诱导吸收之间的转换,此系统中光机械诱导透明与吸收的论证为量子信息的处理提供了理论依据.

**关键词:**回音壁光机械腔;光机械诱导透明;光机械诱导吸收;量子信息

**中图分类号:**O413.2

**文献标志码:**A

**DOI:**10.3969/j.issn.1007-2985.2012.02.011

机械振子与光学腔中的辐射场之间的相互作用不管是在理论上还是在实验上都有着广泛的研究<sup>[1-4]</sup>.最近几年中,光机械系统在引力波探测<sup>[5]</sup>和系统中经典行为、量子行为的转变<sup>[1,6-7]</sup>的研究中取得了重大进展.到目前为止,又有一系列新奇的物理现象相继在光机械系统中被发现.有人提出用光机械晶体阵列实现光速减慢和使光速停止<sup>[8]</sup>.通过辐射压力效应,传播光场与宏观大质量振子集合振动自由度之间的量子态的转移在光机械系统中被证实<sup>[9]</sup>.又有人提出用光机械来实现光学波量子态的转换<sup>[10]</sup>.Oskar Painter等设计了一个光机械传输波光子声子翻译器来实现光子到声子以一种有效的方式转换<sup>[11]</sup>.据笔者知,在原子蒸汽中发现的电磁诱导透明已经实现了不同的应用,其中最显著的应用是减慢光速<sup>[12-14]</sup>和产生巨大的非线性效应.类似于电磁诱导透明的现象最近在腔光机械系统中被证实<sup>[15-16]</sup>.在寿命较长的机械激发态的光机械系统中,光机械诱导透明可以提供一个新的途径来实现延迟、减慢和存储光脉冲<sup>[11,17-18]</sup>,以实现量子信息的处理与应用.笔者设计了一种回音壁光机械系统,通过腔透射谱和反射谱来研究光机械诱导透明与吸收现象,并且论证了此系统中电磁诱导透明和吸收的存在及其成因,为后来量子信息的应用提供理论依据.

从辐射压力引起的腔模与机械模之间的非线性相互作用出发,在不同的泵浦失谐,哈密顿量中的非线性相互作用约化为2种不同的形式.同时设计了包含一个回音壁腔和与之相耦合的平行波导的光机械系统来探讨系统的透射.此外,在解析边带机制下通过量子郎之万方程,研究了回音壁光机械系统在双光子共振时所呈现的电磁诱导透明和电磁诱导吸收现象.在光机械系统中,红失谐泵浦导致电磁诱导透明的产生而蓝失谐引起电磁诱导吸收,并且给出了电磁诱导透明和吸收产生的原因.在长寿命机械激发光机械系统中,电磁诱导透明能提供一个途径来实现延迟、减慢和存储光脉冲<sup>[19]</sup>,而电磁诱导吸收会导致光学信号放大,最终实现声子激光<sup>[20]</sup>.这些现象在光机械系统中的论证,为将来量子信息的处理(如量子纠缠态、制备量子态等)和应用(量子信息的传递、量子通讯等)铺平了道路.

## 1 光机械系统模型

所研究的光机械系统(图1)由1个回音壁腔和与之耦合的2个平行波导组成<sup>[21]</sup>.传播在光纤中的激光

\* 收稿日期:2011-12-28

基金项目:湖南省科技计划资助项目(2010FJ3081);湖南省自然科学基金资助项目(11JJ3003)

作者简介:李小娟(1986-),女,湖南衡阳人,吉首大学物理与机电工程学院硕士生,主要从事量子光学研究

通讯作者:邬云文(1965-),女,湖南龙山人,吉首大学物理与机电工程学院教授,主要从事量子光学研究.

功率  $P_{in}$ , 频率  $\omega_L$  维持一个控制场  $\bar{a}e^{-i\omega_L t}$  耦合到回音壁腔中激发逆时针腔模, 其中:  $s_{in} = \sqrt{P_{in}\kappa/\hbar\omega_L}$ , 相应于输入激光功率;  $\bar{a}$  代表内腔场;  $\kappa$  是光学线宽. 输入激光功率进入底部波导定义为  $s_{in}$ , 同一方向上探测到的透射功率定义为  $t_{out}$ . 如果腔的自由光谱区远大于机械振荡频率, 只有一个光学模与机械模耦合.

图 1 中回音壁腔由传播在底部波导中的激光场所驱动, 诱导内腔场  $c(t)$  感应 1 个控制场. 腔共振频率取决于相对于平衡位置时的腔边界位移  $x(t)$ . 光机械系统能级如图 2 所示, 其中  $n_p$  和  $n_m$  分别代表光子数和声子数, 泵浦激光耦合到腔中形成耦合态  $|n_m, n_p\rangle \leftrightarrow |n_m, n_p + 1\rangle$ , 腔场与振子的耦合调谐到近红边带转变时产生耦合态  $|n_m + 1, n_p\rangle \leftrightarrow |n_m, n_p + 1\rangle$ , 期间当腔中增加 1 个光子 ( $n_p \rightarrow n_p + 1$ ), 就相应湮灭 1 个机械激发量子 ( $n_m + 1 \rightarrow n_m$ ). 这 2 个耦合产生了 1 个  $\Delta$  类型的转变, 类似三能级原子系统中的电磁诱导透明.

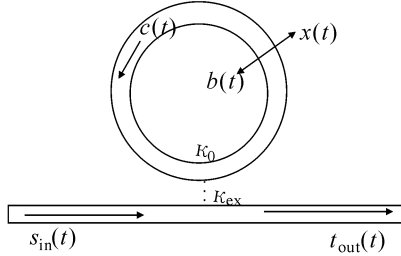


图 1 回音壁光机械系统包含 1 个回音壁腔和 1 个平行的波导

系统的哈密顿量为<sup>[11]</sup>

$$H = \hbar\omega_c c^\dagger c + \hbar\omega_m b^\dagger b + \hbar g_0 c^\dagger c (b^\dagger + b) + i\hbar \sqrt{\kappa_{ex}} s_{in} e^{-i\omega_L t} (c - c^\dagger). \quad (1)$$

其中: 前 2 项分别是腔场和机械模的自由哈密顿量;  $\omega_c$  ( $\omega_m$ ) 是腔模频率 (机械模频率);  $c$  ( $b$ ) 是光子 (声子) 湮灭算符. 第 3 项代表腔场与机械模之间的相互作用项, 光机械耦合率为  $g_0 = -\omega_c/R$ ,  $R$  是回音壁腔半径; 最后一项描述回音壁腔与波导之间的耦合;  $\kappa_{ex}$  是取决于额外耦合的光子逃逸率.

腔模和机械模之间的辐射压力相互作用被非线性哈密顿量<sup>[22-23]</sup>  $H_{int} = \hbar g_0 c^\dagger c (b^\dagger + b)$  模式化. 用频率为  $\omega_L$  的红失谐激光驱动系统, 有效相互作用约化为  $H_{int} = \hbar G (c^\dagger b + cb^\dagger)$ , 它描述光学腔模与机械模之间能量的传递, 类似于量子光学分束器相互作用. 而在蓝失谐泵浦时, 光学模与声学模之间的有效相互作用退化为  $H_{int} = \hbar G (c^\dagger b^\dagger + cb)$ , 描述驱动激光和光学腔模与机械模之间能量的转移, 对于足够大的强相互作用, 这一项会引起腔场和机械模的纠缠. 其中有效耦合率变为  $G = 2ag_0 x_0$ ,  $x_0 = \sqrt{\hbar/2m\omega_m}$  是机械振子位置的零点涨落. 对于弱失谐控制场, 内腔光子数为  $|\bar{a}|^2 \propto \eta s_{in}^2$ , 耦合参数  $\eta = \kappa_{ex}/(\kappa_{ex} + \kappa_0) = \kappa_{ex}/\kappa$ ,  $\kappa_0$  是回音壁腔共振腔的本征光子损耗率.

通过海森堡运动方程  $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho = [\rho, H] + O(\rho)$  ( $\rho$  代表算符,  $O$  是相应的耗散项), 得到非线性量子郎之万方程

$$\begin{aligned} \dot{c}(t) &= -(i\Delta_{pc} + \kappa)c(t) - ig_0 c(t)(b(t) + b^\dagger(t)) + \sqrt{\kappa_{ex}} s_{in}(t), \\ \dot{b}(t) &= -(i\omega_m + \gamma_m)b(t) - ig_0 c^\dagger(t)c(t) + \sqrt{\gamma_m} b_{in}(t), \end{aligned} \quad (2)$$

其中:  $\Delta_0 = \omega_c - \omega_L$  是来自腔场的激光失谐; 在马尔科夫库条件下, 噪声算符  $b_{in}(t)$  有零平均值, 相干函数  $\langle b_{in}(t)b_{in}^\dagger(t') \rangle = \gamma_m (\bar{n}_m + 1)\delta(t-t')$  和  $\langle b_{in}^\dagger(t)b_{in}(t') \rangle = \gamma_m \bar{n}_m \delta(t-t')$ ;  $\bar{n}_m = \{\exp[\hbar\omega_m/(k_B T)] - 1\}^{-1}$  是在库温度为  $T$  时的热激发声子数;  $k_B$  是波尔兹曼常数. 由于机械运动调制内腔场产生 2 个光学边带, 光学场可以写成  $c = c_0 e^{-i\omega_L t} + c_{as} e^{-i(\omega_L + \Delta_{pl})t} + c_s e^{-i(\omega_L - \Delta_{pl})t}$ ,  $c_{as}$  和  $c_s$  分别是产生的斯托克斯和反斯托克斯波. 类似的, 在探测光子频率为  $\omega_p = \omega_L \pm \Delta_{pl}$  时, 在双光子失谐条件下, 机械模  $b$  可表示为模式化形式  $b = \beta_0 + \beta_- e^{-i\Delta_{pl} t}$ , 这里  $c_0$  和  $\beta_0$  分别是内腔光子振幅和静态声子位移. 由于泵浦场远大于探测场, 所以  $|c_0| \gg c_{as}, c_s$ .

## 2 光机械诱导透明和吸收的理论推导

由于在红失谐和蓝失谐时非线性哈密顿量  $H_{int} = \hbar g_0 c^\dagger c (b^\dagger + b)$  可以约化为 2 种不同的形式, 在此, 笔

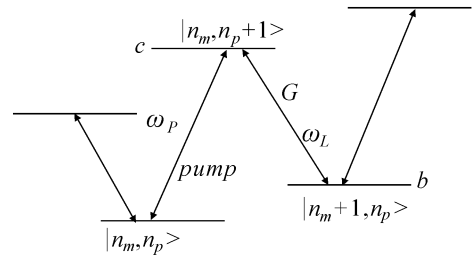


图 2 光机械系统能级图

者通过线性化的量子郎之万方程讨论在这 2 种条件下所产生的物理现象. 在解析边带限制下( $\kappa \ll \omega_m$ ), 斯托克斯散射由于和光学腔高度非共振而被抑制. 这样只有频率为  $\omega_L + \Delta_{pl}$  的反斯托克斯场在腔中. 得到线性化的量子郎之万方程为

$$\begin{aligned} \dot{c}_{as}(t) &= -i(\Delta_0 + \kappa)c_{as}(t) - iG\beta_-(t) - \sqrt{2\kappa_{ex}}s_{in}(t), \\ \dot{\beta}_-(t) &= -(i\omega_m + \gamma_m)\beta_-(t) - iG^*c_{as}(t) - \sqrt{2\gamma_m}\beta_{in}(t). \end{aligned} \quad (3)$$

当泵浦在红边带时( $\Delta_0 = \omega_m$ ), 斯托克斯成分  $c_s$  减少且可以被忽略. 傅里叶变换(3)式, 由输入输出理论<sup>[24]</sup>  $c_{as,out}(\omega) = s_{in}(\omega) - \sqrt{2\kappa_{ex}}c_{as}(\omega)$  得到探测场的透射系数为

$$T(\Delta_{pc}) = 1 - \frac{-2\kappa_{ex}}{i(\Delta_0 - \Delta_{pc}) + \kappa + \frac{|G|^2}{i(\omega_m - \Delta_{pc}) + \gamma_m}}, \quad (4)$$

这种形式的解类似于熟知的探测场对电磁诱导透明介质的响应, 如果控制场的失谐在蓝边带光机械腔共振, 一个类似在原子系统中出现的电磁诱导吸收在回音壁光机械腔中被观测到. 在蓝失谐泵浦( $\Delta_0 = -\omega_m$ )时, 反斯托克斯成分  $c_{as}$  被忽略. 同样地, 线性量子郎之万方程变为

$$\begin{aligned} \dot{c}_s(t) &= -i(\Delta_0 + \kappa)c_s(t) - iG\beta_+(t) - \sqrt{2\kappa_{ex}}s'_{in}(t) \\ \dot{\beta}_-(t) &= -(i\omega_m + \gamma_m)\beta_-(t) - iGc_s^*(t) - \sqrt{2\gamma_m}\beta_{in}(t), \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $\beta_-(t) = \beta_+^*(t)$ . 这样得到探测场的透射系数为

$$T'(\Delta_{pc}) = 1 - \frac{-2\kappa_{ex}}{i(\Delta_0 + \Delta_{pc}) + \kappa + \frac{|G|^2}{i(\omega_m - \Delta_{pc}) + \gamma_m}}. \quad (6)$$

### 3 计算结果和讨论

参数值来自最近一篇光机械诱导透明的报道<sup>[15]</sup>: ( $g_0 = -\omega_c/R, \gamma_m, \omega_m, \kappa$ )/ $2\pi = (-12 \text{ GHz/nm}, 41 \text{ kHz}, 51.8 \text{ MHz}, 15 \text{ MHz})$ , ( $m, \lambda, T, Q_m, P_{in}$ ) = (20 ng, 775 nm, 4 K, 1 500, 0.5 mW). 在图 1 中设计的回音壁光机械系统中, 频率为  $\omega_L$  的泵浦激光驱动回音壁腔维持一个控制场. 一束在波导中传播的探测激光耦合到回音壁腔中形成探测场. 同时存在控制和探测场时, 腔中产生的辐射压力在这 2 个场的频差  $\Delta_{pl}$  附近振荡. 如果驱动力振荡接近机械共振频率  $\omega_m$ , 机械模开始共振相干, 这个过程反过来又导致强内腔控制场的斯托克斯和反斯托克斯散射. 由于光机械系统要求工作在解析边带限制下( $\kappa \ll \omega_m$ ), 斯托克斯散射由于和光学腔高度非共振而被抑制. 这样只有频率为  $\omega_L + \Delta_{pl}$  的反斯托克斯场在腔中. 频率为  $\omega_p = \omega_L + \Delta_{pl}$  的反斯托克斯散射光和腔中近共振探测场是简并的. 控制场调节到腔共振的低运动边带诱导光学和机械自由度类似偶极相互作用. 当双光子共振条件满足时, 励磁通路相消干涉对于内腔探测场引起 1 个透明窗口, 如图 3 所示.

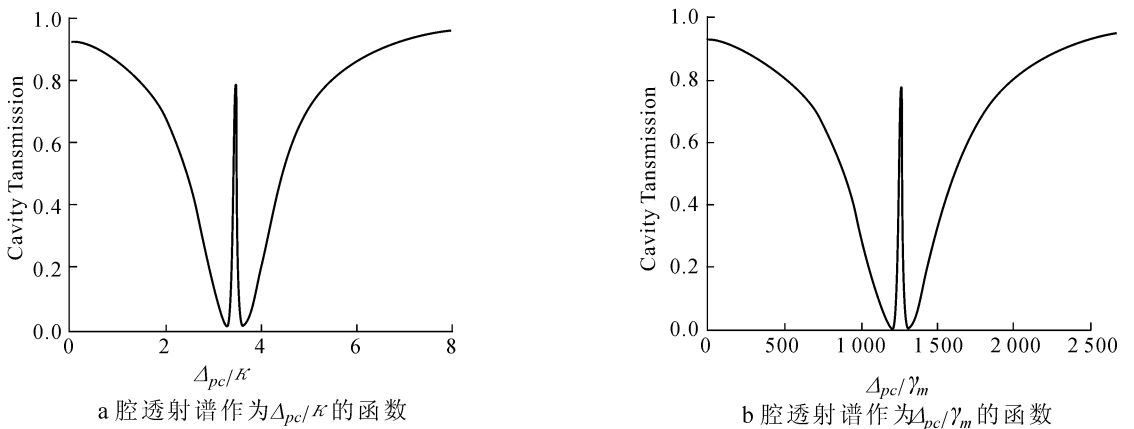


图 3 在  $\Delta_0 = \omega_m$  时光机械诱导透明图

图 3 中,在双光子失谐  $\Delta_{pc} = 3.448\kappa$  和  $\Delta_{pc} = 1\ 263\gamma_m$  时,探测场有很大一部分可以透过而不被吸收,曲线中没有完全透射是因为谐振腔受到外界环境的影响而导致了损耗.同时,由光机械系统的能级结构(见图 2)很容易令人想起  $\Delta$  三能级原子系统中的电磁诱导透明现象.数据结果表明通过探测腔透射谱,在探测场和控制场同时存在时腔透射谱的确展现出了三能级原子系统中的著名的电磁诱导透明现象.在三能级原子系统中,电磁诱导透明的产生是通过两电子转换的干涉.这里需要说明,尽管实验参数给出的控制激光功率是  $P = 0.5\text{ mW}$ ,笔者只考虑控制激光功率为  $P = 6.5\text{ mW}$  的情况.可以看出透射谱的深度和宽度可以通过控制激光功率来调节.

当泵浦失谐在蓝边带时( $\Delta_{pc} = -\omega_m$ ),在笔者的光机械系统中会观测到电磁诱导吸收的现象.由于泵浦失谐从红边带到蓝边带的过渡引起了光机械系统中电磁诱导透明到电磁诱导吸收的转变,可以说这 2 种现象之间的转变由泵浦失谐所控制,如图 4 所示.

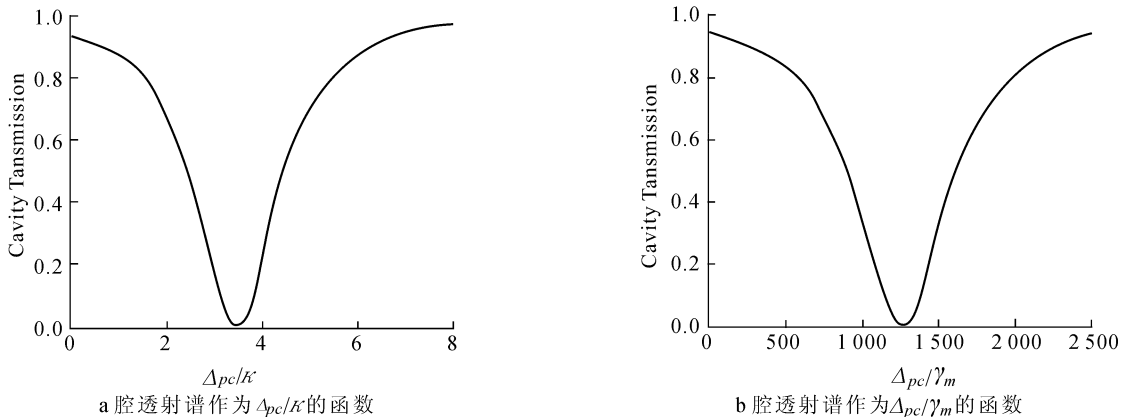


图 4 在  $\Delta_0 = -\omega_m$  时光机械诱导吸收图

图 3 中,同样在双光子失谐  $\Delta_{pc} = 1\ 263\gamma_m$  和  $\Delta_{pc} = 3.448\kappa$  时,透射谱在双光子失谐时  $\Delta_{pc}$  展现出吸收倾向.数值讨论时发现,电磁诱导吸收现象与腔光子本征损耗率  $\kappa_0$  和回音壁腔与额外光学波导之间的耦合率  $\kappa_{ex}$  这 2 个参数相关,而这里考虑临界耦合条件( $\kappa_0 = \kappa_{ex}$ ).事实上回音壁光机械系统中的电磁诱导吸收现象是电磁诱导透明的补充.它拓展了对于光机械系统相干态准备的潜在应用的范围,打开了可能实现群速延迟、光学信号放大的大门.

## 4 结语

研究了当系统被弱探测场驱动和同时存在强控制场时回音壁腔光机械系统中的类似电磁诱导透明和电磁诱导吸收的现象.回音壁输出探测场呈现了  $\Delta$  原子系统中的特性.电磁诱导透明和电磁诱导吸收之间的转换由泵浦失谐所控制,这将会在光机械系统中量子信息的传递中实现重要的应用.

## 参考文献:

- [1] KIPPENBERG T J, VAHALA K J. Cavity Optomechanics: Back-Action at the Mesoscale [J]. Science, 2008, 321(5 893):1 172 - 1 176.
- [2] ASPELMEYER M, GROBLACHER S, HAMMERER K, et al. Quantum Optomechanics-Throwing a Glance [J]. J. Opt. Soc. Am. B, 2010, 27(6): A189 - A197.
- [3] GIGAN S, BÖHM H R, PATERNOSTRO M, et al. Self-Cooling of a Micro-Mirror by Radiation Pressure [J]. Nature, 2006, 444: 67 - 70.
- [4] SCHLIESSER A, DEL'HAYE P, NOOSHI N, et al. Radiation Pressure Cooling of a Micromechanical Oscillator Using Dynamical Backaction [J]. Phys. Rev. Lett., 2006, 97(24): 243 905 - 243 908.
- [5] SCHWAB K C, ROUKES M L. Putting Mechanics into Quantum Mechanics [J]. Physics Today, 2005, 58(7): 36 - 42.
- [6] LEGGETT J A. Testing the Limits of Quantum Mechanics: Motivation, State of Play, Prospects [J]. J. Phys. Condens. Matter, 2002, 14(15): R415 - R451.
- [7] MARSHALL W, SIMON C, PENROSE R, et al. Towards Quantum Superpositions of a Mirror [J]. Phys. Rev. Lett.,

- 2003,91(13):130 401 – 130 404.
- [8] CHANG D E,SAFAVI-NAEINI A H,HAFEZI M,et al. Slowing and Stopping Light Using an Optomechanical Crystal Array [J]. *New J. Phys.*,2011,13(2):023 003 – 023 030.
- [9] ZHANG Jing,PENG Kun-chi,BRAUNSTEIN S L. Quantum-State Transfer from Light to Macroscopic Oscillators [J]. *Phys. Rev. A*,2003,68(1):013 808 – 013 812.
- [10] TIAN L,WANG Hai-lin. Optical Wavelength Conversion of Quantum States with Optomechanics [J]. *Phys. Rev. A*,2010,82(5):053 806 – 053 810.
- [11] SAFAVI-NAEINI A H,PAINTER O. Proposal for an Optomechanical Traveling Wave Phonon-Phonon Translator [J]. *New J. Phys.*,2011,13(1):013 017 – 013 048.
- [12] HAU L V,HARRIS S E,DUTTON Z,et al. Light Speed Reduction to 17 Metres Per Second in an Ultracold Atomic Gas [J]. *Nature*,1999,397:594 – 598.
- [13] HARRIS S E,FIELD J E,KASAPI A. Dispersive Properties of Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys. Rev. A*,1992,46(1):R29 – R32.
- [14] KASH M M,SAUTENKOV V A,ZIBROV A S,et al. Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas [J]. *Phys. Rev. Lett.*,1999,82(26):5 229 – 5 232.
- [15] WEIS S,RIVIÈRE R,DELÉGLISE S,et al. Optomechanically Induced Transparency [J]. *Science*,2010,330(6 010):1 520 – 1 523.
- [16] AGARWAL G S,HUANG S M. Electromagnetically Induced Transparency in Mechanical Effects of Light [J]. *Phys. Rev. A*,2010,81(4):041 803(R)– 041 806(R).
- [17] STANNIGEL K,RABL P,SORENSEN A S,et al. Optomechanical Transducers for Quantum Information Processing [J]. *Phys. Rev. A*,2011,84(4):042 341 – 042 363.
- [18] SCHLIESSER A,KIPPENBERG T J. Cavity Optomechanics with Whispering-Gallery Mode Optical Micro-Resonators [J]. *Advances in Atomic,Molecular and Optical Physics*,2010,58:207 – 323.
- [19] CHEN Bin,JIANG Cheng,ZHU Ka-di. Slow Light in a Cavity Optomechanical System with a Bose-Einstein Condensate [J]. *Phys. Rev. A*,2011,83(5):055 803 – 055 806.
- [20] SAFAVI-NAEINI A H,MAYER ALEGRE T P,CHAN J,et al. Electromagnetically Induced Transparency and Slow Light with Optomechanics [J]. *Nature*,2011,472:69 – 73.
- [21] XU Qian-fan,SANDHU S,MICHELLE L,POVINELLI,et al. Experimental Realization of an On-Chip All-Optical Analogue to Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys. Rev. Lett.*,2009,96(12):123 901 – 123 904.
- [22] LAW C K. Interaction Between a Moving Mirror and Radiation Pressure:A Hamiltonian Formulation [J]. *Phys. Rev. A*,1995,51(3):2 537 – 2 541.
- [23] BOSE S,JACOBS K,KNIGHT P L. Preparation of Nonclassical States in Cavities with a Moving Mirror [J]. *Phys. Rev. A*,1997,56(5):4 175 – 4 186.
- [24] WALLS D F,MILBURN G J. *Quantum Optics* [M]. Berlin:Springer-Verlag,1994:127 – 140.

## Dynamical Behavior of Whispering-Gallery Cavity Optomechanical System

LI Xiao-Juan WU Yun-Wen PEN Jun

(College of Physics and Mechatronic Engineering,Jishou University,Jishou 416000,Hunan China)

**Abstract:** The dynamical behavior of whispering-gallery cavity optomechanical system under the action of a controlling laser and a probe laser is investigated. The origin of electromagnetically induced transparency (EIT) -like dips is analyzed. The existence of the analog of EIT and electromagnetically induced absorption (EIA) in the output field at the probe frequency in this optomechanical system is demonstrated. The pump-probe response for the whispering-gallery mode (WGM) shares the features of the  $\Lambda$  system in atoms. What's more,the switching between the EIT and EIA is dominated by the pump detune. The demonstration of EIT in this optomechanical system provides a theoretical basis for the quantum information processing.

**Key words:** whispering-gallery modes optomechanical cavity; optomechanically induced transparency; optomechanically induced absorption; quantum information

(责任编辑 陈炳权)