

Photonic Transistor Device Based on a Whispering Gallery Mode Cavity Optomechanical System

Xiaoxi Deng, Huajun Chen, Xuechao Li

School of Mechanics and Photoelectric Physics, Anhui University of Science and Technology, Huainan Anhui
Email: chenphysics@126.com

Received: Jul. 1st, 2017; accepted: Jul. 15th, 2017; published: Jul. 21st, 2017

Abstract

Whispering gallery mode (WGM) cavities, due to their high-quality factors, small mode volumes, and simple fabrications, have potential applications in photonic devices. In this paper, we present an all-optical transistor based on a coupled realistic WGM cavity optomechanical system with an optical pump-probe scheme. In the system, the transmission of the signal field is manipulated by the optical control power, and the signal field can be efficiently attenuated or amplified depending on the power of a second gating (control) field, which indicates a promising candidate for single-photon transistors. This WGM cavity optomechanical system may have potential chip scale applications in on-chip quantum information processing devices.

Keywords

Whispering Gallery Mode Cavity, Cavity Optomechanics, Optical Transistor

基于回音壁腔光力系统的光学三极管

邓小熙, 陈华俊, 李学超

安徽理工大学力学与光电物理学院, 安徽 淮南
Email: chenphysics@126.com

收稿日期: 2017年7月1日; 录用日期: 2017年7月15日; 发布日期: 2017年7月21日

摘要

回音壁腔系统由于其高品质因子、小的模体积、以及简单的制造工艺而在光子器件方面有着潜在的应用。

本文基于耦合的回音壁腔光力系统,通过光学泵浦-探测方案提出一种全光学三极管器件。该系统中透射信号由控制光场的功率所操控,而且信号场的放大和消逝可以通过控制栅极场的功率来实现,该器件表现出单光子光学三极管的行为。回音壁腔光力系统将在芯片尺度上的量子信息处理器件上有着潜在的应用。

关键词

回音壁腔, 腔光力, 光学三极管

Copyright © 2017 by authors and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

回音壁光学微腔具有高品质因子和较小的模体积,因而在基础物理的研究上和各种各样的光子器件上都有着重要的应用[1] [2]。近年来,基于回音壁腔光力系统来探索光学场与机械振子之间的辐射压力相互作用受到了研究者的广泛关注[3] [4] [5]。在回音壁腔系统中,由于电介质腔的弯曲特性,当光耦合到回音壁腔中将会对腔的侧壁产生辐射力,该辐射力称之为辐射压力,它使得机械模式连续地收缩和扩张,学术上把这种行为称之为呼吸模式[6] [7]。该呼吸模式诱导光学腔与机械自由度的耦合。最近,一种称之为光力学诱导透明的现象在红边带失谐条件下在回音壁腔光力系统中被观测出来[3]。在光力学诱导透明现象中光力学腔的透射通过第二束控制场调制[3] [8],并且由于两束光场的拍频与机械振子的振动频率共振引起光力学干涉效应,使得在该系统中出现一个透射窗口。因此光力学诱导透明现象可用来实现快光和慢光现象。相对应地,当光力学系统处于蓝失谐时,将会诱导一些有趣的现象,比如光学放大现象。该放大现象表现出光学三极管的行为,并且放大现象的打开与关闭完全由第二束控制场所操控。

本文设计了一种回音壁腔光力学系统,同时用一束频率为 ω_p 的较强泵浦场和一束频率为 ω_s 较弱的信号光来驱动该系统[3]。主要研究了在蓝失谐下通过操控控制场(栅极场)发现信号探测场(源场)呈现消逝或放大的趋势,这种行为类似于光学三极管的特性,能有效地控制微波场的传播。实验结果表明回音壁光力学系统有着潜在的应用,并最终实现芯片尺度上的光子器件。

2. 理论模型与计算

图 1 为回音壁腔光力系统模型图,在波导中传播的激光通过相位匹配耦合到回音壁腔中产生顺时针传播的腔场。在回音壁循环的光场产生辐射压力诱导腔模与机械模的耦合。考虑用一束频率为 ω_p 强的泵浦场和一束频率为 ω_s 较弱的信号场作用于该耦合系统。在绝热极限下只有腔模 ω_c 被驱动,并且腔自由光谱范围 $c/2\pi R$ (c 是真空中光速, R 是回音壁腔的半径)远大于腔振动频率,因此散射到其它腔模中的光子可以被忽略。耦合到回音腔中的光场由于辐射压力产生呼吸模,进而调制腔模频率。回音壁腔振子系统的单光子耦合率 $g = g_0 x_0$ ($g_0 = \omega_c/R$), $x_0 = \sqrt{\hbar/2M\omega_m}$ 是机械振子的零点位移, M 是有效质量, ω_m 是机械振子的频率。采用量子化的产生(湮灭)算符 Φ^+ (Φ)来分别描述腔模与机械模 Π^+ (Π),机械模与腔模的耦合哈密顿量为[3] [9] $H_{\text{int}} = hg\Phi^+\Phi(\Pi^+ + \Pi)$ 。通过光学泵浦-探测方案作用到该回音壁腔光力系统,得到整个系统的哈密顿量为

$$H = \hbar\omega_c\Phi^+\Phi + \hbar\omega_m\Pi^+\Pi + hg\Phi^+\Phi(\Pi^+ + \Pi) + i\hbar\sqrt{k_{\text{ex}}}\left(E_t\Phi^+e^{-i\omega_p t} - E_t^*\Phi e^{i\omega_p t} + E_s\Phi^+e^{-i\omega_s t} - E_s^*\Phi e^{i\omega_s t}\right) \quad (1)$$

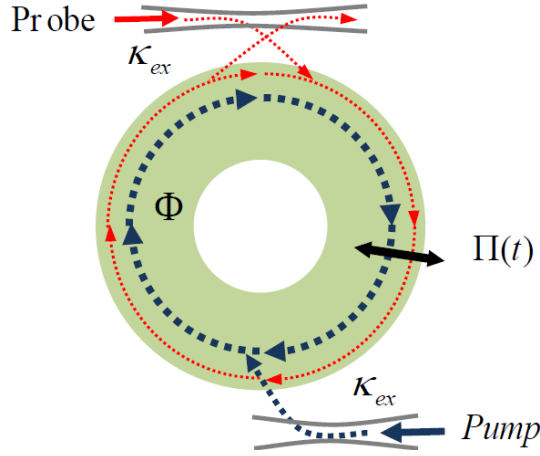


Figure 1. The proposed setup of the WGM cavity optomechanical system with one control field and one signal field

图 1. 回音壁腔光力系统示意图，由一束控制场和一束信号场所驱动

E_l 和 E_s 分别是泵浦场和信号场的振幅，它们与相应的功率有关系式为 $|E_l| = \sqrt{P_m^s / \hbar \omega_l}$ 和 $|E_s| = \sqrt{P_m^s / \hbar \omega_s}$ ， k_{ex} 是额外损耗率。

根据海森堡运动方程，并且引入相应的噪声和阻尼项，得到如下量子郎之万方程：

$$\dot{\Phi}(t) = -(i\Delta_0 + \kappa)\Phi(t) + ig\Phi(t)\Pi(t) - \sqrt{\kappa_{ex}}(E_l + E_s e^{-i\delta t}) + \hat{a}_m(t) \quad (2)$$

$$\ddot{\Upsilon}(t) + \gamma_m \dot{\Upsilon}(t) + \omega_m^2 \Upsilon(t) = 2g\omega_m \Phi^\dagger(t)\Phi(t) + \hat{\xi}(t) \quad (3)$$

其中 $\Upsilon = \Pi^\dagger + \Pi$ 是位置算符， γ_m 是回音壁振子的衰减率， $\kappa = \kappa_{ex} + \kappa_0$ 是微波腔模的衰减率， κ_0 为本证光子损耗率。为简单起见本文中只考虑临界条件[3] $\kappa_{ex} = \kappa_0$ 。 $\Delta_0 = \omega_c - \omega_l$ 为腔场与控制场的失谐， $\delta = \omega_s - \omega_l$ 为信号场与控制场的失谐。 $\hat{a}_m(t)$ 是 δ 关联的郎之万噪声算符，它的平均值 $\langle \hat{a}_m(t) \rangle = 0$ ，并且有关联函数 $\langle \hat{a}_m(t)\hat{a}_m(t') \rangle \sim \delta(t-t')$ 。机械振子模式受一个随机力的影响并且布朗随机力的平均值为零，它的关联函数为

$$\langle \hat{\xi}^\dagger(t)\hat{\xi}(t') \rangle = \frac{\gamma_m}{\omega_m} \int \frac{d\omega}{2\pi} \omega e^{-i\omega(t-t')} \left[1 + \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \right] \quad (4)$$

上式中 k_B 和 T 分别是玻尔兹曼常数和库温度。

在强耦合条件下，每个算符都可以写成一个稳态值和一个小的涨落之和： $\Phi \rightarrow \Phi_0 + \delta\Phi$ 和 $\Upsilon \rightarrow \Upsilon_0 + \delta\Upsilon$ 。假定驱动场比较弱并且是经典相干场，这样所有的算符可以用它们的平均值来替换，这样量子噪声和热噪声项便可以省略。把这些算符带入方程(2)和(3)中，并且忽略非线性项，得到两个关于稳态平均值的方程和小的涨落的方程。稳态平均值由 $\Phi_0 = \sqrt{\kappa_{ex} E_l} / [i(\Delta_0 + g\Upsilon_0) + \kappa]$ 和 $\Upsilon_0 = 2g|\Phi_0|^2 / \omega_m$ 组成，它们决定了内腔光子数 $(n_0 = |\Phi_0|^2) n_0 \left[\kappa^2 + (\Delta_p - 2g^2 n_0 / \omega_m)^2 \right] = \kappa_e |E_p|^2$ 。对于与小的涨落有关的方程，做变换[7] $\langle \delta\Phi \rangle = \Phi_+ e^{-i\delta t} + \Phi_- e^{i\delta t}$ 和 $\langle \delta\Upsilon \rangle = \Upsilon_+ e^{-i\delta t} + \Upsilon_- e^{i\delta t}$ ，解方程得到

$$\Phi_+ = \frac{(\Gamma_2 + ig\eta n_0) \sqrt{\kappa_{ex} E_s}}{\Gamma_1 \Gamma_2 + ig\eta n_0 (\Gamma_1 - \Gamma_2)} \quad (5)$$

其中 $\eta = 2g\omega_m / (\omega_m^2 - \delta^2 - i\delta\gamma_m)$, $\Gamma_1 = i(\Delta_0 - \delta - g\Upsilon_0) + \kappa$, $\Gamma_2 = -i(\Delta_0 + \delta - g\Upsilon_0) + \kappa$ 。

通过标准的输入 - 输出关系[10] $\Phi_{out}(t) = \Phi_{in}(t) - \sqrt{\kappa_e}\Phi(t)$, 得到

$$\langle \Phi_{out}(t) \rangle = (E_l - \sqrt{\kappa_{ex}}\Phi_0)e^{-i\omega_l t} + (E_s - \sqrt{\kappa_{ex}}\Phi_+)e^{-i(\delta+\omega_l)t} - \sqrt{\kappa_{ex}}\Phi_-e^{-i(\delta-\omega_l)t} \quad (6)$$

其中 $\Phi_{out}(t)$ 是输出场算符。信号场的透射场可以由输出与输入场的振幅的比值得到

$$t(\omega_s) = \frac{E_s - \sqrt{\kappa_{ex}}\Phi_+}{E_s} = 1 - \frac{k_{ex}(\Gamma_2 + ig\eta n_0)}{\Gamma_1\Gamma_2 + ig\eta n_0(\Gamma_1 - \Gamma_2)} \quad (7)$$

3. 数值结果与讨论

本文所采用的实验参数如下[3] [4]: $g_0 = 12$ GHz/nm, $\gamma_m = 41$ kHz, $\omega_m = 51.8$ MHz, $\kappa = 15$ MHz, $M = 5$ ng, $\lambda = 750$ nm, $Q = 1500$, $P = 0.5$ mW, 模型图如图 1 所示。

首先考虑在蓝失谐带边条件下, 即腔场与控制场的失谐 Δ_0 与机械振子的频率 ω_m 相等 ($\Delta_0 = \omega_m$)。图 2 给出在泵浦功率分别为 $P = 0$ 和 $P = 0.02$ mW 时, 信号场的透射谱线作为信号 - 腔场失谐 Δ_s 的曲线关系。如图 2(a)所示, 当控制场关闭时, 信号场的透射谱线呈现通常腔的洛伦兹线性。然而当打开控制场并调节控制场的功率为 $P = 0.02$ mW 时, 如图 2(b)所示, 发现在信号 - 腔失谐 $\Delta_s = 0$ 附近, 信号的透射谱线呈现消逝的趋势, 透射谱呈现电磁诱导吸收的特性。

另一方面, 进一步增强控制场的强度从 $P = 0.032$ mW 到 $P = 0.038$ mW, 如图 3 所示, 发现透射谱由电磁诱导吸收转向参数的放大[11], 最终导致信号的放大。进一步研究表明, 当控制场的功率继续增强, 透射谱线将出现简正模式分裂的现象。这样回音壁腔光学系统表现出光子三极管的特征, 其中信号场(源场)的放大由控制场(栅极场)所决定。其物理本质解释如下: 在共振腔失谐条件下 ($\Delta_0 = \pm\omega_m$), 辐射压力驱动回音壁振子在共振频率处振动, 当信号场与控制场之间的拍频 δ 接近振子的共振频率 ω_m , 机械模共振相干, 诱导出斯托克斯散射光 ($\omega_s = \omega_l - \omega_m$) 和反斯托克斯散射光 ($\omega_{AS} = \omega_l + \omega_m$)。当回音壁腔驱动在蓝失谐带边条件下, 只有斯托克斯场与近共振信号场干涉进而调制信号谱。因此斯托克斯场与信号场之间的破坏性干涉导致了微弱信号的放大。

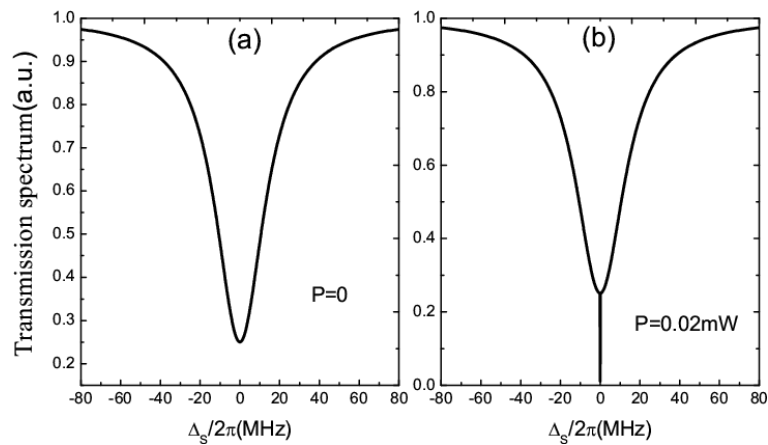


Figure 2. The normalized magnitude of the cavity transmission as a function of signal-cavity detuning Δ_s under the pump field power $P = 0$ and $P = 0.02$ mW

图 2. 控制场功率分别为 $P = 0$ 和 $P = 0.02$ mW 时, 腔透射作为信号腔失谐的函数

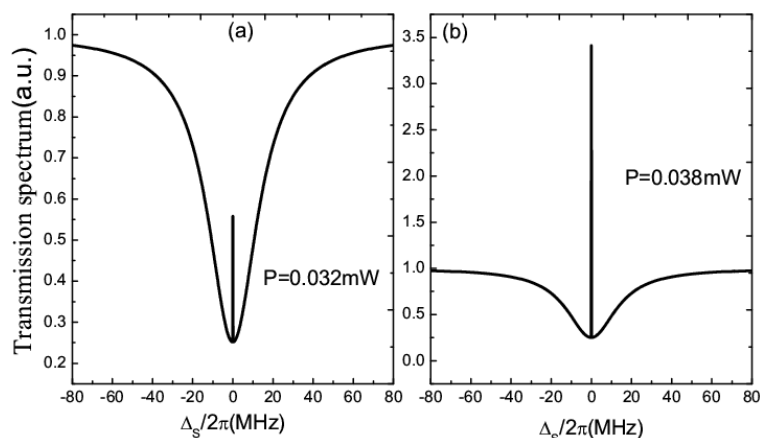


Figure 3. The normalized magnitude of the cavity transmission as a function of signal-cavity detuning Δ_s under the pump field power $P=0.032$ and $P=0.038$ mW

图 3. 控制场功率分别为 $P=0.032$ 和 $P=0.038$ mW 时，腔透射作为信号腔失谐的函数

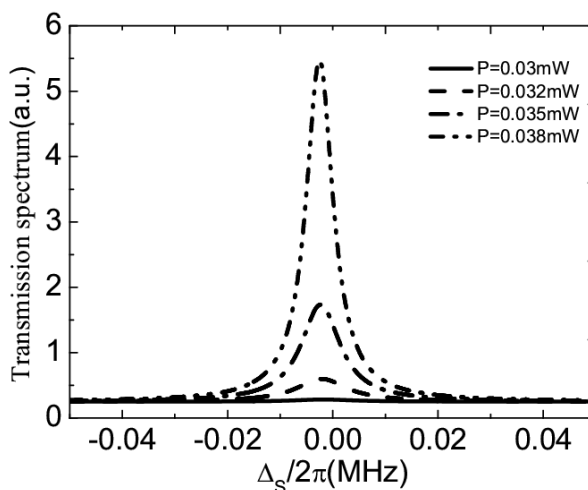


Figure 4. Amplification of the signal field around the region $\Delta_s = 0$ for four different control powers

图 4. 在四个不同功率驱动下， $\Delta_s = 0$ 附近信号的放大情况

我们同时进一步考虑在不同控制场的功率强度下，信号腔失谐 $\Delta_s \approx 0$ 附近的窄区域内信号场的放大特性，如图 4 所示。显然在高控制场功率下信号场的透射谱呈现显著的放大趋势。

4. 结论

本文通过一束较强的控制场和一束较弱的信号场来驱动回音壁腔光学系统，研究了该系统中的光学现象。通过操控控制场的强度可以有效控制信号的透射谱，实现电磁诱导吸收到放大的转换，表明回音壁腔光学系统将在光学三极管方面有重要的应用。

基金项目

安徽省自然科学基金(No. 1708085QA11, No. 1508085QF140)和 2016 年大学生创新创业训练计划课题

(项目编号: 201610361085, 201610361293)。

参考文献 (References)

- [1] Zhu, J., *et al.* (2010) On-Chip Single Nanoparticle Detection and Sizing by Mode Splitting in an Ultrahigh-Q Microresonator. *Nature Photonics*, **4**, 46-49. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.237>
- [2] Xiao, Y.-F., *et al.* (2010) High-Q Exterior Whispering-Gallery Modes in a Metalcoated Microresonator. *Physical Review Letters*, **105**, 153902. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.153902>
- [3] Weis, S., *et al.* (2010) Optomechanically Induced Transparency. *Science*, **330**, 1520-1523. <https://doi.org/10.1126/science.1195596>
- [4] Rivière, R., *et al.* (2011) Optomechanical Sideband Cooling of a Micromechanical Oscillator Close to the Quantum Ground State. *Physical Review A*, **8**, 063835. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.83.063835>
- [5] Liu, Y., Davanço, M., Aksyuk, V. and Srinivasan, K. (2013) Electromagnetically Induced Transparency and Wideband Wavelength Conversion in Silicon Nitride Microdisk Optomechanical Resonators. *Physical Review Letters*, **110**, 223603. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.223603>
- [6] Schliesser, A., Arcizet, O., Rivière, R., Anetsberger, G. and Kippenberg, T.J. (2009) Resolved-Sideband Cooling and Position Measurement of a Micromechanical Oscillator Close to the Heisenberg Uncertainty Limit. *Nature Physics*, **5**, 509-514.
- [7] Yin, Z.-Q. (2009) Phase Noise and Laser-Cooling Limits of Optomechanical Oscillators. *Physical Review A*, **80**, 033821. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.80.033821>
- [8] Agarwal, G.S. and Huang, S. (2010) Electromagnetically Induced Transparency in Mechanical Effects of Light. *Physical Review A*, **81**, 041803. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.81.041803>
- [9] Teufel, J.D., *et al.* (2011) Circuit Cavity Electromechanics in the Strong Coupling Regime. *Nature*, **471**, 204-208. <https://doi.org/10.1038/nature09898>
- [10] Gardiner, C.W. and Zoller, P. (2000) Quantum Noise. 2nd Edition, Springer-Verlag, New York, 425-433. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-04103-1>
- [11] Safavi-Naeini, A.H., *et al.* (2011) Electromagnetically Induced Transparency and Slow Light with Optomechanics. *Nature*, **472**, 69-73. <https://doi.org/10.1038/nature09933>

Hans 汉斯

期刊投稿者将享受如下服务:

1. 投稿前咨询服务 (QQ、微信、邮箱皆可)
2. 为您匹配最合适的期刊
3. 24 小时以内解答您的所有疑问
4. 友好的在线投稿界面
5. 专业的同行评审
6. 知网检索
7. 全网络覆盖式推广您的研究

投稿请点击: <http://www.hanspub.org/Submission.aspx>

期刊邮箱: mp@hanspub.org