

## 拉曼增益对回音壁模式光学微腔的全光调制

杨旭, 李亚明, 郭肃丽, 李晶, 刘旭东

(中国电子科技集团公司第五十四研究所, 河北 石家庄 050081)

**摘要:** 基于光通信系统对于全光调制和全光开关等的需求, 从理论上和实验上研究了拉曼增益对回音壁模式光学微腔系统共振模式的全光调制。理论分析表明, 拉曼增益能够补偿回音壁模式光学微腔系统的损耗, 进而改变微腔系统的耦合机制, 在不对微腔系统做任何机械性移动的前提下实现对系统共振透射率的连续调制。实验中采用光纤锥耦合的二氧化硅微芯圆环腔, 利用 560  $\mu\text{W}$  的低功率泵浦光引发的拉曼散射, 波长为 1545.7 nm 的信号光实现了 13.5 dB 的调制度, 使得系统的耦合机制由欠耦合转化为临界耦合。

**关键词:** 光学微腔; 拉曼效应; 全光调制; 集成光学

**中图分类号:** TN256   **文献标志码:** A   **DOI:** 10.3788/IRLA201746.1122003

## All optical modulation of whispering-gallery-mode optical micro-cavities with Raman gain

Yang Xu, Li Yaming, Guo Suli, Li Jing, Liu Xudong

(The 54th Research Institute of China Electronics Technology Group Corporation, Shijiazhuang 050081, China)

**Abstract:** Based on the high demand for all optical control and all optical switches in optical communication network, the Raman gain induced resonance control of whispering-gallery-mode optical micro-cavities was investigated theoretically and experimentally. Theoretical analysis shows that Raman gain can compensate cavity loss and change the coupling regime of micro-cavities system. As a result on-resonance transmission in the micro-cavities system can be controlled without any mechanical movement. In experiment fiber taper coupled silica micro-toroid system was studied. Raman gain was pumped with an ultra-low pump power of 560  $\mu\text{W}$ , with this Raman gain the fiber taper coupled micro-cavity system was turned from deep under coupling regime to critical coupling regime and the on-resonance transmission of the 1545.7 nm signal light was turned down by 13.5 dB.

**Key words:** optical micro-cavities; Raman effect; all optical control; integrated optics

收稿日期: 2017-03-01; 修订日期: 2017-04-17

基金项目: 国家自然科学基金(61308061)

作者简介: 杨旭(1989-), 女, 工程师, 博士, 主要从事航天测控领域的光控技术方面的研究。Email: yangxumail@foxmail.com

## 0 引言

全光开关和全光调制器等采用全光调制的器件对光通信网络的未来发展具有重要意义。全光调制省略了传统电调制中的光电和电光转换过程,不存在“电子瓶颈”,简化了相应设备,能够显著提高光通信网络的速率和可靠性。在各种全光调制方案中,以硅和二氧化硅等材料制作的微纳米波导型的全光器件,具有损耗小、响应速度快、尺寸小、便于集成等独特优势,近年来得到越来越多的发展和应用。但是硅和二氧化硅材料的非线性系数很低,需要较高的泵浦驱动功率。

环形的回音壁模式光学微腔<sup>[1-4]</sup>器件可以通过共振极大地延长器件中的非线性作用长度,能够在较低泵浦光下实现良好的调制效果。回音壁微腔系统共振的模式调制,往往通过调节折射率等方法改变共振频率<sup>[5]</sup>,或者通过改变微腔系统的损耗调控微腔和波导之间的耦合机制<sup>[6]</sup>。其中改变耦合机制的调控方法,可以根据波长实现选择性调制,适合于多通道全光开关、波长多路转换器等。

文中提出并在实验上验证了,通过优化拉曼增益,可以在不对微腔系统做任何机械性移动的前提下,通过改变系统的耦合实现对共振模式的全光调制。实验中采用二氧化硅材料的微芯圆环腔,通过二氧化硅的拉曼散射产生信号光频率的光子,改变信号光模式的耦合机制,实现对系统共振透射率的调制。与此前涉及拉曼效应的调制方式相比<sup>[6]</sup>,该方案可以实现此前无法达成的系统从欠耦合到临界耦合的调制,且不受双光子吸收效应的影响。值得一提的是,拉曼增益的施加同时会提高微腔的品质因子。在拉曼增益调控的帮助下,在不同耦合机制间的变迁影响着光透射谱的形状,从而可以提高谱线的分辨率,或者实现光放大。该方案提供了在对波导耦合的微腔系统进行全光调控的有效途径。

## 1 基本原理

对于波导耦合的回音壁模式光学微腔,考虑拉曼过程提供的能量增益速率(与能量耗散率  $\kappa$  对应),记为  $\xi$ 。把微腔自身提供的增益或损耗同微腔和波导间的耦合损耗分开,综合考虑微腔的拉曼增益和

固有损耗,定义微腔的有效损耗  $\kappa_{\text{eff}}$ :  $\kappa_{\text{eff}} = \kappa_0 = \xi$ , 其中  $\kappa_0$  表示微腔的固有能量耗散率速率。因此微腔与波导的耦合模方程和输入输出关系分别可以表示为<sup>[7-9]</sup>:

$$\frac{da}{dt} = -\left(i\omega_c + \frac{\kappa_{\text{eff}} + \kappa_{\text{ex}}}{2}\right)a - \sqrt{\kappa_{\text{ex}}}a_{\text{in}} \quad (1)$$

$$a_{\text{out}} = a_{\text{in}} + \sqrt{\kappa_{\text{ex}}}a \quad (2)$$

式中:  $a$  表示腔内的光场强度;  $\omega_c$  为微腔共振频率;  $\kappa_{\text{ex}}$  微腔和波导耦合的能量耗散速率;  $a_{\text{in}}$  和  $a_{\text{out}}$  分别为输入和输出的光场强度。

公式(1)、(2)联立可得系统的透射率曲线:

$$T(\Delta\omega) = \left|\frac{a_{\text{out}}}{a_{\text{in}}}\right|^2 = \frac{\Delta\omega^2 + \left(\frac{\kappa_{\text{eff}} - \kappa_{\text{ex}}}{2}\right)^2}{\Delta\omega^2 + \left(\frac{\kappa_{\text{eff}} + \kappa_{\text{ex}}}{2}\right)^2} \quad (3)$$

公式(3)的透射率曲线为洛伦兹型。图 1 显示了系统透射率曲线在拉曼增益  $\xi$  不断增大过程中的演化。系统初始设置在欠耦合状态,在耦合损耗不变条件下,随着拉曼增益的增大,系统的最小透射率不断降低,直至  $\kappa_{\text{eff}} = \kappa_{\text{ex}}$  时,最小透射率降为零,系统达到临界耦合。继续增大拉曼增益,系统转化为过耦合状态,在  $\kappa_{\text{eff}} < 0$  后由共振谷变为共振峰。可见理论上通过改变  $\xi$  的值能够有效地改变微腔系统的耦合机制和最小透射率。

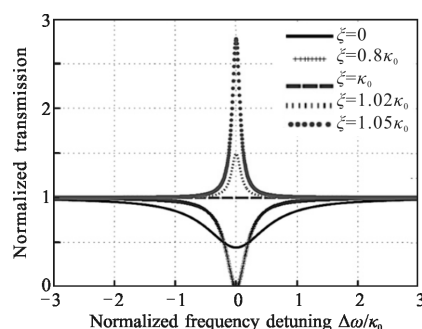


图 1 不同增益值  $\xi$  下的透射谱(设定耦合损耗保持在  $\kappa_{\text{ex}} = 0.2\kappa_0$ )  
Fig.1 Transmission spectra with different gain  $\xi$  (Coupling loss is fixed as  $\kappa_{\text{ex}} = 0.2\kappa_0$ )

高品质因子的光学微腔对微腔模式体积内的瑞利散射源十分敏感,容易产生模式劈裂。对存在模式劈裂的情形,微腔中的光场由顺时针传播的和逆时针传播的光场叠加而成的,系统的透射率曲线为<sup>[9-10]</sup>:

$$T = \left|1 - \frac{\kappa_{\text{ex}}\beta}{\beta^2 - (ig + \Gamma_g/2)^2}\right|^2 \quad (4)$$

式中:  $\beta = -i\Delta\omega + ig + (\Gamma_g + \kappa_{\text{eff}} + \kappa_{\text{ex}})/2$ ,  $g$  为顺时针模式和

逆时针模式的耦合系数;  $\Gamma_g$  为散射造成的能量耗散率。与不存在模式劈裂时的情形相似, 调节  $\xi$  的值能够改变微腔系统的耦合机制和最小透射率。

## 2 全光调制系统设计

作者采用的实验装置如图 2 所示。样品二氧化硅微芯圆环腔, 它的品质因子  $Q$  大约为  $6 \times 10^7$ 。微腔和光纤锥之间的距离通过可以三维纳米平移台来设置。为了研究拉曼增益对光学模式的作用, 采用泵浦-信号法——泵浦激光负责激发了拉曼增益, 而信号光负责监视拉曼增益对光学模式的作用。

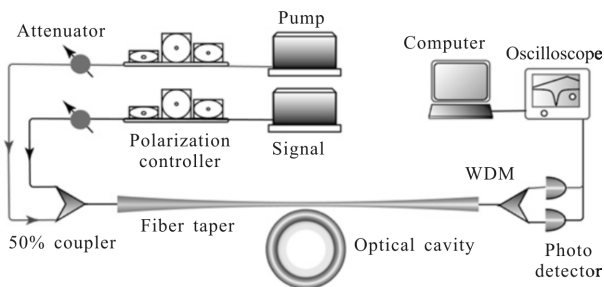


图 2 实验装置示意图  
Fig.2 Experimental setup

泵浦光和信号光通过同一根光纤锥与回音壁微腔耦合。光纤锥的输出光被导入波分复用器(WDM)中。波分复用器根据波长将光分为两部分, 把输出中的泵浦光从信号光中分离出来。波分复用器的两路输出光分别输入光探测器中, 光探测器将光信号转化为电信号, 电信号用多通道的示波器显示出来。测量时信号光的频率在光学模式的共振频率附近随时间进行线性扫描, 示波器上就会检测到相应的模式透射谱。拉曼过程提供给信号光波段的光学增益的大小通过泵浦光的功率大小来控制。探测光的功率保持在一个尽可能小的数值上, 以减小热效应以及其他非线性效应对共振模式透射谱的影响。这里需要指出的是, 过高的信号光功率会造成信号光模式的热加宽(热压窄), 公式(1)~(4)考虑到这个动力学过程需要做出相应修改<sup>[11]</sup>。在该实验中, 笔者限制了信号光的功率, 从而避免了这种热效应的影响。

## 3 实验测量结果及分析

在实验中测量得到信号光模式的透射谱, 并根

据公式(5)进行曲线拟合, 以提取各个相关参数。实验结果清晰地展现了存在模式劈裂时微腔透射谱在拉曼增益的影响下的演化。图 3 是一组典型的透射谱, 展现了拉曼增益对存在模式劈裂的透射谱的影响。图 3 中所有的数据是在同一个共振模式上测得的, 泵浦光波长为  $1449.3 \text{ nm}$  ( $Q=6.7 \times 10^7$ ), 信号光波长为  $1545.7 \text{ nm}$  ( $Q=6.8 \times 10^7$ )。黑色曲线是实验得到的数据, 灰色曲线是根据公式(5)做的曲线拟合。图中分别标出了每条拟合曲线对应的拉曼增益  $\xi$  的参数值。图中标注的泵浦光的数值是在光纤锥的输入端测量的。当泵浦光关闭时(没有拉曼增益时), 从极度欠耦合条件下得到的模式原始参数值为  $\kappa_0=2.0 \text{ MHz}$ ,  $2g=-2.5\kappa_0$ , 且  $\Gamma_g \ll \kappa_0$ 。图 3(a)展现了为施加泵浦光, 拉曼增益为零时的透射率曲线。图 3(b)和图 3(c)中的拉曼增益相对图 3(a)逐渐增大, 入射的泵浦光分别为  $325 \mu\text{W}$  和  $560 \mu\text{W}$  (光功率值的大小从光纤锥输入端测得), 输入信号光功率保持在  $21.0 \mu\text{W}$  因为这里的拉曼增益来自于受激拉曼散射, 而且通过输入信号光注入了斯托克斯模式的光子, 所以只要泵浦光的功率大于零, 拉曼增益就存在, 且在饱和前拉曼增益的大小近似地与泵浦光功率成正比<sup>[12]</sup>。

图 3 的初始耦合条件为欠耦合( $\kappa_{ex}=0.5\kappa_0$ )。从图中可以看出, 随着泵浦光功率的上升, 拉曼增益减小了劈裂模式的线宽, 从而提高了劈裂模式的分辨率。而且共振谷的加深到接近零说明系统从欠耦合区域移动到了临界耦合附近。在图 3(c)中, 可以清楚的看到劈裂而成的两个模式的共振深度都接近于零。值得注意的是, 在测量图 3(a)~(c)时, 增加泵浦功率观察透射谱的过程中, 光纤锥和微腔之间的距离是保持不变的。系统从欠耦合区域向着共振透射率为零的临界耦合移动, 在耦合损耗  $\kappa_{ex}$  不变的前提下, 只能通过  $\kappa_{eff}$  在不断增大的增益作用下的不断减小来解释。这说明在  $\kappa_{ex}$  (由波导和微腔间的距离决定)保持不变的前提下, 可以通过减小系统的损耗有效地在改变系统的共振模式深度。接下来详细考察图 3(a)~(c)的演化过程, 并通过曲线拟合得到的参数的变化情况验证这个解释。图 4 是显示了泵浦光功率从零增大到图 3(c)的  $560 \mu\text{W}$  这一过程中, 信号光模式透射谱的演化过程。从图中可以看出, 随着泵浦光功率的增大, 透射谱的共振透射率连续降低。根据图中的曲线拟合, 提取了这一演化过程中微腔

系统有效损耗  $\kappa_{\text{eff}}$ 、耦合损耗  $\kappa_{\text{ex}}$  随着泵浦光功率不断增大的演化 (如图 5 所示), 以及透射谱中最小透射率的变化(如图 6 所示)。

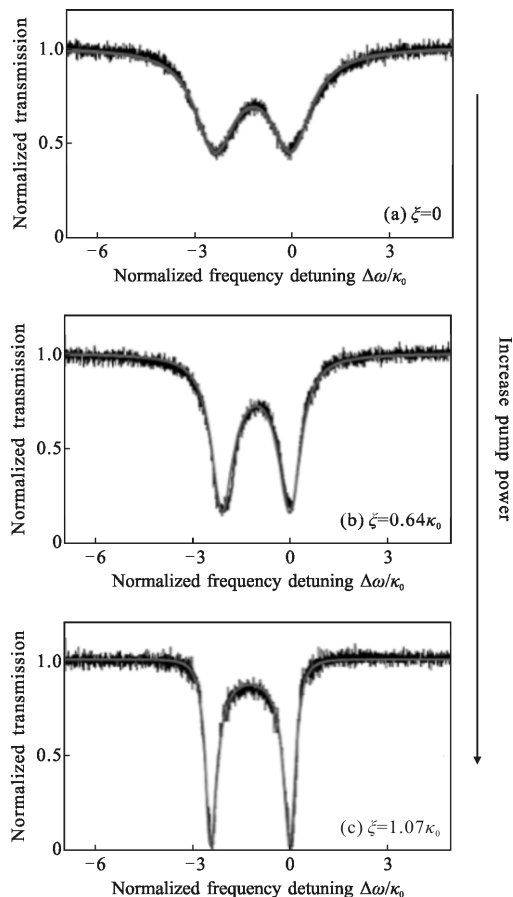


图 3 实验中初始为欠耦合的不同拉曼增益值下的透射率曲线

Fig.3 Transmissivity with different Raman gain (Initially under coupled)

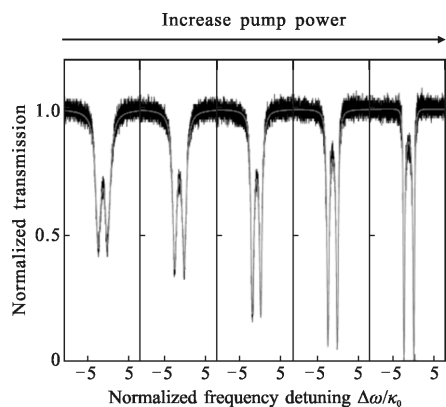


图 4 泵浦功率增大过程中透射谱的演化

Fig.4 Evolution of transmission spectra with increasing pump power

图 5 中的数据验证了, 在泵浦光功率不断增大的过程中, 系统的耦合损耗  $\kappa_{\text{ex}}$  没有发生变化, 而系

统的有效损耗  $\kappa_{\text{eff}}$  的值不断减小。与单个共振模式中, 临界耦合在耦合损耗  $\kappa_{\text{ex}}$  与微腔中的有效损耗  $\kappa_{\text{eff}}$  相等时达成临界耦合的条件不同, 对于模式劈裂的情形而言, 如果劈裂模式的间距为  $|2g|$  与微腔固有损耗  $\kappa_0$  在统一数量级数量级, 即使  $\kappa_{\text{eff}} = \kappa_{\text{ex}}$ , 系统共振模式的最小透射率也不是零。含有模式劈裂时, 想要达到临界耦合,  $\kappa_{\text{eff}}$  需要比  $\kappa_{\text{ex}}$  小。

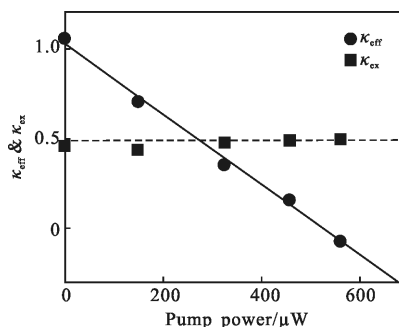


图 5 泵浦功率增大过程中  $\kappa_{\text{eff}}$  和  $\kappa_{\text{ex}}$  的演化

Fig.5 Evolution of  $\kappa_{\text{eff}}$  and  $\kappa_{\text{ex}}$  with increasing pump power

图 6 展示了两个劈裂模式的最小透射率值。由于存在模式劈裂, 系统的最小透射率值有两个, 图中圆圈代表一个劈裂模式 (频率较低), 方形代表另一个 (频率较高), 两条虚线是两组点各自的连线。由于在实验中  $\Gamma_R \ll \kappa_0$ , 这两个最小透射率的值很接近。泵浦光功率从零增大到  $560 \mu\text{W}$  的过程中, 系统的两个劈裂模式的最小透射率分别  $0.448$  ( $-3.48 \text{ dB}$ ) 和  $0.456$  ( $-3.41 \text{ dB}$ ) 降低到了接近零的  $0.0201$  ( $-16.97 \text{ dB}$ ) 和  $0.00769$  ( $-21.14 \text{ dB}$ ), 即通过施加拉曼增益, 在未对系统进行任何机械移动的前提下, 系统的最小透射率至少降低了  $13.5 \text{ dB}$ 。

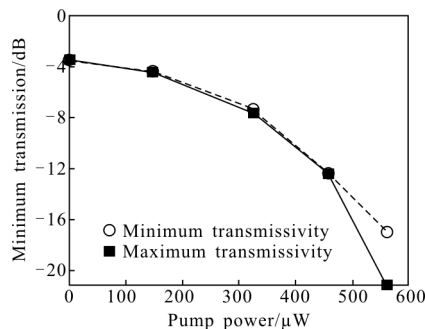


图 6 泵浦功率增大过程中最小透射率的演化

Fig.6 Evolution of minimum transmission with increasing pump power

## 4 结 论

文中从理论上和实验上分析研究了拉曼增益对回音壁模式光学微腔系统共振模式的全光调制。拉曼增益能够有效弥补回音壁模式光学微腔系统的损耗,进而改变微腔系统的耦合机制,从实现对系统共振透射率的连续调制。文中在品质因子为  $10^7$  的二氧化硅材料的微芯圆环腔和光线锥构成系统中,在  $1\,449.3\text{ nm}$  的  $560\ \mu\text{W}$  的低功率泵浦光的驱动下,拉曼增益补偿了波长为  $1\,545.7\text{ nm}$  的信号光的部分损耗,使得系统共振透射率由  $-3.48\text{ dB}$  降低到了  $-16.97\text{ dB}$ ,实现了  $13.5\text{ dB}$  的调制度。该方案对进一步基于拉曼效应的全光开关、全光调制器、全光路由器等具有重要意义。

### 参考文献:

- [1] Vahala K J. Optical microcavities [J]. *Nature*, 2003, 424: 839–846.
- [2] Rasoloniaina A, Huet V, Nguyen T K N, et al. Controlling the coupling properties of active ultrahigh -Q WGM microcavities from undercoupling to selective amplification [J]. *Scientific Reports*, 2014(4): 04023.
- [3] Lu Xiaoyun, Xue Chenyang, Wang Yonghua, et al. Fabrication and test of millimeter-size  $\text{CaF}_2$  disk resonator [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44 (10): 3049–3054. (in Chinese)  
卢晓云, 薛晨阳, 王永华, 等. 毫米级氟化钙盘腔的加工与测试[J]. 红外与激光工程, 2015, 44(10): 3049–3054.
- [4] Yan Shubin, Ma Kezhen, Li Minghui, et al. Large dimension wedge-resonator on silicon chip for gyro application [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2014, 43(11): 3688–3693. (in Chinese)  
闫树斌, 马可贞, 李明慧, 等. 面向陀螺应用的硅基大尺寸楔角型谐振腔 [J]. 红外与激光工程, 2014, 43(11): 3688–3693.
- [5] Almeida V R, Barrios C A, Panepucci R R, et al. All-optical control of light on a silicon chip [J]. *Nature*, 2004, 431(28): 1081–1084.
- [6] Wen Y H, Kuzucu O, Fridman M, et al. All-optical control of an individual resonance in a silicon microresonator [J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 108(22): 223907.
- [7] Yariv A. Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides [J]. *Electron Lett*, 2000, 36(4): 321–322.
- [8] Dumeige Y, Trebaol S, Ghisa L, et al. Determination of coupling regime of high-Q resonators and optical gain of highly selective amplifiers [J]. *J Opt Soc Am B*, 2008, 25 (12): 2073–2080.
- [9] Mazzei A, Götzinger S, Menezes Lde S, et al. Controlled coupling of counterpropagating whispering-gallery modes by a single Rayleigh scatterer: a classical problem in a quantum optical light[J]. *Phys Rev Lett*, 2007, 99(17): 173603.
- [10] He L, Özdemir S K, Xiao Y F, et al. Gain-induced evolution of mode splitting spectra in a high-active microresonator[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 2010, 46(11): 1626–1633.
- [11] Carmon T, Yang L, Vahala K. Dynamical thermal behavior and thermal self-stability of microcavities [J]. *Opt Express*, 2004, 12(20): 4742–4750.
- [12] Boyd R W. *Nonlinear Optics* [M]. 2nd ed. New York: Academic Press, 2003: 473–479.