

文章编号: 0253-2239(2007)01-0094-4

## 石英玻璃微球吸收光谱上的结构共振\*

张磊<sup>1</sup> 林国平<sup>1</sup> 蔡志平<sup>1,2</sup> 许惠英<sup>2</sup> 黄剑平<sup>2</sup> 孙明皓<sup>2</sup>

}	1 厦门大学物理系, 厦门 361005
	2 厦门大学电子工程系, 厦门 361005

**摘要:** 通过 CO<sub>2</sub> 激光器熔融不同直径的熔锥光纤以得到相应直径的石英玻璃微球, 利用此微球和熔锥光纤, 构造了球微腔耦合系统。实验中利用光腰直径为 3.1 μm 的熔锥光纤与直径为 143.1 μm 的石英玻璃微球进行耦合, 通过最大分辨力为 1 pm 的可调谐半导体激光器对该耦合系统进行光谱扫描, 发现石英玻璃微球的吸收光谱中出现分立的结构共振峰。利用光学微球腔理论讨论了石英玻璃微球吸收光谱中的结构共振, 并用米氏散射理论公式对一阶 TE 模共振峰的位置以及它们的间隔进行了计算, 共振峰位置实验结果与理论结果的误差仅为 0.03%, 表明实验与计算结果相符。

**关键词:** 激光器; 回廊模; 微球; 结构共振

中图分类号: O433.5 文献标识码: A

## Structural Resonances in Absorption Spectrum of Quartz Microsphere

Zhang Lei<sup>1</sup> Lin Guoping<sup>1</sup> Cai Zhiping<sup>1,2</sup> Xu Huiying<sup>2</sup> Huang Jianping<sup>2</sup> Sun Minghao<sup>2</sup>

}	1 Department of Physics, Xiamen University, Xiamen, 361005
	2 Department of Electronic Engineering, Xiamen University, Xiamen, 361005

**Abstract:** The quartz microspheres with different diameters are fabricated by melting the taper fibers with corresponding diameters using CO<sub>2</sub> laser. The spherical microcavity coupling system is constructed with taper fiber and the quartz microsphere. In the experiment, a coupling system is made of fiber taper with the diameter of 3.1 μm and a quartz microsphere with 143.1 μm diameter. The spectrum of this system is scanned using the tunable diode laser with the resolution of 1 pm, and the discrete structural resonance in the absorption spectra of the quartz microsphere is observed. According to the spherical microcavity theory, the above structural resonance is analyzed, and the Mie scattering theory is used to calculate the position of the first order TE modes and their spacing distance. The calculated result is in accordance with the observed resonance, with an error of only 0.03%.

**Key words:** laser; whispering gallery modes (WGMs); microsphere; structural resonance

## 1 引 言

微球腔由于具有高  $Q$  值和极小的模体积, 因此在许多领域得到应用, 例如窄带光学滤波<sup>[1]</sup>, 极低阈值激光器<sup>[2,3]</sup> 以及高灵敏度环境传感器等。处于回廊模下的微腔虽然具有很高的品质因数, 但模式所对应于球外的光场分布却是倏逝波, 而不是传统的法布里 - 珀罗谐振器那样的传播波。因此, 具有较

高效率的耦合方式是通过其它电介质物体产生的倏逝波耦合, 即近场耦合。目前使用的耦合器件有棱镜耦合器<sup>[4]</sup>、锥形光纤耦合器<sup>[5,6]</sup>、斜抛光纤耦合器<sup>[1]</sup>, 其中由标准通信光纤火焰法拉制的熔锥光纤的通光损耗小于 0.3 dB, 它与微球构成的耦合体系的附加损耗很低。利用熔锥光纤作为球谐振腔的输入输出耦合器件时, 要求熔锥光纤和微球的相位传

\*国家自然科学基金(602770026, 90206039)和福建省自然科学基金(A0310004)资助课题。

作者简介: 张磊(1982 - ), 男, 安徽庐江人, 博士研究生, 主要从事激光光电子器件方面的研究。

E-mail: furongzl@sina.com

导师简介: 蔡志平(1965 - ), 男, 福建莆田人, 教授, 博士生导师, 主要从事稀土掺杂光纤及有源器件、拉曼激光器、蓝光激光器等研究。E-mail: zpcai@xmu.edu.cn

收稿日期: 2006-03-29; 收到修改稿日期: 2006-05-19

播常量匹配。目前,国外一些研究组利用熔锥光纤作为耦合器去探索球微腔的非线性效应。例如在文献[2]中,Vahala 等人利用熔锥光纤作为石英介质微球腔的耦合器,获得了阈值为  $62 \mu\text{W}$  的拉曼光,而国内对石英介质微球腔中拉曼光谱效应的研究刚刚开展。为了精确获得石英玻璃微球拉曼的抽运光波长,以利于开展石英微球拉曼激光器的研究,文中利用光腰直径为  $3.1 \mu\text{m}$  的熔锥光纤与直径为  $143.1 \mu\text{m}$  的石英玻璃微球进行耦合,其中球微腔与熔锥光纤的耦合理论已被发表在文献[7]中。在实验中发现石英玻璃微球的吸收光谱中出现分立的结构共振峰。同时,利用米氏散射峰位计算公式<sup>[8]</sup>,对微球上所出现的结构共振进行了分析,并计算出峰位值,与实验结果进行了比较;还根据米氏散射的理论公式对共振峰间隔进行了计算,计算结果与实验结果比较符合。

## 2 实验结构

微球与熔锥光纤的耦合结构如图 1 所示。熔锥光纤耦合器被相切放置于微球的赤道面上。光纤耦合器的一端作为光的输入端,另外一端作为光的输出端。当入射光频率等于微球近表面赤道上某回廊模(Whispering gallery modes, WGM)的共振频率时,锥光纤空气中的泄漏基模将耦合进这个回廊模中,此时,球内电场主要为共振模电场,其它非共振模电场的贡献可勿略不计。光进入微球后,沿着球内表面不断进行全反射,最终在光输出端口输出。图 2 是实验系统的实物图,用数码照相机拍得。熔锥光纤的直径约为  $3.1 \mu\text{m}$ ,利用氢氧火焰熔融拉锥法制得,其通光损耗约为  $0.16 \text{ dB}$ 。微球是通过高温熔融法制得的,利用  $\text{CO}_2$  激光器去熔拉标准通信光纤以获得不同光腰直径的熔锥光纤,再利用  $\text{CO}_2$  激光器熔融光纤的末端,高温将细纤末端局部熔融,在表面张力作用下形成标准的球形,冷却后便是一个带光纤柄的微球。这种方法可以得到预期直径

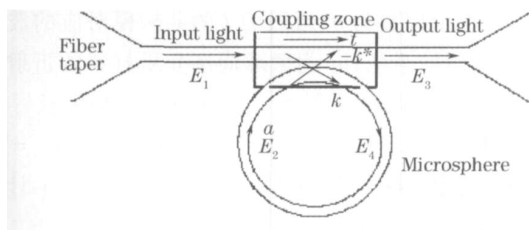


图 1 熔锥光纤与球微腔耦合系统示意图

Fig. 1 Sketch of the coupling system of a fiber taper and a microsphere resonator

的,球形度较好的微球,其表面光滑、干净,有低的光回廊模传输损耗。并且由于有留在微球上的光纤柄,便于操作。

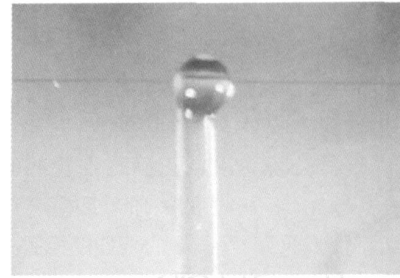


图 2 熔锥光纤与球微腔耦合系统实物图

Fig. 2 Magnified photograph of the actual taper fiber and spherical microcavity coupling system

## 3 结果与讨论

一个线宽为  $150 \text{ kHz}$  的可调谐半导体激光器作为输入光,在  $1540 \sim 1570 \text{ nm}$  之间以  $1 \text{ pm}$  为间隔进行连续扫描。图 3 是直径为  $143.1 \mu\text{m}$  的微球的归一化吸收光谱图,它显示出有规律的峰状结构,其周期约为  $3.6 \text{ nm}$ ,所有的信号都很强,最高吸收可以达到  $55\%$ 。在每个分立的峰中,最高的峰值所对应的模就是  $l = 1$  的 TE 模(即图中所标识的峰值)。图 3 中可以看到此模式所对应的吸收强度特别在,这是由于对于微球,回廊模级数越低,相应的  $Q$  值越高,因此该模式不断地在球内谐振吸收达到最强。为了测得该耦合系统的  $Q$  值,对图 3 中  $1550.897 \text{ nm}$  所对应的谱线进行放大,如图 4,其谱线线宽为  $22 \text{ pm}$ ,利用公式  $Q = \lambda / \Delta\lambda$ ,可以得到该耦合系统的品质因素  $Q = 7.1 \times 10^4$ 。但实际上由于仪器的分辨力不够,石英微球的  $Q$  值很高(可达到  $10^9$ )<sup>[2]</sup>,该峰值所对应的谱线中有一些吸收谱

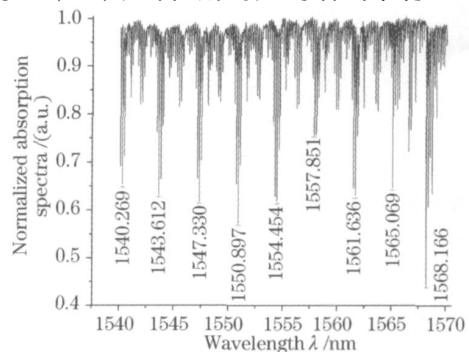


图 3 直径  $143.1 \mu\text{m}$  的石英微球的归一化吸收光谱

Fig. 3 Normalized absorption spectra of a quartz microsphere with a diameter of  $143.1 \mu\text{m}$

线并没有被扫描出来,因此该耦合系统的实际  $Q$  值大于测量值。从图 4 中可以看到,在 1550.897 nm 附近存在其它的吸收峰,这些峰所对应的是 TE 模的高阶模以及 TM 模位置。从图中可以看到这些峰所对应的线宽大小很接近,这是由于仪器分辨力不够,导致了谱线中的精细结构没有被测出,这有碍于我们从理论上分析这些峰所对应的确切模式,因此在以后的工作中提高仪器分辨力以期正确得到这些峰的属性(模式和线宽)。由于  $l=1$  的一阶 TE 模与熔锥光纤耦合效率最高,因此只对  $l=1$  的 TE 模模式进行了理论分析。

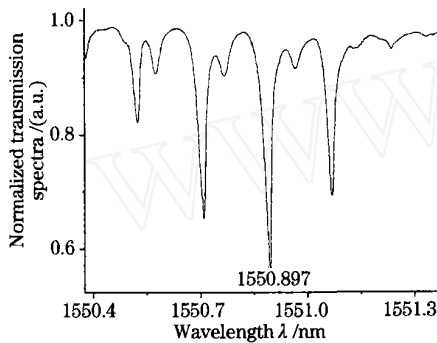


图 4 波长在 1550.897 nm 附近光谱的放大图

Fig. 4 Zoomed part of the transmission spectra with the wavelengths around 1550.897 nm

Schiller 等<sup>[8]</sup>根据米氏散射理论,推导出介电微球 ( $a \gg \lambda$ ) 中共振峰对应的尺寸参量 ( $x = 2a/\lambda$ ) 满足下列公式:

$$mx_{n,l} = -2^{-1/3} l^{1/3} - \frac{p}{(m^2 - 1)^{1/2}} + \left[ \frac{3}{10} 2^{-2/3} \right] \frac{2}{l} \cdot l^{-1/3} - \frac{2^{-1/3} p(m^2 - 2p^2/3)}{(m^2 - 1)^{-2/3}} l^{-2/3} + o(l^{-1}), \quad (1)$$

其中

$$p = \begin{cases} m, & \text{TE modes} \\ 1/m, & \text{TM modes} \end{cases}$$

式中  $x_{n,l}$  是模数为  $n$ 、级数为  $l$  的共振腔模的位置。 $l$  为艾里(Airy)函数  $\text{Ai}(-z)$  的第  $l$  个根,  $m$  为微球的折射率。 $n = n + 1/2$ ,  $n$  是球腔共振峰的模数。 $a$  为微球的半径。

微球折射率  $m = 1.4629$ , 直径  $2a = 143.1 \mu\text{m}$ 。利用(1)式算出的共振峰的波长和实验所得的结果(图 3)进行比较,并列在表 1 中,由表 1 可以看出,实验结果与(1)式所算出的共振峰的波长基本相符,误差最大仅为 0.03%。

表 1  $l=1$  时 TE 模的波长和  $n$  的关系

Table 1 Wavelength for a TE mode with mode number  $n$  and mode order  $l=1$

Mode number $n$	Theoretical results of wavelength / nm	Experimental results of wavelength / nm
406	1569.654	1568.166
407	1565.875	1565.069
408	1562.114	1561.636
409	1558.371	1557.851
410	1554.646	1554.454
411	1550.939	1550.897
412	1547.250	1547.330
413	1543.578	1543.612
414	1539.924	1540.269

由(1)式出发,可以推导出相同偏振模式、相同级数  $l$  下,相邻模数的两个尺寸参量之间的间隔:

$$m x_{n,l} = 1 - \frac{2^{-1/3} l^{-2/3}}{3} - \left[ \frac{1}{10} 2^{-2/3} \right] \frac{2}{l} \cdot l^{-4/3} + \frac{2^{2/3} p(m^2 - 2p^2/3)}{3(m^2 - 1)^{3/2}} l^{-5/3} + o(l^{-1}), \quad (2)$$

进一步可以得出两个共振峰之间的间隔:

$$\lambda_{n,l} = \frac{2}{2ma} \left[ 1 - \frac{2^{-1/3} l^{-2/3}}{3} - \left[ \frac{1}{10} 2^{-2/3} \right] \frac{2}{l} \cdot l^{-4/3} + \frac{2^{2/3} p(m^2 - 2p^2/3)}{3(m^2 - 1)^{3/2}} l^{-5/3} + o(l^{-1}) \right], \quad (3)$$

利用(3)式进行计算,其中取 1552.676 nm(图 3 中两个典型峰 1550.897 nm 和 1554.454 nm 的平均值),  $2a = 143.1 \mu\text{m}$ ,  $m = 1.4629$ , 级数  $l = 1$ ,  $n = -2.338$ , 取  $n = 410.5$ , 通过计算能得到共振峰间的间隔为  $\Delta\lambda = 3.624 \text{ nm}$ 。

同时,Chylek<sup>[9]</sup>根据米氏散射理论推导出了当微球的尺寸参量 [ $x = (2a/\lambda)$ ] 比较大(一般大于 50)时,相同偏振模式、相同级数  $l$  下,模数相邻的两个共振峰之间的间隔:

$$\lambda_{n+1,l} - \lambda_{n,l} = \frac{2}{2a} \frac{\arctan[(n_2/m_1)^2 - 1]^{1/2}}{m_1 [(m_2/m_1)^2 - 1]^{1/2}}, \quad (4)$$

其中  $\lambda_{n,l}$  表示模数为  $n$ 、级数为  $l$  的共振模对应的波长; $a$  为微球的半径; $m_1$  为微球周围介质材料的折射率; $m_2$  为微球材料的折射率; $\lambda_0$  为荧光的发射波长。

利用(4)式进行理论计算,  $m_1 = 1$ ,  $m_2 = 1.4629$ , 其中取 1552.676 nm,  $2a = 143.1 \mu\text{m}$ , 计算结果  $\Delta\lambda = 2.35 \text{ nm}$ 。

在图 3 中,取最上面发射光谱线中满足相同偏振模式、相同级数  $l$ 、模数相邻的形貌共振峰 1550.897 nm 和 1554.454 nm(其表现为:这些峰具

有几乎相同的半峰全宽,即品质因数相近),这两个峰的峰间间隔为  $\Delta\lambda = 3.557 \text{ nm}$ ,与上面的(3)式和(4)式计算的结果进行比较,明显可以看出与(3)式所计算的结果比较符合。这是由于(3)式的近似条件更精确,因此(3)式的理论结果接近于实验结果。

## 4 结 论

利用光腰直径为  $3.1 \mu\text{m}$  的熔锥光纤与直径为  $143.1 \mu\text{m}$  的石英玻璃微球进行耦合,发现石英玻璃微球的吸收光谱中出现分立的结构共振峰。结合这个实验,用米氏散射理论公式对共振峰的波长进行了计算,并与实验进行了比较;同时,分别利用 Schiller 和 Chylek 的理论对共振峰之间的间隔进行计算,发现 Schiller 的理论结果与实验结果基本一致,而 Chylek 的理论计算结果不接近实验结果。由于实验仪器的分辨力限制,所测得的  $Q$  值远小于实际耦合系统的  $Q$  值,因此将采用纳秒脉冲注入微球精确测量  $Q$  值<sup>[10]</sup>。

## 参 考 文 献

- 1 V. S. Chenko, X. S. Yao, L. Maleki. Pigtailed the high- $Q$  microsphere cavity: A simple fiber coupler for optical whispering-gallery-modes[J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(11): 723 ~ 725
- 2 S. M. Spillane, T. J. Kippenberg, K. J. Vahala. Ultralow-threshold Raman laser using a spherical dielectric microcavity[J]. *Nature*, 2002, **415**(6872): 621 ~ 623
- 3 M. Cai, K. Vahala. High efficient hybrid fiber taper coupled microsphere laser[J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(12): 884 ~ 886
- 4 M. L. Gorodetsky, V. S. Chenko. High- $Q$  optical whispering-gallery microresonators: precession approach for spherical mode analysis and emission patterns with prism couplers [J]. *Opt. Commun.*, 1994, **113**(2): 133 ~ 143
- 5 M. Cai, G. Hunziker, K. Vahala. Fiber-optic add-drop device based on a silica microsphere-whispering gallery mode system[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1999, **11**(6): 686 ~ 687
- 6 J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques *et al.*. Phase-matched excitation of whispering-gallery-mode resonances by a fiber taper [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(15): 1129 ~ 1131
- 7 Liu Lisa, Cai Zhiping, Wen Guobin *et al.*. Theoretical simulation for a coupling system with taper fiber and silicon-microsphere resonator[J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2004, **31**(4): 20 ~ 23 (in Chinese)  
刘丽娟,蔡志平,温国斌等. 熔锥光纤与球微腔耦合系统的理论模拟[J]. *光电工程*, 2004, **31**(4): 20 ~ 23
- 8 S. Schiller, R. L. Byer. High-resolution spectroscopy of whispering gallery modes in large dielectric spheres [J]. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(15): 1138 ~ 1140
- 9 P. Chylek. Partial-wave resonances and the ripple structure in the Mie normalized extinction cross section [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1976, **66**(3): 285 ~ 287
- 10 D. K. Armani, T. J. Kippenberg, S. M. Spillane *et al.*. Ultra-high- $Q$  toroid microcavity on a chip [J]. *Nature*, 2003, **421**(6926): 925 ~ 928