

超高精细度光学腔中低损耗的测量^{*}

李利平 刘 涛 李 刚 张天才[†] 王军民

(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电研究所, 太原 030006)

(2003 年 6 月 19 日收到; 2003 年 8 月 5 日收到修改稿)

对高精度光学腔的微弱损耗进行了测量. 利用不同扫描速度下的腔衰减振荡信号, 得到了腔的衰荡时间. 通过与相同镜面组成的超短微腔的直接精细常数的测量对比, 说明了这种方法的可靠性. 本实验通过对所得到的光腔衰荡信号的衰荡时间、衰荡强度变化进行计算处理得到光学腔的精细度为 $F = (2.13 \pm 0.09) \times 10^5$; 得到腔镜的反射率为 $R = 0.9999852 \pm 0.0000006$, 即腔的总损耗为 (29.50 ± 1.24) ppm. 由于该腔的线宽在 100 kHz 以下, 远低于一般的半导体激光器线宽, 因此可以利用此腔来测其线宽. 实验中测得 DBR 半导体激光器的线宽为 1.49 MHz.

关键词: 超高精细度, F-P 腔, 腔衰荡

PACC: 4285, 5270K, 4260D

1. 引 言

光腔衰荡光谱技术 (cavity-ringdown, CRD) 作为一种超高灵敏探测光谱技术^[1,2], 已成为光谱与其他微弱测量中一种重要的工具.

光腔衰荡技术是利用光在腔内来回振荡, 其出射光的强度随时间衰减, 利用该衰减速度来测量腔内损耗 (如腔镜反射率、物质吸收等)^[3]. 1980 年 Herbelin 等^[4]用腔衰减相移技术测定了高反射率镜片的反射率 (99.99%). 1988 年, O'Keefe 和 Deacon^[2]用脉冲光注入衰荡光腔内, 在测量不受激光强度起伏影响、吸收光往返长度达数千米的情况下, 进行物质吸收测量. 为避免脉冲光的宽线对测量的致命影响, 1997 年 Romanini 等^[5]用经过斩波后的连续光作为输入光输入光腔中, 从而得到高灵敏度吸收光谱. 随着超低损耗镜片镀膜技术的发展, 高反射率的镜片作为腔镜用于光腔衰荡技术中. Kimble 研究组报道用连续光作为光源, 在光腔衰荡实验中测得镜片反射率高达 $0.9999984^{[6]}$. 在国内, 中科院大连化学物理研究所用光腔衰荡光谱方法测量过高反镜的反射率^[7]以及腔内物质的吸收光谱^[8]. 中科院武汉物理与数学研究所与安徽光机所合作完成了用光腔衰

荡方法对 Ba 原子的吸收系数的测量^[9]以及对空腔中腔镜反射率的测量^[10]. 清华大学现代应用物理系对光腔衰荡也有过研究^[11].

对腔本身损耗的测量是利用高精度光学腔进行测量的关键. 本文建立了一套通过测试不同扫描速度下腔的透射衰荡信号进而获得腔损耗的系统, 实现了对损耗在约为 15 ppm (15×10^{-6}) 的低损耗的测量. 该实验的特点是: 实验过程相对简单, 连续运转, 不需要腔的锁定; 与通常的腔衰荡实验比较, 腔的长度相对较短, 在 2 cm 以下, 在腔衰荡信号比较明显的情况下, 克服了太长的腔带来的不稳定性; 通过与相同腔镜构成的微腔 (长度在 48 μ m) 的精细常数测量的对比, 确认最终的实验结果. 在本实验中测到光腔的双腔镜的总损耗为 (29.50 ± 1.24) ppm, 腔的精细度 $F = (2.13 \pm 0.09) \times 10^5$; 该装置对品质更高的腔损耗的测试会更有效.

2. 实验装置与结果

实验装置如图 1 所示.

钛宝石激光器 (Coherent, MBR110) 输出 852 nm 激光通过偏振分光棱镜 PBS 后得到 20 mW 左右的激光, 经单模保偏光纤 (OZ Optics Inc.) 耦合, 并经可连

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 60178006, 69928504, 10374062), 教育部优秀教师奖励基金, 留学基金和山西省青年基金 (批准号: 20031002) 资助的课题.

[†] E-mail: tczhang@sxu.edu.cn

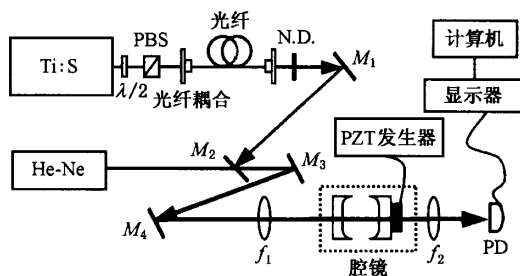


图1 实验装置图 Ti:S为钛宝石激光器;He-Ne为氦氖激光器;PBS为偏振棱镜;N.D.为滤光片; M_1-M_4 为反射镜; f_1, f_2 为透镜;PD为快速响应探测器;Scope为500MHz数字存储示波器

续调谐的滤光镜N.D.后,通过 $f=100\text{mm}$ 的透镜经模式匹配耦合入高精度度光腔中.实验所用的腔镜由两片相同的“超镜”(supermirror)组成(Research

Electronic-Optics, Inc.),每片镜片透射率标称为 $8\text{ppm}@852\text{nm}$,即 $T=8\times 10^{-6}$.曲率半径 $r=100\text{mm}$.根据需要,我们设计了腔长分别为 $L=17.8\text{mm}$ 的短腔和 $L=48\mu\text{m}$ 的微腔.实验中He-Ne激光器的输出光束是用以对光腔进行准直.He-Ne光束与 852nm 红外光束都经透镜 f_2 后由快速响应探测器(响应时间 1ns)测量,并输入500MHz数字存储示波器和计算机.实验中先准直He-Ne光与光学腔,再使红外光经 M_1, M_2 后与He-Ne光完全重合.再微细调 M_3, M_4 和装有腔镜、PZT(压电陶瓷,用三角波函数发生器、高压放大器来控制,所供电压为 $V_{\text{off}}=100\text{V}$, $V_{\text{pp}}=180\text{V}$)的两个五维镜架,在腔扫描时通过腔的透射获得红外光的共振峰.透镜 f_1 使光束与腔模达到空间模式匹配.改变PZT的扫描速度,可以在不同扫描下的腔透射进行系统的测量.

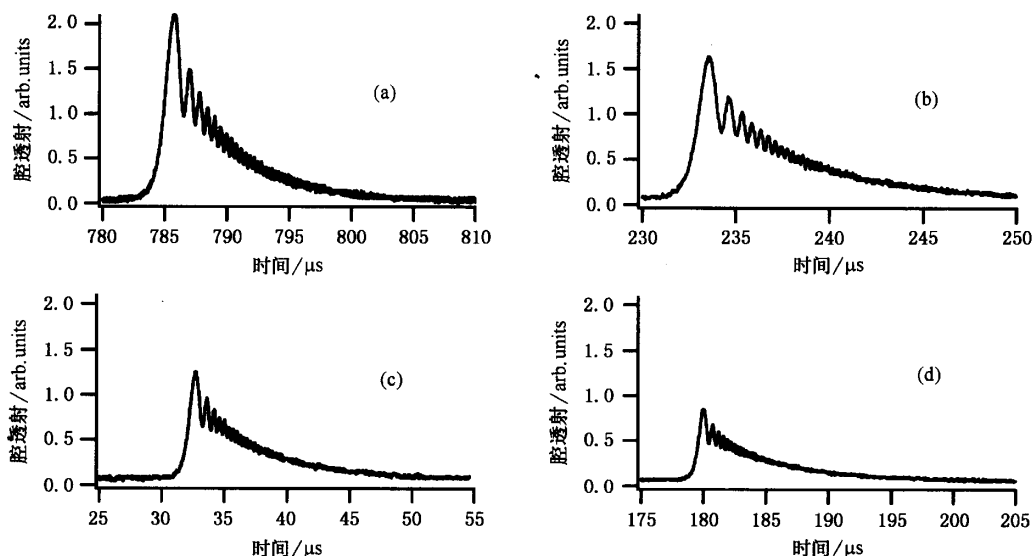


图2 不同扫描速度下得到的透射衰荡信号;本实验得到7种不同扫描速度下的透射信号,本图只列出其中4种图形;扫描速度分别对应为(a) 10Hz;(b) 25Hz;(c) 30Hz;(d) 40Hz

图2显示的是不同扫描速度下得到的一组腔的透射.(a),(b),(c),(d)分别对应扫描频率为10, 25, 30, 40Hz.我们看到随着扫描速度的增加,腔的衰荡信号逐渐减小,每个透射衰荡信号中的两相邻衰荡小峰间的时间间隔也有变化,即随扫速度增大, I_1, I_2 变小以及其对应的时间间隔 Δt 也变小.这是由于快速运动的腔镜,与相对于腔内光场的多普勒效应所致.Poirson等^[12,13]曾研究过该现象,发现如下关系:

$$\frac{F}{2} \left(\frac{I_1}{I_2} + a \right) = \frac{\pi c \Delta t}{d_0}, \quad (1)$$

其中 F 是腔的精细度; I_1, I_2 对应于衰荡信号中第一、二个峰的强度. c 是光速; $t_1 - t_2 = \Delta t$ 代表衰荡信号中第二和第一个峰对应的时间差; d_0 是腔长; $a = 2 - e$ 是一个常数.

不难看出,(1)式中比值 I_1/I_2 与 Δt 是简单的线性关系,在腔长一定的情况下,该直线的斜率由腔的精细度惟一确定.因此只要测出一系列不同扫描速度下的衰荡信号,就可以获得由(1)式确定腔的精细度,并进一步得到腔的衰荡时间和腔的损耗^[3,14]:

$$\tau_0 = \frac{F d_0}{\pi c}, \quad (2)$$

$$T_1 + T_2 \approx \frac{2\pi}{F}, \quad (3)$$

其中的近似是假定腔的反射率很高(约为 1). 这种方法的好处是不需要测定透射信号的绝对大小, 而只要比值 I_1/I_2 与 Δt 关系.

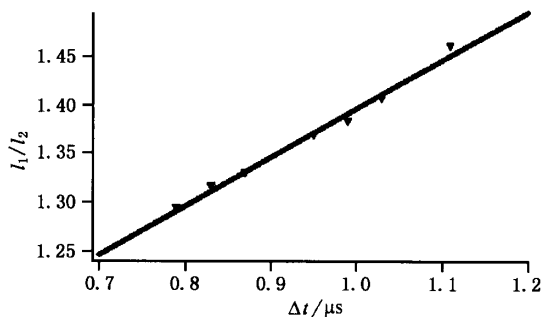


图 3 从 7 组透射信号中得到的比值 I_1/I_2 与 Δt 的关系图(其中 I_1, I_2 是每个透射信号中的第一、二个小振荡峰的强度; $\Delta t = t_2 - t_1$ 是两小峰对应的时间间隔);粗实线是根据(1)式对以上 7 点进行拟合得到的直线;直线的斜率为 $2\pi c/(d_0 F) = (4.97 \pm 0.22) \times 10^5$, 由此得到长度为 $d_0 = 17.8\text{mm}$ 腔的精细常数 $F = (2.13 \pm 0.09) \times 10^5$

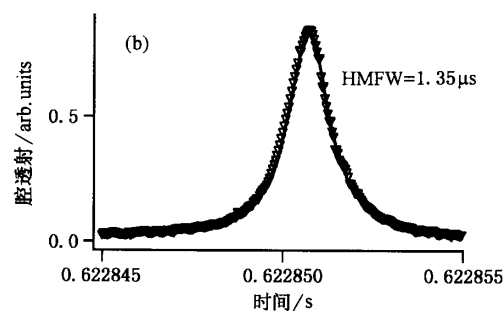
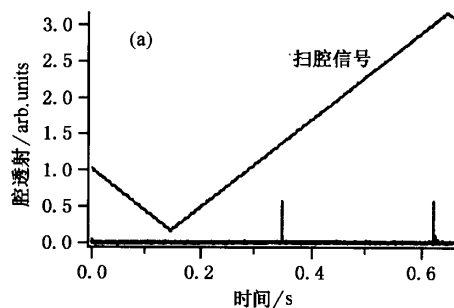


图 4 对与图 3 实验中的长腔具有相同腔镜的微腔进行实验 (a)是当用三角波扫描时探测微腔的自由光谱区,其扫描时间为 0.2744s ; (b)是微腔的一个共振透射峰,对其进行 Lorentz 拟合得到粗实线的半高扫描时间为 $\text{HMFV} = (1.35 \pm 0.01)\mu\text{s}$, 从而得到此微腔的精细常数 $F = (2.03 \pm 0.01) \times 10^5$.

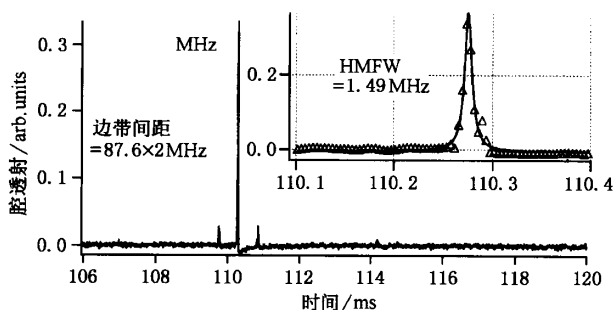


图 5 用超高精细度腔测量 DBR 半导体激光器线宽 图中在主峰两侧的小峰是通过位相调制器给激光加上边带,两小峰之间的频率间隔为 $87.6 \times 2\text{MHz}$, 以此两小峰作为频率标尺,测得拟和后的主峰的半高频率宽度 $\text{HMFV} = 1.49\text{MHz}$, 即为 DBR 半导体激光器线宽

我们在 7 种不同扫速下测得 7 组实验结果,图 2 为其中 4 组实验结果的衰荡信号波形.图 3 为分别根据这 7 种波形计算得到的 I_1/I_2 和 Δt 的数值,并进行拟合得出腔精细度 F .显然, I_1/I_2 与 Δt 之间的关系近似呈线性关系.在本实验中腔长 $d_0 = 17.8\text{mm}$,我们由此得到: $F = (2.13 \pm 0.09) \times 10^5$, 衰荡时间 $\tau_0 = (4.02 \pm 0.17)\mu\text{s}$, 总损耗 $T = T_1 + T_2 = (29.50 \pm 1.24)\text{ppm}$.

为了进一步验证实验结果,我们在由相同腔镜组成的微腔上,对其精细常数进行了直接测量.微腔的腔长通过测定其自由光谱区确定.实测其自由光谱区为 $\text{FSR} = 3.08 \times 10^{12}\text{Hz}$ (在中心波长 852.359nm 附近为 7.529nm), 因此微腔长为 $L = 48.67\mu\text{m}$.由于腔长缩短到 $1/365$,腔的衰荡时间相应地减小到约 10ns , 因此将不会看到衰荡信号,而是一般的 Lorentz 透射峰.

图 4 所示是微腔的透射信号由快速响应的探测器得到的结果.其中图 4(a)显示的是腔长扫过一个自由光谱区等到的透射峰, (b)是在提高示波器采样

率的情况下得到的透射峰的细微结构.显然,该透射峰呈非常好的 Lorentz 线型,我们通过拟合得到腔的线宽为 $\text{HMFV} = (1.35 \pm 0.01)\mu\text{s}$ (对应于 $(15.15 \pm 0.11)\text{MHz}$), 其自由光谱区为 0.2744s (对应于 $\text{FSR} = 3.08 \times 10^{12}\text{Hz}$), 由此获得腔的精细度为: $F = (2.03 \pm 0.01) \times 10^5$, 透射率 $T = T_1 + T_2 = (30.15 \pm 0.15)\text{ppm}$.

由于在腔长为 17.8mm 时,腔的线宽低于 100kHz , 因此该腔实际上可以作为一种测试激光器线宽的装置,当线宽为数兆赫兹的激光入射到该腔内时,其透射线宽由激光的线宽决定.图 5 是利用该腔对 DBR 半导体激光器所做的一个测量.实验中在光路上加入了一个 87.6MHz 的位相调制器,从而获

得透射的正负边带信号,利用该边带信号作为标尺,获得透射线宽为 1.49MHz.

3. 结论与讨论

我们通过对腔衰荡的测量和微腔精细常数的直接测量,利用两种完全独立的方法对高精度度腔的损耗进行了测量.两种方法的实验结果相差约为 2%.实验获得了所用“超镜”的损耗,其总损耗在 30ppm,即每片“超镜”的损耗在 15ppm,如果假定其

标称值为 8ppm,说明其额外损耗约为 7ppm.

需要指出的是,实验过程中所用的 Ti:S 激光器其输出线宽对本实验具有一定影响.其标称值为小于 100kHz.如果按照实测腔的精细度,可以得到长腔线宽为 42kHz.这说明在腔长为 17.8mm 时,腔的衰荡由激光的线宽和腔的损耗共同决定.但在微腔系统中主要由腔的损耗决定.由于该腔的线宽远低于一般的半导体激光器线宽,因此可以利用此腔来测其线宽.

-
- [1] Anderson D Z, Risch J C and Masser C S 1984 *Appl. Opt.* **23** 1238
 - [2] O'keefe A and Deacon D A G 1988 *Rev. Sci. Instrum.* **59** 2544
 - [3] Zhao H T, Liu X J and Zhan M S 2001 *Physics* **30** 217 (in Chinese)
[赵宏太、柳晓军、詹明生 2001 物理 **30** 217]
 - [4] Herbelin J M *et al* 1980 *J. Appl. Opt.* **19** 144
 - [5] Romanini D and Kachanov A A 1997 *Chem. Phys. Lett.* **264** 316
 - [6] Rempe G *et al* 1992 *Opt. Lett.* **17** 363
 - [7] Sun F G *et al* 1999 *Chin. J. Lasers A* **26** 35 (in Chinese)[孙福革等 1999 中国激光 **A 26** 35]
 - [8] Dai D X *et al* 1997 *Chin. J. Chem. Phys.* **10** 481 (in Chinese)[戴东旭等 1997 化学物理学报 **10** 481]
 - [9] Zhao H T *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1274 (in Chinese)[赵宏太等 2001 物理学报 **50** 1274]
 - [10] Zhao H T *et al* 2001 *J. Optoelect. Laser* **12** 71 (in Chinese)[赵宏太等 2001 光电子·激光 **12** 71]
 - [11] Zhu F Q *et al* 1998 *Chin. J. Chem. Phys.* **11** 26 (in Chinese)[朱方强等 1998 化学物理学报 **11** 26]
 - [12] Poirson J *et al* 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 2811
 - [13] Li Z, Stedman G E and Bilger H R 1993 *Opt. Commun.* **100** 240
 - [14] Yariv A Translator: Li Z Q 1983 *Introduction to optical electronics* (Beijing: Science Press) chap4 p70,85 (in Chinese)[A. 雅里夫著 李宗琦译 1983 光电子学导论(北京:科学出版社)第 4 章第 70,85 页]

Measurement of ultra-low losses in optical supercavity^{*}

Li Li-Ping Liu Tao Li Gang Zhang Tian-Cai[†] Wang Jun-Min

(*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto - Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 19 June 2003; revised manuscript received 5 August 2003)

Abstract

The ultra-low losses of the supermirror is measured by cavity-ringdown technique with a relative short cavity and independently with the directly finesse measurement of a microcavity with the same supermirrors. The measured cavity finesse is $F = (2.13 \pm 0.09) \times 10^5$ and $F = (2.03 \pm 0.01) \times 10^5$ respectively, and the total cavity losses are (29.50 ± 1.24) ppm and (30.15 ± 0.15) ppm. We also used the supercavity to measure the linewidth of a DBR diode laser.

Keywords: supermirror(super-finesse), F-P cavity, cavity ringdown

PACC: 4285, 5270K, 4260D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60178006, 69928504, 10374062), the TRAPOYT in Higher Education Institutions of Ministry of Education, and Research Funds for Returned Scholar and Youth from Shanxi Province (Grant No. 20031002).

[†] E-mail: tczhang@sxu.edu.cn