中国科学技术大学

University of Science and Technology of China

博士学位论文

论文题目 超高精细度光纤法珀微腔的实验制备与应用研究

作者姓名 周坤

学科专业 物理学

导师姓名 李传锋 教授 黄运锋 教授

完成时间 二〇一九年五月

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

中国科学技术大学

博士学位论文

超高精细度光纤法珀微腔的实验制备与应用研究

作者姓名：周坤

学科专业：物理学

导师姓名：李传锋 教授

黄运锋 教授

完成时间：二〇一九年五月

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

University of Science and Technology of China

A dissertation for doctor degree

Experimental fabrication and application research of ultra-high finesse fiber Fabry-Perot cavities

Author :	Kun Zhou
Speciality :	Physics
Supervisor :	Prof. ChuanFeng Li
	Prof. YunFeng Huang
Finished Time :	May, 2019

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文，是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名：周坤　　签字日期：2019.6.5

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一，学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权，即：学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅，可以将学位论文编入《中国学位论文全文数据库》等有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

☑公开　□保密 _____ 年

作者签名：周坤　　导师签名：[illegible]

签字日期：2019.6.5　　签字日期：2019.6.5

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

摘 要

法布里珀罗谐振腔最主要的两个特点是有效增加光场强度和良好的波长选择特性，已经被广泛应用在光谱、激光、通信以及传感、精密测量等科学研究和工程技术领域。而基于光纤的超高精细度的法布里珀罗微腔还具有小的尺寸易于集成、直接的光纤耦合传输、极小的模式体积以及良好的可调谐性等特点，能有效增强腔内光场和物质的相互作用，具有 purcell 增强效应，可以做强耦合，是诸如原子、离子、机械振子、量子点、色心等多个不同量子体系的重要研究工具。同时，超高精细度光纤法珀腔作为一种光纤传感器件，在新型传感领域具有重要的应用价值。本文主要研究超高精细度光纤法珀微腔的实验制备技术，同时将这个技术应用在传感以及离子阱的量子信息实验中。本文的主要内容包括：

1. 国内首次搭建一套基于二氧化碳气体激光器的加工超光滑微型镜面的实验装置，利用销蚀和热回流的原理，可与完成对不同种类型的光纤端面以及玻璃表面进行多种超光滑面型（球面镜，椭球面镜，透镜阵列）的加工，可以得到表面粗糙度 0.2nm，即原子起伏量级的极限光滑精度，制备的球面镜的曲率半径范围为 30 微米到 600 微米。

2. 完成超高精细度光纤法珀微腔制备的一整套工艺流程，包括多种镀膜工艺，样品表征测试，搭建微腔测试系统，完成微腔的腔长锁定实验等，腔的精细度达到 156000@739nm，线宽 10MHz。这些技术储备，对超高精细度光纤法珀微腔的实用奠定了重要的基础。

3. 实验制备了偏振非简并的光纤法布里珀罗微腔，并且模式的劈裂可调谐范围到 GHz 量级，这种新型的非简并法珀腔实现了腔内光子的偏振自由度的操控，可以应用在诸如原子、离子阱、色心、腔机械等多个实验系统中。

4. 实验制备了高灵敏度的光纤气泡微腔用于应变传感，传感的精度比同类型的传感器件高一个量级，达到 $56.69pm/\mu\varepsilon$。

5. 完成紫外波长段 369nm 光纤法珀微腔的实验制备，结合离子阱用于 Yb^+ 中 $^2P_{1/2}$ 能级到 $^2S_{1/2}$ 能级的跃迁的光子的收集，基于腔和离子参数的理论

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

计算表明，Purcell 因子可以增强到大于 2.5，单模光纤的收集效率也大于 10%，光纤腔和离子阱结合的这项技术可以制备超亮的单光子源等，为构建量子网络具有重要意义。

关键词： 超高精细度，光纤法珀腔，偏振非简并，应变传感，腔量子电动力学，离子阱

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

ABSTRACT

Fabry-Perot resonators are widely used in scientific research and engineering technology. There are two main features of such a cavity, the enhancement of the light intensity and the excellent wavelength selectivity, which have been applied in spectroscopy, lasers, telecommunications and sensing. High-finesse fiber Fabry-Perot cavities also have the advantages of small size, excellent integration, direct fiber coupling, ultra-small mode volumn and good tunability. This cavity can effectively enhance the interaction between light and matter inside the cavity and can arise Purcell edffect and strong coupling. Thus fiber cavities have been integrated with different quantum systems such as atoms, trapped ions, mechanical oscillator,quantum dot, colour center and so on. What's more, fiber cavities, which belongs to the fiber sensors, are of important application value in novel sensing fields. This thesis focus on the experimental fabrication of ultra-high finesse fiber cavities and use the cavities in sensing and quantum information fields. The main works of this thesis are listed below:

1. Design and build an experimental device based on CO_2 laser to machine micromirrors with ultra-low roughness. The machining process uses the principles of laser ablation and thermal reflow. It can fabricate ultra-smooth micro-optical components with different surface topography such as spherical mirrors, elliptical mirrors and lens arrays. The surface roughness of the mirror is 0.2nm which is the same order of the atom size and so it can support ultra-high reflectance coating. The machined spherical mirrors have different radius of curvature ranging from 30um to 600um.

2. Accomplish a set of processes to fabricate ultra-high finesse fiber cavities, including several kinds of coatings, sample characterization, building the cavity test system and the cavity length locking experiments. A cavity with finesse of 156000@739nm and with linewidth of 10MHz has been accomplished. These techniques is critical for the later applications.

3. Propose and fabricate polarization nondegenerate fiber Fabry-Perot cavities with large tunable splittings up to 3.2GHz. This novel cavity realizes the operation of

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

photon polarization degree of freedom and can be useful in several experimental systems.

4. Design a new kind of in-fiber air-bubble Fabry-Perot interferometer for strain sensing. The strain sensor has high sensitivity of $56.69pm/\mu\varepsilon$ which is about one order of magnitude higher than the traditional ones.

5. Demonstrate a fiber Fabry–Perot cavity in the ultraviolet range of 369nm, which covers the florescence wavelength for the $^2P_{1/2}$ to $^2S_{1/2}$ transition of Yb^+ and is designed for florescence collection. Based on the measured experimental parameters, simulation performed on the cavity and ion shows a Purcell factor better than 2.5 and a single-mode fiber collection efficiency over 10%. This technology can support ultra-bright single photon sources based on trapped ions and can provide the possibility to link remote atoms as a quantum network.

Keywords: ultra-high finesse, fiber Fabry-Perot cavities, polarazation nondegenerate, strain sensor, cavity quantum electrodynamics, trapped ions

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

目 录

摘 要 I

ABSTRACT III

目 录 V

第一章 绪论 1

参考文献 4

第二章 超高精细度光纤法珀微腔的基本原理 7

2.1 多光束干涉的基本原理和特性 8

2.2 法珀谐振腔的基本概念和参数 9

2.2.1 法珀谐振腔的精细度 9

2.2.2 法珀谐振腔的线宽，品质因子，腔内循环功率和驻波空间分布 .. 11

2.3 法珀谐振腔的 ABCD 矩阵 12

2.4 法珀谐振腔的模场理论 14

2.4.1 基模模式特征以及模场匹配 14

2.4.2 高阶模式特征 16

2.4.3 横模耦合理论 16

2.4.4 模式体积 21

2.5 法珀谐振腔的阻抗匹配理论 21

2.6 典型光纤法珀腔介绍 21

2.7 本章小结 23

参考文献 24

第三章 光纤微腔的实验制备与腔长锁定 27

3.1 光纤镜面的结构参数介绍 27

3.2 光纤镜面制备的基本原理 28

3.3 光纤镜面的实验制备 30

3.3.1 实验装置 31

3.3.2 制备工艺 35

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

3.3.3 镜面面型检测和分析 ····· 37
3.4 超高精细度光纤法珀微腔的制备、测试和分析 ····· 42
3.4.1 光学镀膜 ····· 42
3.4.2 光纤腔测试的实验 ····· 43
3.5 光纤法珀谐振腔的腔长锁定 ····· 43
3.5.1 锁腔基本理论 ····· 43
3.5.2 PDH 锁腔实验 ····· 51
3.6 本章小结 ····· 52
参考文献 ····· 53

第四章 偏振非简并的光纤法珀谐振腔 ····· 57
4.1 法珀腔内偏振模式不简并的基本原理 ····· 57
4.2 非简并光纤腔的制备 ····· 60
4.2.1 腔镜的设计 ····· 60
4.2.2 实验结果和分析 ····· 61
4.3 本章小结 ····· 63
参考文献 ····· 64

第五章 基于光纤气泡微腔的应变传感 ····· 67
5.1 光纤气泡腔传感简介 ····· 67
5.1.1 光纤气泡腔的研究进展 ····· 67
5.1.2 光纤气泡腔的基本原理 ····· 69
5.2 气泡腔制备的工艺 ····· 70
5.3 实验结果和分析 ····· 71
5.4 小结 ····· 72
参考文献 ····· 73

第六章 基于紫外光纤法珀腔的离子荧光的收集 ····· 75
6.1 光纤腔在离子阱中应用的简介 ····· 75
6.2 实验方案 ····· 77
6.3 对光纤腔的要求和制备 ····· 78
6.4 荧光收集模拟 ····· 81
6.5 本章小结 ····· 82
参考文献 ····· 83

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第七章 总结与展望 87

致 谢 89

在读期间发表的论文与获奖 91

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第一章　绪论

量子信息学已经成为当下多学科交叉的研究热点，研究的主要方向有量子计算，量子保密通信，量子模拟和量子精密测量等 [1–5]，其主要的技术手段包括离子阱 [6, 7]，中性原子 [8, 9]，线性光学 [10, 11]，超导约瑟夫森结 [12, 13]，量子点 [14, 15]，硅基半导体 [16]，色心 [17, 18] 等。在以上的多个物理体系里面，谐振腔都发挥了非常重要的作用。比如 1946 年，E.M.Purcell 首次提出自发辐射是偶极子与真空场相互作用的结果，会显著受到局域真空场的调制，此时要将偶极子 -腔场当做一个体系来对待，这种效应成为 Purcell 效应 [19, 20]，此后腔量子电动力学这门学科便伴随着谐振腔等技术手段的进步而逐步发展起来。上世纪八十年代，随着超导微波腔的发展，德国 G.Müller 小组在微波区第一次实现了腔和原子的强耦合相互作用 [21]，随后人们逐步观察到拉比振荡 [22]，实现双稳态 [23]，Fock 态 [24, 25] 等的制备。而基于微波腔的实验由于必须要在低温下进行，难以对原子独立准确地控制等原因，发展受到一定的局限。九十年代，随着光学镜片加工和薄膜生长工艺的发展，光学谐振腔的性能得到大幅提高，光频区域的腔量子电动力学得到了快速的发展。目前加州理工的 Kimble 组和德国马普所的 Rempe 组等走在光学法珀腔的研究前沿，他们的一系列极大地推动了腔量子电动力学在量子信息学中的发展 [26–30]。除了在腔量子电动力学上的法珀腔具有重要的研究应用价值，法珀腔是激光器三要素之一，是腔机械实验中重要的研究对象，是非线性光学的重要研究工具等。

然而，传统的光学法布里珀罗谐振腔是由两个光学镜片组成，首先镜片的体积大质量重，提高了实验过程中的集成和操控难度；传统的法珀腔的另外的不足在于传统的光学镜片的加工方法无法获得微米量级的曲率半径的镜面，使得谐振腔的模式体积难以做小，很难达到强耦合区域；再者由于传统的光学法珀谐振腔需要做空间上的模式匹配，多个光学腔之间的连接性很差，使得可扩展的量子网络，量子计算等难以实现。基于以上种种不足，2007 年法国高等师范大学的 *DavidHunger* 和 *JakobReichel* 发明了一种新型的基于光纤的法布里珀罗谐振腔 [31, 32]，其主要的特点在于拥有超高精细度以及极小的模式体积，同时其微型的尺寸方便集成以及调谐，还可以直接进行光纤耦合传输等，成为一项新兴的实验技术。

自从该实验技术发明以来，已经在多个实验领域发挥重要的价值。在原子离子实验中，在 2007 年，法国高师的 Jakob 就用光纤腔完成了一篇《自然》的

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

工作，做的是光纤腔内的波色凝聚的原子和腔的强耦合，使得相干相互作用远大于耗散，提高了相干时间 [31]；2014 年，《自然》上报道了 Jakob 实现了腔内 40 个原子的纠缠 [32]；又如 2015 年，德国 Kohl 和 Jakob 合作，完成了离子阱和半导体量子点的耦合，向着量子网络前进了一步 [33]。在 NV 色心实验中，2013 年，Jakob 与德国的 Becher 实现了将 NV 色心耦合到光纤腔内，实现了宽范围的窄带的单光子源 [34]；2016 年，德国的 Hunger 把 NV 色心耦合到可调谐的光纤腔中，实现了 purcell 增强的单光子源 [35]；在 2017 年，荷兰科学家将光纤腔集成到了 NV 色心上进行了自旋操作 [36]。在腔光力机械实验中，2012 年，Jakob 与美国耶鲁大学的 Harris 合作，将薄膜放在光纤腔中，测试了腔与薄膜的偶级耦合强度和四级耦合强度 [37]；2014 年，Jakob 与美国耶鲁大学的 Harris 继续合作，将薄膜放在光纤腔中间，实现了两个机械模式之间的耦合 [38]；在 2016 年，Jakob 与美国耶鲁大学的 Harris 又继续合作，开展了基于光纤的的超流布里渊腔机械实验，观察到了超流的热运动以及平均声子数低于十一 [39]。其他的代表还有，2012 年，Jakob 实现了碳纳米管的布里渊运动的腔增强的光学探测 [40]；2016 年，Jakob 用光纤腔实现了宽范围的可调谐的基于碳纳米管的单光子源 [41]；2017 年，Jakob 实现了碳纳米管的单光子和声子的耦合 [42]。由于光纤腔的优点突出，基于光纤腔的新的技术也有一定的发展。比如在 2014 年，美国的 Muller 等人实现了光纤腔内二氧化碳气体拉曼散射的 10^7 的增强，大大提高了气体探测灵敏度 [43]；2015 年，Jakob 使用光纤腔，只做了新型的扫描腔显微镜，空间分辨率小于 $1nm^2$[44]；2017 年，英国的苏萨克斯大学 Keller 实现了集成光纤的单个离子阱用于量子传感 [45]。

尽管国外的几个小组已经将光纤腔的实验技术以及应用做得非常出色，我读研之前国内没有相关的研究，同时我们实验室的例如离子阱，中性原子，色心系统等等都需要这样的实验技术，因此开展超高精细度光纤法珀微腔的实验制备的研究就有非常重要意义。同时国内目前没有设计制造传统的超高精细度法珀谐振腔的能力，主要从国外的 Research Electro-Optics 公司或者 Advanced Thin Films 等少数公司公司购买，价格昂贵，大大提高了实验门槛，而光纤法珀微腔的精细度国内也可以做到 10 万以上，光纤法珀腔可以在很多领域作为传统的法珀谐振腔的替代，从而大大降低实验成本以及难度，有助于提高国内腔量子电动力学的实验技术水平。

本人博士期间的主要工作就是国内首先发展了一套制备超高精细度光纤法珀微腔的实验技术，同时将这个实验技术应用于传感以及量子信息的研究中。从第二章开始具体内容如下，第二章，简要介绍光纤法珀微腔的基本原理；第三章，主要介绍光纤法珀微腔的实验制备以及腔长锁定；第四章，主要介绍我们在实验中制备出的一种新型的偏振非简并的法珀微腔；第五章，主要介绍将

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

光纤气泡微腔用于应变传感的实验研究；第六章，主要介绍光纤腔在离子阱中的应用；第七章，总结与展望。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

参考文献

参考文献

[1] Nielsen M A, Chuang I. Quantum computation and quantum information[J]. 2002.

[2] Shor P W, Preskill J. Simple proof of security of the BB84 quantum key distribution protocol[J]. Physical review letters, 2000, 85(2): 441.

[3] Georgescu I M, Ashhab S, Nori F. Quantum simulation[J]. Reviews of Modern Physics, 2014, 86(1): 153.

[4] Cirac J I, Zoller P. Quantum computations with cold trapped ions[J]. Physical review letters, 1995, 74(20): 4091.

[5] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L. Quantum metrology[J]. Physical review letters, 2006, 96(1): 010401.

[6] Gulde S, Riebe M, Lancaster G P T, et al. Implementation of the Deutsch–Jozsa algorithm on an ion-trap quantum computer[J]. Nature, 2003, 421(6918): 48.

[7] Kielpinski D, Monroe C, Wineland D J. Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer[J]. Nature, 2002, 417(6890): 709.

[8] Monroe C. Quantum information processing with atoms and photons[J]. Nature, 2002, 416(6877): 238.

[9] Mandel O, Greiner M, Widera A, et al. Controlled collisions for multi-particle entanglement of optically trapped atoms[J]. Nature, 2003, 425(6961): 937.

[10] Knill E, Laflamme R, Milburn G J. A scheme for efficient quantum computation with linear optics[J]. nature, 2001, 409(6816): 46.

[11] O'Brien J L, Pryde G J, White A G, et al. Demonstration of an all-optical quantum controlled-NOT gate[J]. Nature, 2003, 426(6964): 264.

[12] Makhlin Y, Scöhn G, Shnirman A. Josephson-junction qubits with controlled couplings[J]. nature, 1999, 398(6725): 305

[13] Yamamoto T, Pashkin Y A, Astafiev O, et al. Demonstration of conditional gate operation using superconducting charge qubits[J]. Nature, 2003, 425(6961): 941.

[14] Kikkawa J M, Smorchkova I P, Samarth N, et al. Room-temperature spin memory in two-dimensional electron gases[J]. Science, 1997, 277(5330): 1284-1287.

[15] Van der Wiel W G, De Franceschi S, Elzerman J M, et al. Electron transport through double quantum dots[J]. Reviews of Modern Physics, 2002, 75(1): 1.

[16] Kane B E. A silicon-based nuclear spin quantum computer[J]. nature, 1998, 393(6681): 133.

[17] Waldherr G, Wang Y, Zaiser S, et al. Quantum error correction in a solid-state hybrid spin register[J]. Nature, 2014, 506(7487): 204.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[18] Neumann P, Kolesov R, Naydenov B, et al. Quantum register based on coupled electron spins in a room-temperature solid[J]. Nature Physics, 2010, 6(4): 249.

[19] Purcell E M, Torrey H C, Pound R V. Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid[J]. Physical review, 1946, 69(1-2): 37.

[20] Purcell E M. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies[M]//Confined Electrons and Photons. Springer, Boston, MA, 1995: 839-839.

[21] Kuhr S, Gleyzes S, Guerlin C, et al. Ultrahigh finesse Fabry-Pérot superconducting resonator[J]. Applied Physics Letters, 2007, 90(16): 164101.

[22] Rempe G, Walther H, Klein N. Observation of quantum collapse and revival in a one-atom maser[J]. Physical review letters, 1987, 58(4): 353.

[23] Benson O, Raithel G, Walther H. Quantum jumps of the micromaser field: Dynamic behavior close to phase transition points[J]. Physical review letters, 1994, 72(22): 3506.

[24] Varcoe B T H, Brattke S, Weidinger M, et al. Preparing pure photon number states of the radiation field[J]. Nature, 2000, 403(6771): 743.

[25] Brattke S, Varcoe B T H, Walther H. Generation of photon number states on demand via cavity quantum electrodynamics[J]. Physical review letters, 2001, 86(16): 3534.

[26] Ye J, Vernooy D W, Kimble H J. Trapping of single atoms in cavity QED[J]. Physical Review Letters, 1999, 83(24): 4987.

[27] McKeever J, Buck J R, Boozer A D, et al. State-insensitive cooling and trapping of single atoms in an optical cavity[J]. Physical review letters, 2003, 90(13): 133602.

[28] Hijlkema M, Weber B, Specht H P, et al. A single-photon server with just one atom[J]. Nature Physics, 2007, 3(4): 253.

[29] Birnbaum K M, Boca A, Miller R, et al. Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom[J]. Nature, 2005, 436(7047): 87.

[30] Colombe Y, Steinmetz T, Dubois G, et al. Strong atom–field coupling for Bose–Einstein condensates in an optical cavity on a chip[J]. Nature, 2007, 450(7167): 272.

[31] Hunger D, Steinmetz T, Colombe Y, et al. A fiber Fabry–Perot cavity with high finesse[J]. New Journal of Physics, 2010, 12(6): 065038.

[32] Haas F, Volz J, Gehr R, et al. Entangled states of more than 40 atoms in an optical fiber cavity[J]. Science, 2014, 344(6180): 180-183.

[33] Meyer H M, Stockill R, Steiner M, et al. Direct photonic coupling of a semiconductor quantum dot and a trapped ion[J]. Physical review letters, 2015, 114(12): 123001.

[34] Albrecht R, Bommer A, Deutsch C, et al. Coupling of a single nitrogen-vacancy center in diamond to a fiber-based microcavity[J]. Physical review letters, 2013, 110(24): 243602.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[35] Kaupp H, Hümmer T, Mader M, et al. Purcell-enhanced single-photon emission from nitrogen-vacancy centers coupled to a tunable microcavity[J]. Physical Review Applied, 2016, 6(5): 054010.

[36] Robust nano-fabrication of an integrated platform for spin control in a tunable microcavity

[37] Flowers-Jacobs N E, Hoch S W, Sankey J C, et al. Fiber-cavity-based optomechanical device[J]. Applied Physics Letters, 2012, 101(22): 221109.

[38] Shkarin A B, Flowers-Jacobs N E, Hoch S W, et al. Optically mediated hybridization between two mechanical modes[J]. Physical review letters, 2014, 112(1): 013602.

[39] Kashkanova A D, Shkarin A B, Brown C D, et al. Superfluid brillouin optomechanics[J]. Nature Physics, 2017, 13(1): 74.

[40] Stapfner S, Ost L, Hunger D, et al. Cavity-enhanced optical detection of carbon nanotube Brownian motion[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(15): 151910.

[41] Jeantet A, Chassagneux Y, Raynaud C, et al. Widely tunable single-photon source from a carbon nanotube in the Purcell regime[J]. Physical review letters, 2016, 116(24): 247402.

[42] Jeantet A, Chassagneux Y, Claude T, et al. Exploiting one-dimensional exciton–phonon coupling for tunable and efficient single-photon generation with a carbon nanotube[J]. Nano letters, 2017, 17(7): 4184-4188.

[43] Petrak B, Djeu N, Muller A. Purcell-enhanced Raman scattering from atmospheric gases in a high-finesse microcavity[J]. Physical Review A, 2014, 89(2): 023811.

[44] Mader M, Reichel J, Hänsch T W, et al. A scanning cavity microscope[J]. Nature communications, 2015, 6: 7249.

[45] Horak P, Podoliak N, Takahashi H, et al. Integration of fiber-tip cavities in single-ion traps for quantum sensing[C]//2017 25th Optical Fiber Sensors Conference (OFS). IEEE, 2017: 1-4.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第二章　超高精细度光纤法珀微腔的基本原理

传统的光学法布里珀罗谐振腔的结构如图2.1(a) 所示，是由两个镜片组成，内侧的两个镜面一般是凹球面镜，很多在腔量子电动力学（(Cavity Quantum Electrodynamics) 实验中使用的法珀谐振腔是打磨过的锥形腔镜 [1, 2]，如图2.1(b) 所示。光纤法布里珀罗谐振腔简称光纤法珀微腔或者光纤腔，其结构示意图如2.2，典型特点是将两个光纤的端面制备成凹型球面镜，这样的好处在于不仅大大缩小的整个腔镜的尺寸 (光纤直径一般是包层 125/涂覆层 250 微米，比传统的法珀腔小两个量级以上)，同时光的传输直接在光纤内部传输，大大减少了在光路和实际操作的复杂程度，不需要透镜组实现空间光的模式匹配等，光纤传输也大大提高了后续探测的方便性 [3, 24]。

传统的法珀腔的基本理论研究已经比较完善，而光纤法珀微腔作为一种新型的微腔也有其自身的特点。本章主要介绍法珀腔的基本理论，并穿插介绍基于光纤的法珀腔的最新的理论研究进展。这对理解、设计制备、应用光纤腔都有帮助。

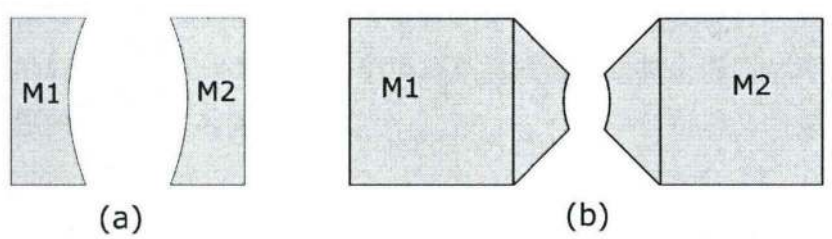

图 2.1 传统法珀腔示意图。

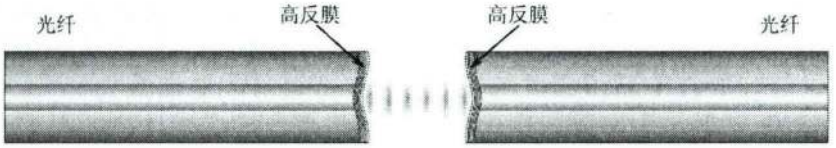

图 2.2 光纤法珀腔。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

2.1　多光束干涉的基本原理和特性

多光束干涉是法珀谐振腔的最基本的理论基础，这里做简单的推导。考虑到如2.3所示的折射率为 n 的厚度为 h 的平行玻璃板，周围是折射率为 n_0 的均匀介质，一束单色光以倾角 θ 入射到玻璃板表面的 A_1 点，分解成反射光 A_1C_1 和折射光 A_1B_1，折射光 A_1B_1 以折射角 θ_2 入射到玻璃板下表面 B_1，分解为反射光 B_1A_2 和折射光 B_1D_1，而反射光 B_1A_2 入射到上表面的 A_2，又分解为反射光 B_2A_2 和折射光 A_2C_2，如图2.3所示。如此反复的反射与折射，结果在平行玻璃板的上表面和下表面分别形成了一组振幅相减的平行光束，这些光束是相干的，可以形成等倾干涉条纹。

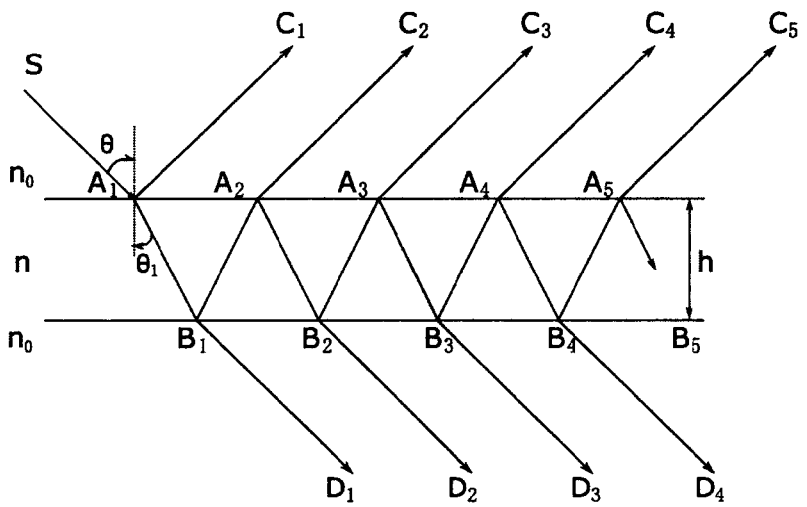

图 2.3 多光束干涉模型。

令 $E^{(i)}$ 为线偏振的入射光电矢量振幅，则相邻两个透射光线的相位差为

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} nh\cos\theta_1 \tag{2.1}$$

式中，h 表示玻璃板的厚度；λ_0 为真空中的波长；θ_1 为折射角。

令 r、t 分别为光波从均匀介质 n_0 进入平行玻璃板 n 的振幅反射比和振幅透射比，r'、t' 分别为光波从平行玻璃板进入均匀介质的振幅反射比和振幅透射比。则可以得到平行平面玻璃板透射的第 p 个分量波的复振幅为

$$E_p^{(t)} = tr'^{2(p-1)}t'e^{-i\delta(p-1)}E^{(i)} \tag{2.2}$$

假定平行玻璃板的面积为无限大，则会有无穷多个分量波进行叠加，可以得到

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

透射波的总电场为

$$E^{(t)} = E_1^{(t)} + E_2^{(t)} + E_3^{(t)} + \cdots + E_p^{(t)} + \cdots = \frac{tt'}{1 - r^2 e^{-i\delta}} E^{(i)} \tag{2.3}$$

透射光强为

$$I^{(t)} = E^{(t)} E^{(t)*} = \frac{T^2}{(1-R)^2 + 4R\sin^2\frac{\delta}{2}} I^2 \tag{2.4}$$

假设没有其他损失，即 $T + R = 1$，透射光相对于入射光的比例为

$$\frac{I^{(t)}}{I^{(i)}} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\frac{\delta}{2}} \tag{2.5}$$

类似的分析可以得到反射光强的相关表达式为

$$\frac{I^{(r)}}{I^{(i)}} = \frac{\frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\frac{\delta}{2}}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2\frac{\delta}{2}} \tag{2.6}$$

公式2.5和2.6就是理想情况下腔的透过率以及反射率，对后续腔的其他如线宽，品质因子等参数的计算都有意义，也是锁腔理论的基础。

当相位差 $\delta = 2\pi, 4\pi, 6\pi, \cdots$ 时，透射光有最大的强度；当 $\delta = \pi, 3\pi, 5\pi, \cdots$ 时，反射光有最大的强度。如图2.4是法珀腔的透射谱曲线，横坐标是相位差 δ，纵坐标是相应的谐振腔的透射率，红色曲线代表镜面反射率为 0.6，蓝色代表反射曲线为 0.9。由曲线可知，当镜面反射率增大时，谐振腔透过率的最大值不变，最小值会降低，同时曲线在极大值附近将变得越来越尖锐。后面会详细介绍谐振腔的峰越尖锐代表着它的精细度或者品质因子越高，但同时对谐振腔的反射率即镀膜的工艺要求就更高。

2.2　法珀谐振腔的基本概念和参数

2.2.1　法珀谐振腔的精细度

在介绍精细度 F(Finesse) 概念之前，首先介绍法珀腔的自由光谱范围 FSR(Free Spectrum Range) 的概念，即光源光谱的 m 级长波长 λ_2 和 (m+1) 级短波长 λ_1 的干涉极大值正好重合，而在波长差 $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ 范围以内的光波长都不会发生重合，这个波长差就被定义为自由光谱范围。假设法珀腔的腔长为 L，假设腔之间的折射率 $n = 1$，按照定义，有

$$2h = m\lambda_2 = (m+1)\lambda_1 \tag{2.7}$$

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

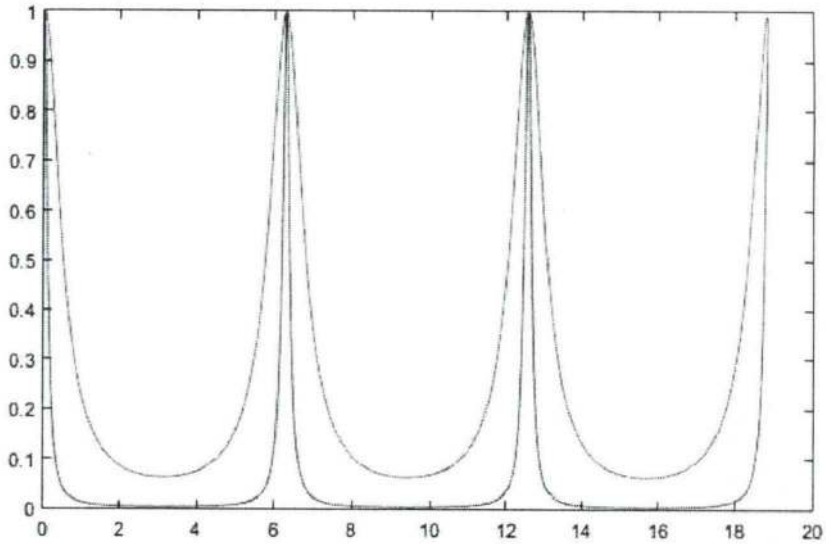

图 2.4 法珀腔的透射谱曲线。

由此可得，

$$FSR_\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{\lambda_2\lambda_1}{2L} \approx \frac{\lambda^2}{2L} \tag{2.8}$$

同理可得在频域范围的自由光谱范围为

$$FSR_\nu = \frac{c}{2L} \tag{2.9}$$

其中，c 为光速。干涉条纹的精细度的概念就是指的在一个自由光谱范围 FSR 可以有多少个半高全宽的共振峰 Δ，就是两个相邻峰之间的间距除以峰宽，即

$$F = \frac{FSR}{\Delta} = \frac{2\pi}{\Delta\delta} \tag{2.10}$$

令透射率为 1/2，则条纹的两个半强度点对应的相位为

$$\Delta\delta = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}} \tag{2.11}$$

则精细度表示为

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \approx \frac{2\pi}{2(1-R)} = \frac{2\pi}{\mathcal{L}_{tot}} \tag{2.12}$$

当 R 接近 1 上约等号成立，这是绝大多数的情况，腔镜的反射率都在 0.99 以上，这里的 $\mathcal{L}_{tot}$ 就是谐振腔内的总的往返一次损耗，即

$$\mathcal{L}_{tot} = \mathcal{T} + \mathcal{L}_s + \mathcal{L}_a + \mathcal{L}_c + \mathcal{L}_{other} \tag{2.13}$$

其中，$\mathcal{T}$ 是透射损耗，$\mathcal{L}_s$ 是散射损耗，$\mathcal{L}_a$ 是吸收损耗，$\mathcal{L}_c$ 衍射损耗，也叫剪切损耗 (clipping loss)，指的是由于有限的腔镜镜面尺寸导致的光的泄漏，$\mathcal{L}_{other}$

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

指的是由于实际谐振腔的两个镜片摆放的位置不理想导致的相对位置以及角度偏差产生的损耗。所谓吸收损耗，就是谐振腔腔镜的反射膜的对光的吸收，这个是需要实际测量的；散射损耗 [5] 的大小可以利用公式表示

$$\mathcal{L}_s \approx \left(\frac{4\pi\sigma_{\mathrm{sc}}}{\lambda}\right)^2 \tag{2.14}$$

其中，σ_{sc} 表示镜面的粗糙度。由于光纤端面加工过程中有热回流作用，表面张力可以将镜面起到光滑的作用，光纤端面的表面有 0.2nm 的表面粗糙度 [3, 25]，所以 $\mathcal{L}_s = 2.6ppm@1550nm$，$\mathcal{L}_s = 9.9ppm@800nm$，$\mathcal{L}_s = 39.4ppm@400nm$，所以从理论上讲，在光纤端面的镀膜的反射率目前最高基本就是 99.999%。为了保证耦合输出，所以要根据实际需求保证一定的透射率 $\mathcal{T}$。考虑到膜层本身也有一定的光吸收以及散射，好的镀膜可以保证控制在 2ppm 以内。对于光纤端面的镀膜，也要根据实际情况而定，现在常应用在光纤端面的镀膜一般都把近红外的膜系的 finesse 控制在 20 万以内，几万的 finesse 是最常见的 [3, 6, 8, 9]。我们这里所谓的其他的损耗 $\mathcal{L}_{other}$ 主要是由于在实际两个光纤镜面的校准上，横向的偏离轴心线的位移以及两根光纤轴线产生的夹角带来的损耗 [22, 23]。其次，光纤凹底部的凸起尤其是单模光纤，也会对带来损耗 [14]。衍射损耗 $\mathcal{L}_c$ 也即所谓的 clipping loss 模型 [3]。衍射损耗指的就是当腔内的光在镜面上发生反射时，由于有效的镜面直径造成的镜面边缘的光的衍射泄漏，数学形式为

$$\mathcal{L}_c = 1 - \frac{\int_0^{r_{\mathrm{clip}}} I(r) r dr}{\int_0^{\infty} I(r) r dr} = \exp\left(-2r_{clip}^2/\omega_m^2\right) \tag{2.15}$$

其中 $I(r)$ 是镜面上光强的分布，r_{clip} 是镜面尺寸的有效半径，而 ω_m 是镜面上腔模的半径，即光斑大小半径。由公式可知，增大 r_{clip} 以及减小 ω_m 对降低腔的衍射损耗具有重要意义，尤其是对于镜面尺寸最大只有光纤端面大小的光纤腔，想要设计腔长较长的光纤腔或者保证极低的损耗，就要保证制备的腔镜的尺寸足够大。

2.2.2　法珀谐振腔的线宽，品质因子，腔内循环功率和驻波空间分布

光学谐振腔的线宽就是共振峰的半高全宽 (full-width at half-maximum)，在频域用 $\delta\nu$ 表示，其公式为

$$\delta\nu = \frac{FSR_\nu}{F} \tag{2.16}$$

光学谐振腔的品质因子 Q(Quality Factor)，是衡量光学谐振腔的储能和选择频率的能力，其大小为

$$Q = \frac{\nu}{\delta\nu} = \frac{FL}{\lambda/2} \tag{2.17}$$

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

光学谐振腔的腔内循环功率 [10, 11] 也是重要的表征谐振腔的储能大小的参数，如下图2.5所示，其大小可以用以下公式简单估算为

$$P_{\text{circ}} = P_{\text{in}}\mathcal{T}_1\frac{F^2}{\pi^2}\frac{1}{1+4\frac{F^2}{\pi^2}\sin^2\left(2\pi\frac{v}{2\text{FSR}_v}\right)} \approx \frac{P_{in}}{T} \approx P_{in}\frac{F}{\pi} \tag{2.18}$$

其中 T 为腔镜的透射率，这里假设两个腔镜的参数相同。

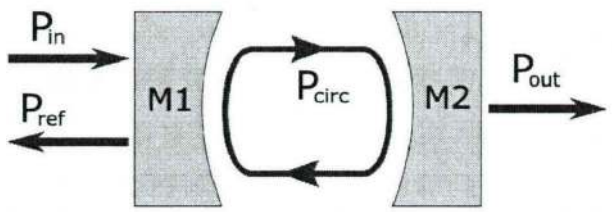

图 2.5 腔内循环功率。

腔内驻波的空间分布为

$$I(x,y,z) = I_0\frac{w_0}{w(z)}\exp\left(-2\frac{x^2+y^2}{w(z)^2}\right)\sin^2(kz) \tag{2.19}$$

其中 $w(z)$ 为腔模半径。

最后，这里做一个简单计算可以很好地在量级上加深理解光纤谐振腔的以上几个参数，考虑常用的光纤腔的腔镜的反射率都是 99.9937%，透射率为 20ppm，，精细度 50000，当腔长 $100\mu m$，入射波长 780nm，入射功率 $1mw$ 时，光纤腔的线宽 $\delta\nu$ 为 $30MHz$，Q 值为 1.3×10^7，循环功率和输入功率的比值 P_{circ}/P_{in} 约为 16000 倍。由此可知，高品质的光学谐振腔对腔内光场的增强效应是非常明显的。

2.3　法珀谐振腔的 ABCD 矩阵

基于傍轴光学的 ABCD 矩阵理论，主要是用来描述光线在介质或者光学元件中的传播的行为，这里只做简单介绍。常见光学元件的光学矩阵可以在很多参考书中找到，假设谐振腔的两个腔镜 $M1$ 和 $M2$ 的曲率半径分别是 R_1 和 R_2，两个腔镜的距离为 L，这样的光学谐振腔的 ABCD 矩阵为

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-\frac{2L}{R_2} & 2L(1-\frac{L}{R_2}) \\ -[\frac{2}{R_1}+\frac{2}{R_2}(1-\frac{2L}{R_1})] & -[\frac{2L}{R_1}-(1-\frac{2L}{R_1})(1-\frac{2L}{R_2})] \end{pmatrix} \tag{2.20}$$

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

稳定的谐振腔要求光线在腔内经过任意 n 次往而不至于横向溢出腔外，那么该矩阵的 n 次方的矩阵则要保证各个元素对任意 n 值都要保持有限，那么则可以得出

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right)\left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1 \tag{2.21}$$

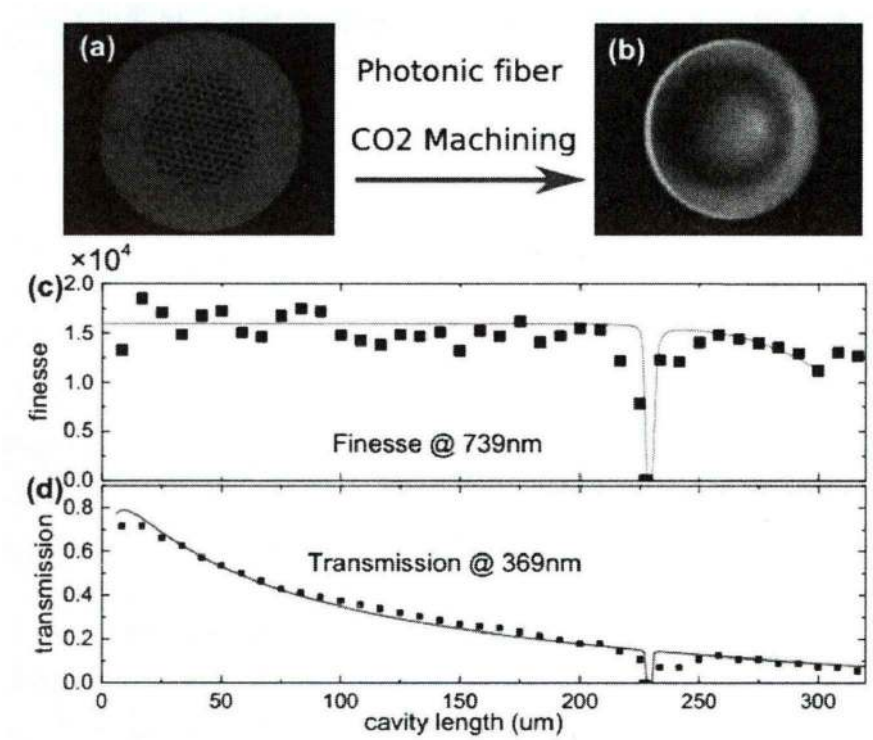

图 2.6 光子晶体光纤法珀微腔的透射谱以及精细度。

引入所谓 g 参数，上述公式可以写成

$$\begin{cases} 0 < g_1 g_2 < 1 \\ g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}, g_2 = 1 - \frac{L}{R_2} \end{cases} \tag{2.22}$$

这就是法珀腔的稳定条件，当如果是凹面镜向着腔内，则取 R 为正，反之取负值。

假设 $R_1 < R_2$，则稳定条件为 $(0, R_1) \cup (R_2, R_1 + R_2)$。我们在实验中大都数制备的腔都是这种由两个曲率半径不相同的两个镜面组成的，实际的法珀腔的测试也会看到以上的稳定条件对实际法珀腔透射谱的描述是正确的，如图所示2.6为我们实验中实际测试的光子晶体光纤法珀微腔精细度和透射谱线。在 $230\mu m$ 的附近，谐振腔的精细度以及透射谱都变为 0，这是由于实际设计的两个腔镜的曲率半径是 $225\mu m$ 和 $235\mu m$，根据法珀腔的稳定理论，在 $(225, 235)\mu m$ 之间，法珀腔是非稳腔，那么无法形成多光束干涉，透射率和精

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

细度都为零。在 $325\mu m$ 之后的透射率几乎为零，是由于实际的腔镜的有效尺寸较小，那么会有较大的衍射损耗，使得腔长的进一步扩展受到限制。

2.4　法珀谐振腔的模场理论

法珀谐振腔的模场理论主要包括腔内模场的模式特征，模式匹配理论，以及最新的基于光纤法珀腔模场衍射耦合理论。还有腔内非简并的模式理论，这个我们将会在第四章中详细介绍。

2.4.1　基模模式特征以及模场匹配

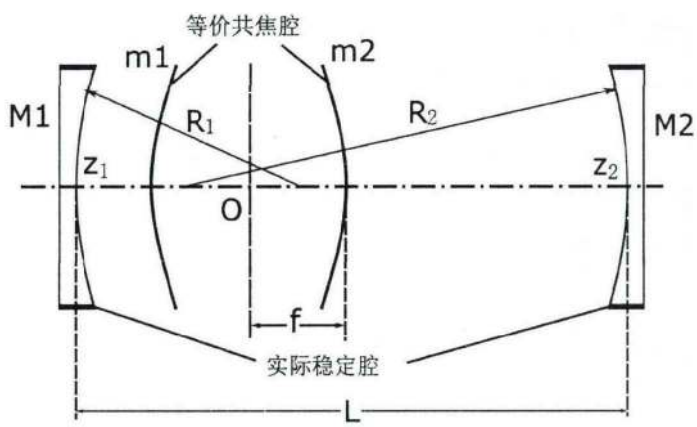

图 2.7 稳定谐振腔以及其等价共焦腔。

假设谐振腔的两个腔镜 $M1$ 和 $M2$ 的曲率半径分别是 R_1 和 R_2，两个腔镜的距离为 L，如图2.7所示。由于稳定的球面腔可以等价成某一个共焦腔，那么利用以下公式我们可以直接求出 z_1, z_2, f^2

$$\begin{cases} z_1 = \frac{L(R_2-L)}{(L-R_1)+(L-R_2)} \\ z_2 = \frac{-L(R_1-L)}{(L-R_1)+(L-R_2)} \\ f^2 = \frac{L(R_1-L)(R_2-L)(R_1+R_2-L)}{[(L-R_1)+(L-R_2)]^2} \end{cases} \tag{2.23}$$

由于共焦腔中基模的光斑尺寸为

$$w(z) = \sqrt{\frac{f\lambda}{\pi}\left[1+\left(\frac{z}{f}\right)^2\right]} = w_0\sqrt{1+\frac{z^2}{f^2}} \tag{2.24}$$

则可以计算出在 z_1, z_2 处光斑的大小，即两个腔镜 $M1$ 和 $M2$ 上的基模模场的半

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

径，即光斑尺寸大小为

$$\begin{cases} w_{m_1} = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} \left[\frac{R_1^2(R_2-L)}{L(R_1-L)(R_1+R_2-L)} \right]^{1/4} \\ w_{m_2} = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} \left[\frac{R_2^2(R_1-L)}{L(R_2-L)(R_1+R_2-L)} \right]^{1/4} \end{cases} \tag{2.25}$$

下面我们介绍光纤法珀腔的模式匹配理论 [3, 12]。由于光纤法珀腔的入射光是基于光纤传输的，即对于某种类型的光纤的光纤腔其入射以及出射的模场半径的大小是固定的，即为光纤的模场半径 w_f(就是光束在光纤内传播的高斯光斑半径)。在光纤腔内的模场要耦合到光纤内，其一个腔镜上的模式匹配的大小为

$$\epsilon = \frac{4}{\left(\frac{w_f}{w_m} + \frac{w_m}{w_f}\right)^2 + \left(\frac{\pi n_f w_f w_m}{\lambda R}\right)^2} \tag{2.26}$$

其中 w_m 就是腔内模场在镜面上的大小，n_f 是光纤的纤芯的折射率，R 为腔镜的曲率半径，则整个光纤腔的模式匹配为分别两个腔镜的模式匹配效率的乘积 $\epsilon_1\epsilon_2$。接着可以直接考虑光纤法珀腔的整体透射率，即为

$$\mathcal{T}_{\text{tot}} = \epsilon_1 \left(\frac{\mathcal{T}}{\mathcal{T}+\mathcal{L}} \right)^2 \epsilon_2 \tag{2.27}$$

其中 $\mathcal{L}$ 表示腔镜上的散射损耗，吸收损耗，衍射损耗等损耗之和。

由于光纤纤芯的模场半径是固定的，所以在一些需要较高的模式匹配的环境下，如腔长较长的情况下，由于腔镜上的模场半径远大于光纤的模场半径，导致模式匹配的效率很低。如果需要提高光纤腔的模式匹配，一个可行的办法就是在单模光纤的尾端接一个特定长度的折射率渐变的 GRIN 光纤段以及一小段多模的光纤光纤，分别用来做光束变化以及增加光纤的模场半径，这样的耦合效率在腔长变长的情况下仍能保持较高的值 [13]，其示意图如2.8所示，在 $400\mu m$ 的腔长下模式匹配效率到 90%。

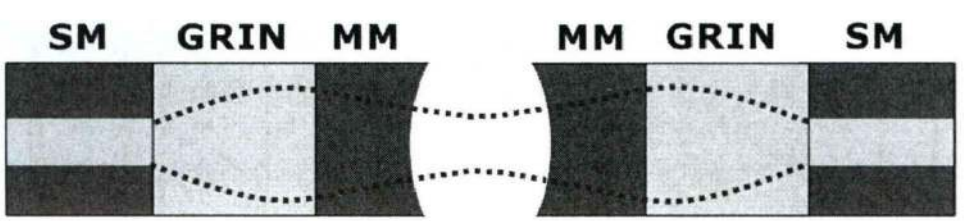

图 2.8 提高模场匹配。

另外相对简单可行的提高模场匹配的办法就是使用光子晶体光纤这样的模场半径比较大的光纤，或者对光纤尽心扩芯处理来增大光纤模场半径等 [14, 15]。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

2.4.2 高阶模式特征

由于实际上的光纤腔镜不是理想的旋转对称的球面镜，所以我们用 $Hermite-Gauss$ 模来描述光纤腔的模场分布，对于 TEM_{ml} 的模场可以表述为

$$E_{ml}(\vec{r}) = \frac{A_{m,l}}{\sqrt{w_x(z)w_y(z)}}\mathcal{H}_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{w_x(z)}\right)\mathcal{H}_l\left(\frac{\sqrt{2}y}{w_y(z)}\right) \times \exp\left[-\frac{x^2}{w_x(z)} - \frac{y^2}{w_y(z)} - \frac{ikx^2}{2R_x(z)} - \frac{iky^2}{2R_y(z)} - i\left(kz - \phi_{ml}(z)\right)\right] \tag{2.28}$$

其中 $\vec{r} = (x, y, z)$，$w_{x/y}(z)$ 和 $R_{x/y}(z)$ 为 z 位置的在 x 和 y 方向的模场的半径以及模场波前的曲率半径。归一化常数 $A_{m,l} = \sqrt{\frac{2}{2^{m+l}m!l!\pi}}$，$Gouy-phase$ 的大小为

$$\begin{aligned}\phi_{m,l}(z) &= (m+1/2)\phi_{0;x}(z) + (l+1/2)\phi_{0;y}(z)\\ \phi_{0;x/y}(z) &= \arctan\frac{\lambda z}{\pi w_{0,x/y}^2}\end{aligned} \tag{2.29}$$

当在 x 和 y 方向的腔镜的曲率半径大小不同时，则简并的高阶模式会劈裂开来 [8, 9]，这个会在第四章中详细介绍。谐振腔的共振频率为

$$\nu_{q;ml} = v_F\left(q + \frac{l+1/2}{\pi}\Delta\phi_x + \frac{m+1/2}{\pi}\Delta\phi_y\right) \tag{2.30}$$

这里 $\Delta\phi_{x/y} = \phi_{0;x/y}(z_1) - \phi_{0;x/y}(z_2)$ 就是在两个腔镜的位置 z_1 和 z_2 处的 $Gouy-phase$ 的相移，$q = 0, 1, 2, \ldots$ 表示模场的纵模指数，这些参数还要满足 $2kL - 2(m+l+1)\Delta\phi = 2\pi q$ 的共振条件。介绍完腔长的频率特性，考虑圆形对称的球面镜的情况，其空间的强度分布如图2.9所示 [16] 在实验中，可以测到的谱线以及其对应的模场分布的强度花样为图2.10所示 [17]，其中纵坐标是透射强度，横坐标是腔长相对变化长度，图中描述基模到第五高阶横模。

利用以上的光纤腔内的高阶模式可以突破衍射极限从而提高空间成像分辨率，Matthias Mader 等人实现了小于 $1nm^2$ 探测灵敏度的金颗粒成像 [18]。

2.4.3 横模耦合理论

横模耦合理论 [17, 19, 20] 讲的是由于实际的腔镜镜面不是理想的球面镜而导致的在一些特定腔长位置，不同模式之间交叠导致的横模耦合情况，一个典型的例子就是在实际的光纤腔的 $finesse$ 的测试过程中，会发现在正常的稳定区域内，在很多位置的精细度会有不同程度的偏离正常值的减少，如图2.11所示。用模式耦合理论就这很好解释，在一些原本基模共振的位置，由于出现了

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

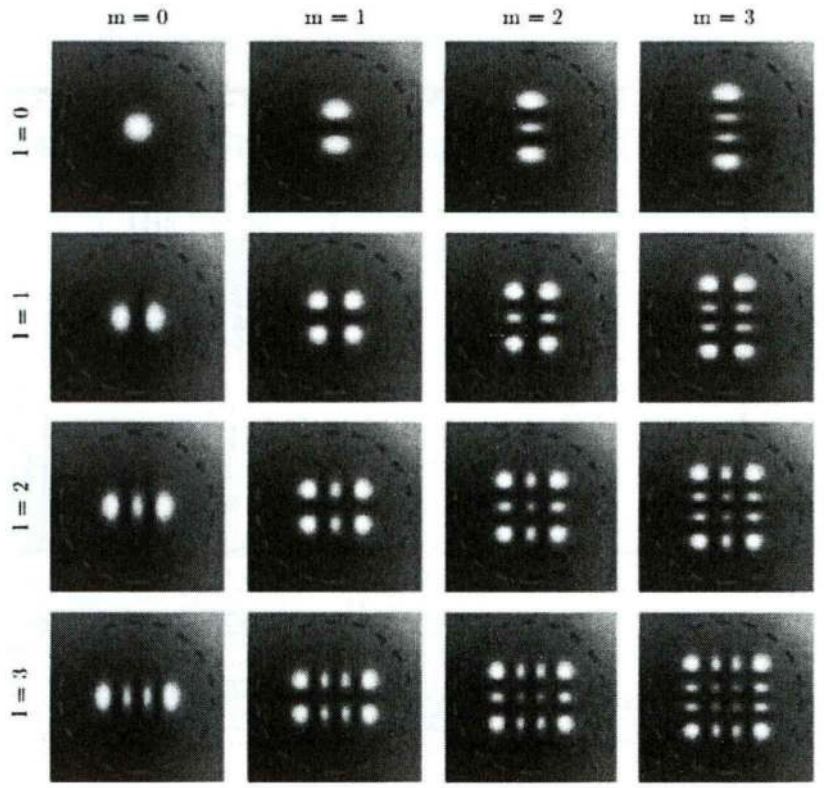

图 2.9 谐振腔的模场分布情况。

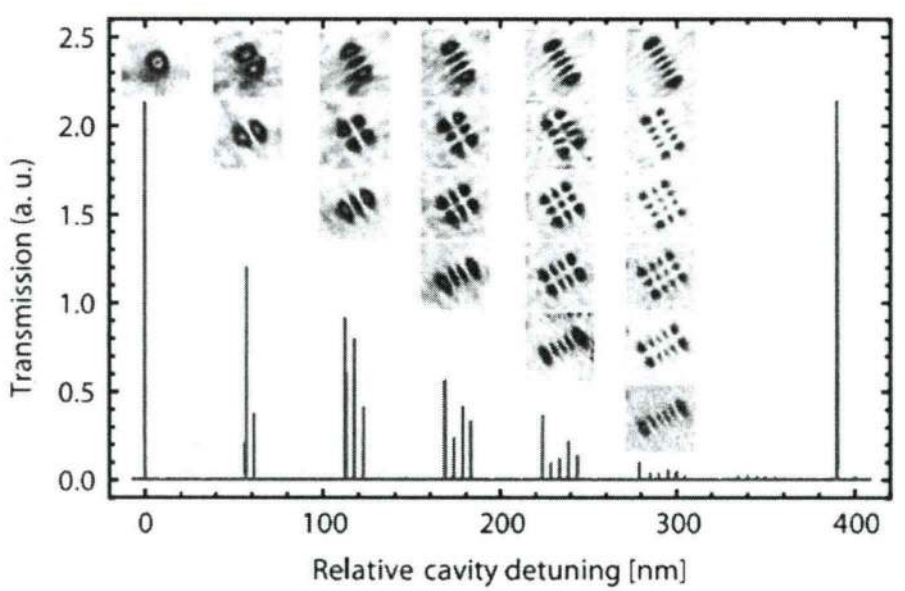

图 2.10 谐振腔透射谱和对应的模式。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

高阶模式和基模的耦合，使得基模中的能量减少，从而减弱了基模的多光束的复振幅，从而精细度以及透射强度都会下降。

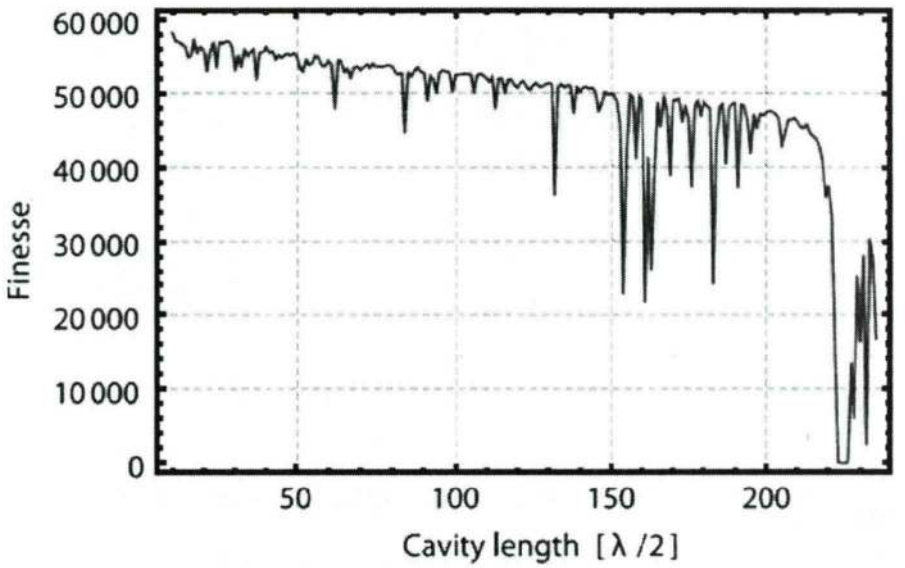

图 2.11 精细度随腔长 (纵模指数) 的变化。

其基本模型是，把实际的腔镜面型等效成标准球面镜的一个微扰，实际的本征模式 Ψ_i 用一系列 *Hermite–Gauss* 模式 Φ_k 展开，

$$\Psi_i = \sum_k c_{ik}\Phi_k, k = (m,n) \tag{2.31}$$

引入模式杂化矩阵 $(mode-mixingmatrix)M$，矩阵 M 表示模场 Ψ_i 经过腔内一个来回的变化，通过解本征值矩阵 $\gamma_i\Psi_i = M\Psi_i$ 可以得到其本征值 γ_i，这里的 γ_i 表示模场 Ψ_i 经过一个来回的复振幅的变化，矩阵 M 的矩阵元为 $M_{k,k'} = \exp(-4\mathrm{i}\pi d/\lambda)A_{k,k'}B_{k,k'}$，其中 $B_{k,k'} = \int_{-x_0}^{x_0}\int_{-y_0}^{y_0}\Phi_k^-\Phi_{k'}^{+*}\mathrm{e}^{-4i\pi\Delta(x,y)/\lambda}\mathrm{d}x\mathrm{d}\,y|_{z=z_m}$ 是有限腔镜上的不同模式之间交叠积分，我们假设这个腔镜是凹面镜。另一个 $A_{k,k'}$ 则表示在平面镜上模式的交叠积分，假设镜面使无限大的，则 $A_{k,k'}$ 就是 1。这里的积分范围是腔镜的整个范围，$\Delta(x,y)$ 表示实际腔镜和平面的高度差。只要 $\Delta(x,y)$ 不是球面函数或者镜面是有限的，那么矩阵 M 则有非对角元，横模杂化就会发生。非理想镜面引起的模式 Ψ_i 的衍射损耗大小为 $D_i = 1-|\gamma_i|^2$，根据公式2.13可计算精细度的大小。

这里通过两个例子来理解横模耦合理论，如图2.12所示，图 (a) 表示四阶横模 (0,4) 模以及 (1,3) 和基模的耦合情况，图 (b) 表示在不同的纵模指数的情况下的透射强度。在图 (a) 中，我们看第纵模指数为 198 的模场分布，这时基模的强度远高于 (0,4) 模的强度，而且两个模式共振的距离是最远的，这时图 (b) 中可

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

以看出基模的透射强度最大。在纵模指数从 198 到 204 的过程中，两个模式共振之间的腔长距离越来越小，基模的强度越来越小，(0,4) 模的强度越来越大，这个过程中基模中有越来越多的能量被耦合到 (0,4) 模中，就是说模式的交叠部分越来越大，所以整个腔的透过率越来越小。图 (b) 中是 203 的纵模指数的透过率最小，可能是由于在这个位置还有其他的高阶模式发生和基模的耦合，所以综合来讲这个位置的透过率最小。从纵模指数 204 以后，由于基模在共振处逐渐远离 (0,4) 模，所以有一段距离腔的透过率又上升了。

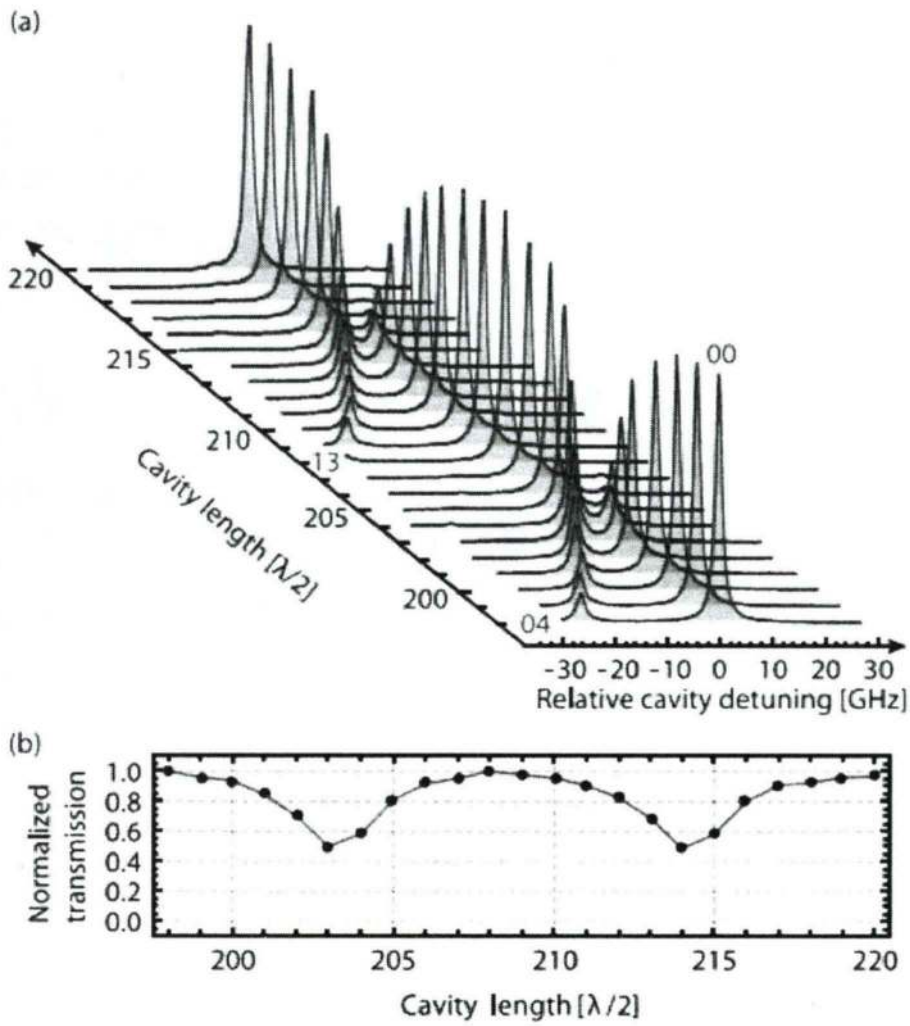

图 2.12 横模耦合 (一)。

第二个例子是如图2.13所示，可以更好地帮助理解模型。图 (a) 黑色曲线表示实际的测试精细度随纵模指数的变化，红色的为根据实际面型用上面的模型得到的数值模拟，和实际比较贴合，绿色的曲线是用根据实际面型的高斯拟合曲面来代入模型得到的数值模拟，结果与实际相比粗糙一些。图 (b) 表示实际的

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

基模的组成，这里的 $|c_{0k}|^2$ 表示基模 Ψ_0 用 *Hermite–Gaussian* 模式 Φ_k 的各个模式的所占的比重大小。上面的黑色曲线表示基模 Φ_0 的比重大小，下面的各个颜色的曲线代表各个高阶模式 Φ_k 的比重大小，比如说 $k=4$ 的模式，即 4^{th} 区域内，一共有 5 个非简并的高阶模式，4(0,4)，4(1,3)，4(2,2)，4(3,1) 和 4(4,0)。在这个区域内，Ψ_0 由不同比重大小 $|c_{04}|^2$ 的 Φ_4 以及比重大小为 $|c_{00}|^2$ 的 Φ_0 组成。如 *iv* 和正下面对应的 (0,4) 模共同组成该共振位置的实际基模，两个模式的比重大概都占 50%。就是说一个实际腔镜的基模，其实是一个标准球面镜基模以及其高阶模式的叠加。图 (c) 表示基模在不同腔长情况下的对应腔镜的有效曲率半径。图 (d) 表示图 (b) 中几个实际基模的模式强度分布花样，可以直观看出模式的重叠情况。

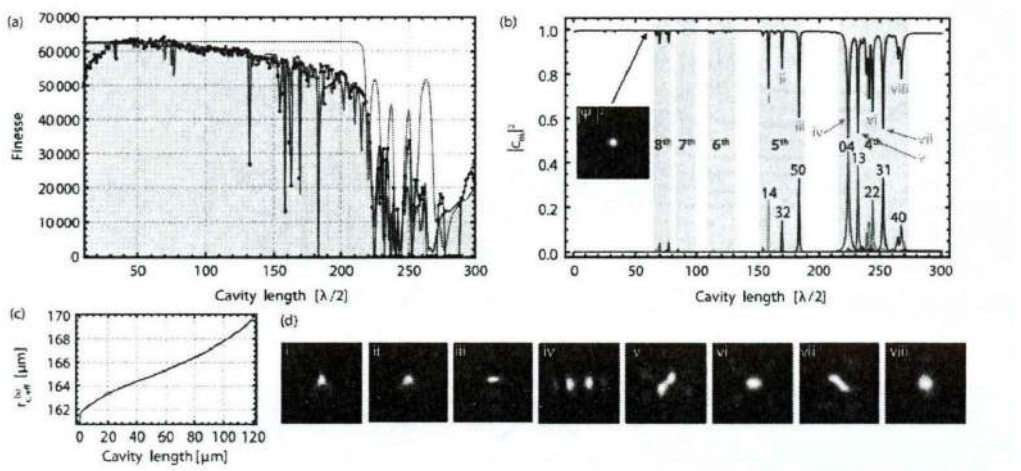

图 2.13 横模耦合 (二)。

在我们实际设计光纤法珀腔的时候，就要考虑横模耦合的影响，由于传统的法珀腔镜的尺寸相对于镜面上的模场直径是非常大的，所以第一就不需要考虑有限的镜面尺寸带来的衍射损耗；同时，由于传统的法珀腔使用机械化学抛光加工制造的曲率半径比较大的镜面，可以较好得满足球面镜的要求，也就不需要考虑横模耦合的情况。但是现在越来越多的小尺寸的法珀谐振腔尤其是光纤腔，用于腔量子电动力学以及腔机械实验中，为了提高光学腔的性能，就要在保证腔镜的设计在足够小的尺寸的同时，尽量减少衍射损耗以及横模耦合的损耗，就是要制造尽量符合标准球面镜面型的，且有效镜面尺寸足够大 (衍射损耗尽量小) 的微型镜面，还有要避免腔长在特定的横模耦合严重的区域内。在实际的光纤腔的制备过程中，以上的理论知识，我们都会涉及到。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

2.4.4 模式体积

模式体积的概念就是指该模式在腔内所扩展的空间范围，常用的模式体积的公式 [3, 21] 是

$$V = \frac{\pi}{4} w_0^2 L_{\text{cav}} \tag{2.32}$$

该参数在腔量子电动力学中具有重要作用，是提高原子与腔长相干能量交换速率 g 的决定性参数，会在第五章中详细介绍。

2.5 法珀谐振腔的阻抗匹配理论

谐振腔阻抗匹配的概念就是指的如何设计谐振腔的腔镜的反射率，使得共振时最多的光能够进入腔内，即反射光强为 0。这里将反射光强表达式写成更一般的形式，即两个镜面的反射率不相等，入射镜和出射镜的反射率分别是 R_1 和 R_2，则腔的反射率为

$$\frac{I_r}{I_{in}} = \frac{|E_r|^2}{E_0^2} = \frac{(r_1' - r_2)^2 + 4r_1' r_2 \sin^2\delta}{(1 - r_1' r_2)^2 + 4r_1' r_2 \sin^2\delta} = \frac{(R_1 - R_2)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2}\sin^2\delta}{\left(1 - \sqrt{R_1 R_2}\right)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2}\sin^2\delta} \tag{2.33}$$

腔的透射率为

$$\frac{I_t}{I_{in}} = \frac{|E_t|^2}{E_0^2} = \frac{t_1^2 t_2^2}{(1 - r_1' r_2)^2 + 4r_1' r_2 \sin^2\delta} = \frac{T_1 T_2}{\left(1 - \sqrt{R_1 R_2}\right)^2 + 4\sqrt{R_1 R_2}\sin^2\delta} \tag{2.34}$$

明显当 $R1 \neq R2$ 时，腔镜的反射率不能为零，所以要设计两个腔镜的反射率相等。更一般的情况，就是要求第一个入射腔镜的反射率要等于光经过所有其他光学元件或者物质一个来回后的剩下的光强比例，考虑入射镜的反射率 R_1，其他所有 M 个反射镜的反射率 R_i，所有 N 个腔内的光学元件或者其他物质的透过率 T_j，满足以下公式就满足阻抗匹配理论。

$$R_1 = \prod_{i=1}^{M} R_i \cdot \prod_{j=1}^{N} T_j \tag{2.35}$$

。

2.6 典型光纤法珀腔介绍

常用几种常用的光纤法珀腔，从光纤法珀腔的组成上看，如果是由两个光纤组成光纤腔，那么可以选择的光纤种类有单模光纤，多模光纤，光子晶体光纤等 [28–31]；还有一种常见的光纤腔是由一个光纤和平面镜组成的光纤腔的

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

结构，这种结构可以减少模式体积，方便空间光耦合，在很多实验里也有应用[16, 18, 26, 27]。

首先介绍一种极小模式体积的光纤腔 [32]，是由一个光纤镜和一个平面镜组成的，光纤腔的结构如图2.14(a) 所示，图 (b) 是光纤的剖面示意图，这里的光纤腔的模式体积约等于 λ^3。目前光纤腔的制备的光纤腔的模式体积最小在这个量级 [27]。

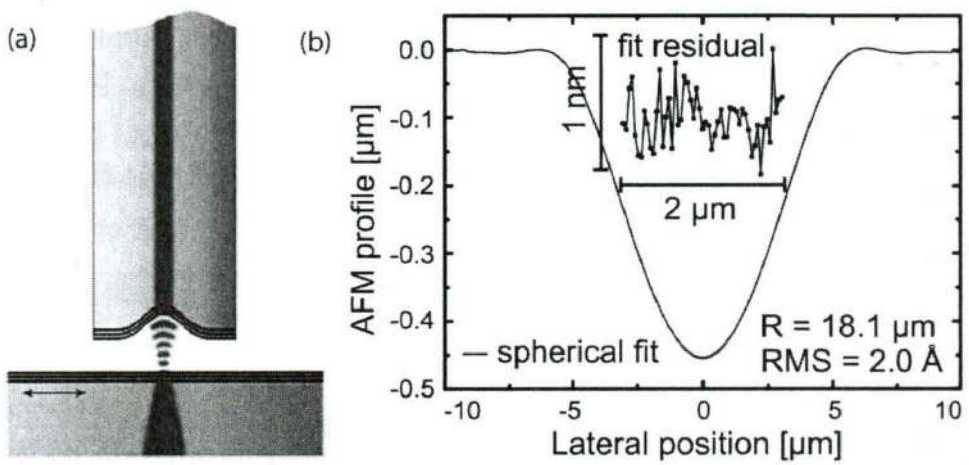

图 2.14 极小模式体积光纤腔。

第二种是腔长可以到毫米量级的光纤腔 [14]，是由一个光子晶体光纤 (PCF) 和多模光纤 (MMF) 组成的，光纤腔的结构如图2.15(a) 所示，图 (b) 是几种不同的光纤腔的精细度随腔长的变化的实验曲线图；图 (c) 是透射随腔长的变化曲线图。其中单模光纤 (SMF) 的曲率半径 $R_{SMF} = 1508 \pm 65\mu m$，多模光纤的曲率半径 $R_{MMF} = 1629 \pm 73\mu m$，光子晶体光纤的曲率半径 $R_{PCF} = 1492 \pm 110\mu m$。该光纤腔是目前报道的腔长最长的，这已经快接近传统的基于光学镜片的法珀腔的参数了。

在第一种短腔长的情况下是很难发生精细度下降等问题的，因为要保证此时的腔长越短越好，不会发生剪切损耗，也不会发生横模耦合损耗等。然而当腔长拉长时，精细度以及透射率下降的情况就出现了，需要用上面的理论进行解释。首先看 PCF-MMF 的光纤腔结构，精细度以及透射曲线随腔长在 $1.6mm$ 附近有一个下降的沟，这是由于腔长在 (R_{PCF}, R_{MMF}) 是非稳定区域。PCF-MMF 腔的拟合有两种，一种 "fit" 是基于简单的剪切损耗的模型，另一种 "$simulation$" 是基于实际面型的拟合，后者更接近实验值。而 SMF-MMF 腔的精细度以及透射都快速下降，这是由于在光纤镜面的制备中，单模光纤的中间部位的纤芯和包层的成分不同导致激光消蚀的一致性不好，如图2.16所示，在中间的纤芯区域单模光纤比光子晶体光纤的中心区域的一致性差很多，所带来

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

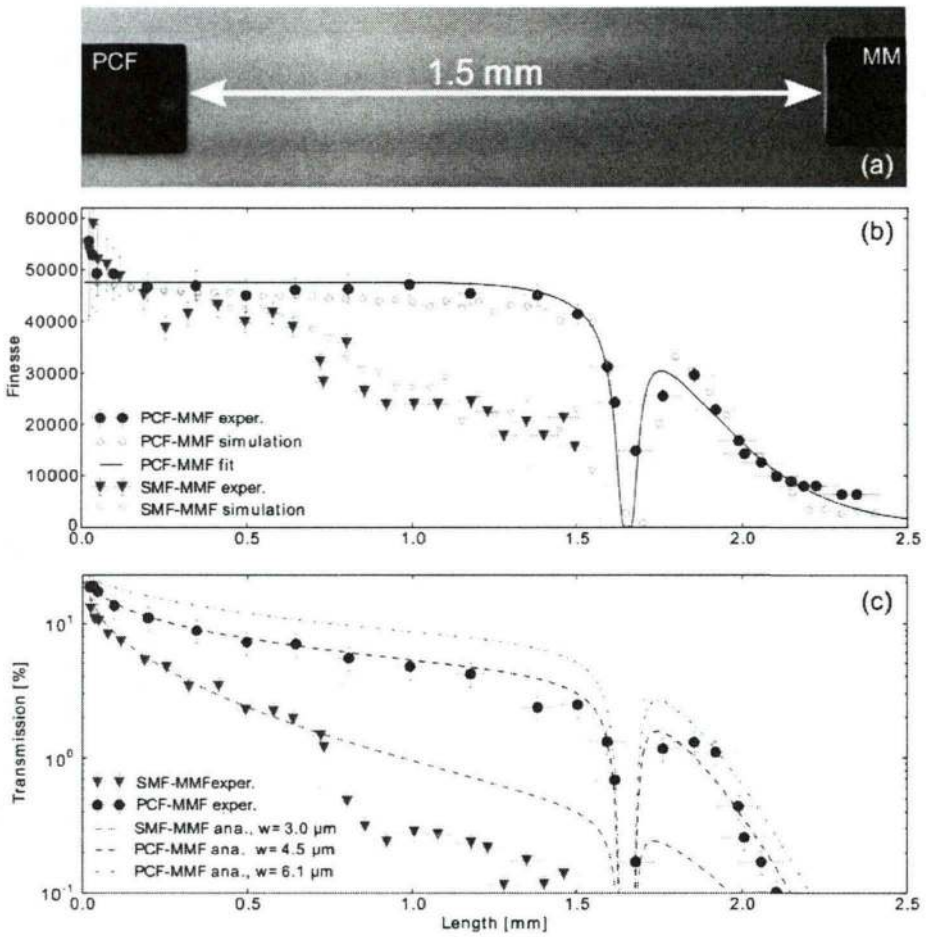

图 2.15 毫米量级腔长的光纤腔。

的损耗更大。

2.7　本章小结

本章所介绍的光纤腔的理论基本覆盖了光纤腔的大多数重要的概念。首先介绍多光束干涉的基本原理，引出法珀腔的概念；然后介绍了法珀腔性能的一些重要性能参数，包括精细度、品质因子、循环功率等，同时举例给出了典型光纤法珀腔的这些参数的大小，可以从量级上更好地理解光纤腔的特点；介绍法珀腔的 ABCD 矩阵理论，就是为了引入法珀腔的基本的稳定条件，这个是设计光纤腔结构最基本要保障的前提；在介绍法珀腔的模场理论的小节里，除了介绍基本的基模和高阶模的特征、模式体积以及阻抗匹配的概念，还着重介绍光纤腔的模场匹配理论以及横模耦合理论等重要的概念。本章的各个概念是理解光纤法珀腔的重要前提，对指导法珀腔的制备和应用具有重要价值。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

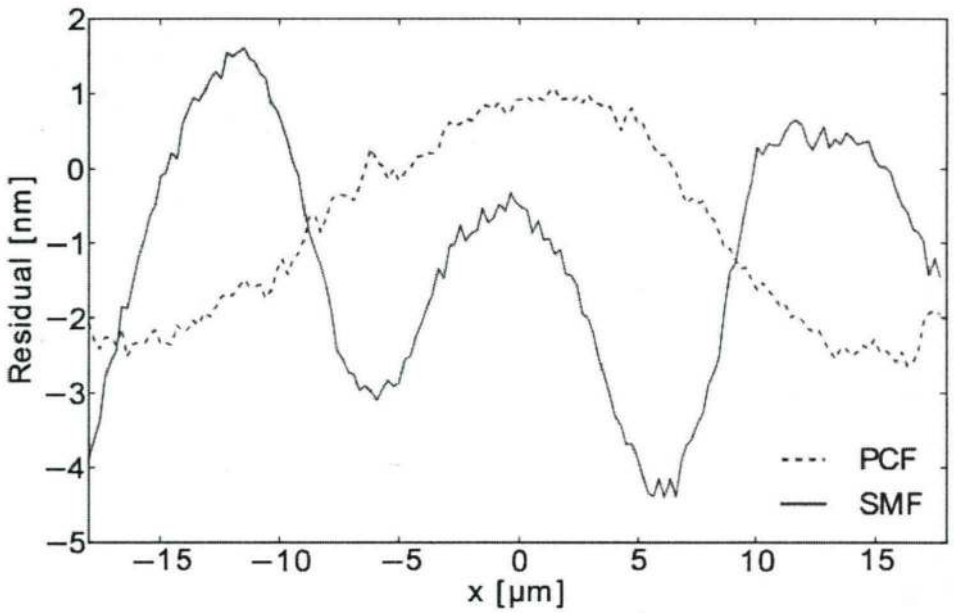

图 2.16 毫米量级腔长的光纤腔。

参考文献

参考文献

[1] Mabuchi H, Doherty A C. Cavity quantum electrodynamics: coherence in context[J]. Science, 2002, 298(5597): 1372-1377.

[2] Hood C J, Lynn T W, Doherty A C, et al. The atom-cavity microscope: Single atoms bound in orbit by single photons[J]. Science, 2000, 287(5457): 1447-1453.

[3] Hunger D, Steinmetz T, Colombe Y, et al. A fiber Fabry–Perot cavity with high finesse[J]. New Journal of Physics, 2010, 12(6): 065038.

[4] Hunger D, Deutsch C, Barbour R J, et al. Laser micro-fabrication of concave, low-roughness features in silica[J]. Aip Advances, 2012, 2(1): 012119.

[5] Bennett J M. Recent developments in surface roughness characterization[J]. Measurement Science and Technology, 1992, 3(12): 1119.

[6] Brandstätter B, McClung A, Schüppert K, et al. Integrated fiber-mirror ion trap for strong ion-cavity coupling[J]. Review of Scientific Instruments, 2013, 84(12): 123104.

[7] Muller A, Flagg E B, Lawall J R, et al. Ultrahigh-finesse, low-mode-volume Fabry–Perot microcavity[J]. Optics letters, 2010, 35(13): 2293-2295.

[8] Uphoff M, Brekenfeld M, Rempe G, et al. Frequency splitting of polarization eigenmodes in microscopic Fabry–Perot cavities[J]. New Journal of Physics, 2015, 17(1): 013053.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[9] Cui J M, Zhou K, Zhao M S, et al. Polarization nondegenerate fiber Fabry-Perot cavities with large tunable splittings[J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(17): 171105.

[10] Fernandez J C G, Murcia S. Strong Coupling Between Small Atomic Ensembles and an Open Fiber Cavity[D]. Universitäts-und Landesbibliothek Bonn, 2018.

[11] Siegman A E. Lasers university science books[J]. Mill Valley, CA, 1986, 37: 208.

[12] Joyce W B, DeLoach B C. Alignment of Gaussian beams[J]. Applied optics, 1984, 23(23): 4187-4196.

[13] Gulati G K, Takahashi H, Podoliak N, et al. Fiber cavities with integrated mode matching optics[J]. Scientific reports, 2017, 7(1): 5556.

[14] Ott K, Garcia S, Kohlhaas R, et al. Millimeter-long fiber Fabry-Perot cavities[J]. Optics express, 2016, 24(9): 9839-9853.

[15] Takahashi H, Morphew J, Oručević F, et al. Novel laser machining of optical fibers for long cavities with low birefringence[J]. Optics express, 2014, 22(25): 31317-31328.

[16] Ott K. Towards a squeezing-enhanced atomic clock on a chip[D]. Paris 6, 2016.

[17] Benedikter J, Hümmer T, Mader M, et al. Transverse-mode coupling and diffraction loss in tunable Fabry–Pérot microcavities[J]. New Journal of Physics, 2015, 17(5): 053051.

[18] Mader M, Reichel J, Hänsch T W, et al. A scanning cavity microscope[J]. Nature communications, 2015, 6: 7249.

[19] Kleckner D, Irvine W T M, Oemrawsingh S S R, et al. Diffraction-limited high-finesse optical cavities[J]. Physical Review A, 2010, 81(4): 043814.

[20] Laabs H, Friberg A T. Nonparaxial eigenmodes of stable resonators[J]. IEEE journal of quantum electronics, 1999, 35(2): 198-207.

[21] Kubista M. A New Fiber Mirror Production Setup[J]. 2017.

[22] Joyce W B, DeLoach B C. Alignment of Gaussian beams[J]. Applied optics, 1984, 23(23): 4187-4196.

[23] Gallego J, Ghosh S, Alavi S K, et al. High-finesse fiber Fabry–Perot cavities: stabilization and mode matching analysis[J]. Applied Physics B, 2016, 122(3): 47.

[24] Brandstätter B, McClung A, Schüppert K, et al. Integrated fiber-mirror ion trap for strong ion-cavity coupling[J]. Review of Scientific Instruments, 2013, 84(12): 123104.

[25] Muller A, Flagg E B, Lawall J R, et al. Ultrahigh-finesse, low-mode-volume Fabry–Perot microcavity[J]. Optics letters, 2010, 35(13): 2293-2295.

[26] Albrecht R, Bommer A, Deutsch C, et al. Coupling of a single nitrogen-vacancy center in diamond to a fiber-based microcavity[J]. Physical review letters, 2013, 110(24): 243602.

[27] Kaupp H, Hümmer T, Mader M, et al. Purcell-enhanced single-photon emission from nitrogen-vacancy centers coupled to a tunable microcavity[J]. Physical Review Applied, 2016, 6(5): 054010.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[28] Colombe Y, Steinmetz T, Dubois G, et al. Strong atom–field coupling for Bose–Einstein condensates in an optical cavity on a chip[J]. Nature, 2007, 450(7167): 272.

[29] Meyer H M, Stockill R, Steiner M, et al. Direct photonic coupling of a semiconductor quantum dot and a trapped ion[J]. Physical review letters, 2015, 114(12): 123001.

[30] Haas F, Volz J, Gehr R, et al. Entangled states of more than 40 atoms in an optical fiber cavity[J]. Science, 2014, 344(6180): 180-183.

[31] Volz J, Gehr R, Dubois G, et al. Measurement of the internal state of a single atom without energy exchange[J]. Nature, 2011, 475(7355): 210.

[32] Greuter L, Starosielec S, Najer D, et al. A small mode volume tunable microcavity: Development and characterization[J]. Applied physics letters, 2014, 105(12): 121105.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第三章　光纤微腔的实验制备与腔长锁定

光纤腔实验制备的主要步骤分为光纤镜面的激光加工，面型检测，镀膜，谐振腔的测试分析等四个主要的步骤 [1, 3]。光纤腔作为一个微型精密元件，其制备的过程比较繁琐。法国高等师范大学的 Reichel 和 Hunger 等人首先制备出光纤腔，并对光纤腔进行了详细的介绍 [1, 2, 4]。开始的时候，人们制作的光纤腔是基于搭建的简单的激光加工装置，直接用透镜将激光进行聚焦到光纤端面进行单脉冲加工，但这样的镜面的可控性以及重复性都不好 [5]。比如镜面的有效尺寸比较小，镜面的曲率半径难以做大，镜面都是高斯面型，等等，这些限制了光纤腔的应用，例如离子阱由于离子带电，需要腔长到 $200\mu m$ 以上防止镜面极化带电影响离子的囚禁。随后英国苏萨克斯大学的 Hiroki Takahashi 等人通过将光纤旋转起来同时用多脉冲加工的方法，制备了曲率半径可以到 $700\mu m$ 的光纤镜面 [6]。随后 Reichel 和他的学生 Konstantin 也改进了实验装置，用多脉冲在光纤端面不同的位置进行加工，从而获得曲率半径可到 $1.5mm$ 左右的光纤镜面，而且光纤腔腔长可以到 $1.5mm$[7]。还有很多其他改进的方面，如光斑质量，稳定功率，提高运动控制精度，光斑大小的控制，等等。

在光纤腔的实验技术在不断发展的同时，人们也观察到光纤腔实际测试中出现的各种实验现象，比如在某些稳定的腔长区域光纤腔的精细度和透射率会快速下降 [8]；透射峰在某些区域出现有模式劈裂现象 [9, 10]；精细度在真空中下降的现象 [11–14] 等。通过分析，人们逐步深入了解光纤腔的特性，制备出符合需求的超高精细度光纤法珀腔。

在这一章，我们主要介绍如何搭建制备光纤镜面的二氧化碳激光加工装置，如何测试表征光纤腔的关键参数，以及光纤腔在实际应用中要进行的腔长锁定的实验技术。

3.1　光纤镜面的结构参数介绍

首先介绍用于光纤腔镜制备的常用光纤类型，有单模光纤，多模光纤，光子晶体光纤，镀铜光纤等。裸光纤一般都是有三个部分组成的，从外向里是涂覆层，包层，以及传输光的纤芯部分。多模光纤以及光子晶体光纤经常用于提高模式匹配的效率，镀铜光纤用于真空中防止光纤漏气影响真空度。如图3.1所示，是一般加工所得的光纤镜面的剖面示意图，在光纤的中心位置有一个凹陷

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

的曲线 (通常不是一个完美的圆弧)，在其底部可以用一个圆来拟合获得底部近似圆弧的曲率半径为 R，即光纤腔镜的曲率半径 ($radius of curvature □ ROC$)，$D$ 表示腔镜的有效直径，即表示底部近似圆弧的镜面的大小。t 表示圆弧凹陷的深度，这个会决定组合的腔长的最小值。理想的情况下，是希望可以直接获得一个凹陷的圆弧，但由于激光是高斯能量分布的，所以比较困难。

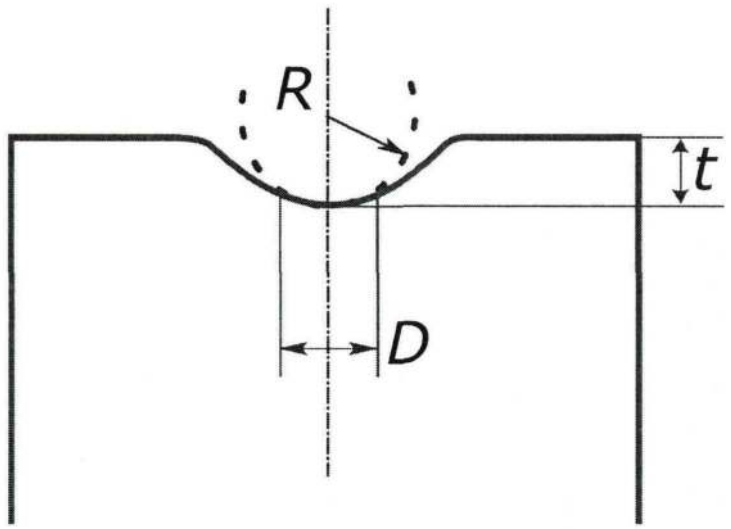

图 3.1 光纤镜面的剖视图。

3.2　光纤镜面制备的基本原理

二氧化硅在远红外的 $9.3\mu m$ 的波长上具有吸收峰值 [15]，如图3.2是熔融石英在 $1-15\mu m$ 的吸收指数的曲线图。由于二氧化碳激光器的波长在 $9-11\mu m$，因此是用于激光热消蚀的理想工具。我们可以控制的激光的参数有功率大小，脉冲时间以及光斑束腰，在这些参数满足一定关系的时候，激光热消蚀作用就可以直接形成凹陷的曲面结构。但如果参数控制不好，使得材料的熔化厚度比较大的时候，很容易就出现常见的凸起的结构以及光纤边缘一圈变得圆弧等 [1]。因此理想的激光器波长的选择应该是 $9.3\mu m$，因为这个波长的吸收是最强的，比常用的 $10.6\mu m$ 的效果很好多。如图3.3是 $9.3\mu m$ 和 $10.6\mu m$ 的效果对比示意图，由于 $9.3\mu m$ 的更强的吸收导致的加热的深度更浅，因此获得的面型更理想。实际的过程中，人们首先用的是 $10.6\mu m$ 波长的二氧化碳激光器，因为这个波长的激光器更常用，其次，发现上面的问题也是在逐渐需要曲率半径更大的光纤镜面加工过程发现的，即使是 $10.6\mu m$ 的波长，如果入射的光斑远小于光纤端面，就不会出现上述的圆形边缘。

二氧化碳激光消蚀的理论如下，只有当温度超过大约 $T \sim 2600K$ 时，石英的蒸发才会出现。在 $T > 2600K$ 时，这时的石英德蒸气压超过空气，这时的表

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

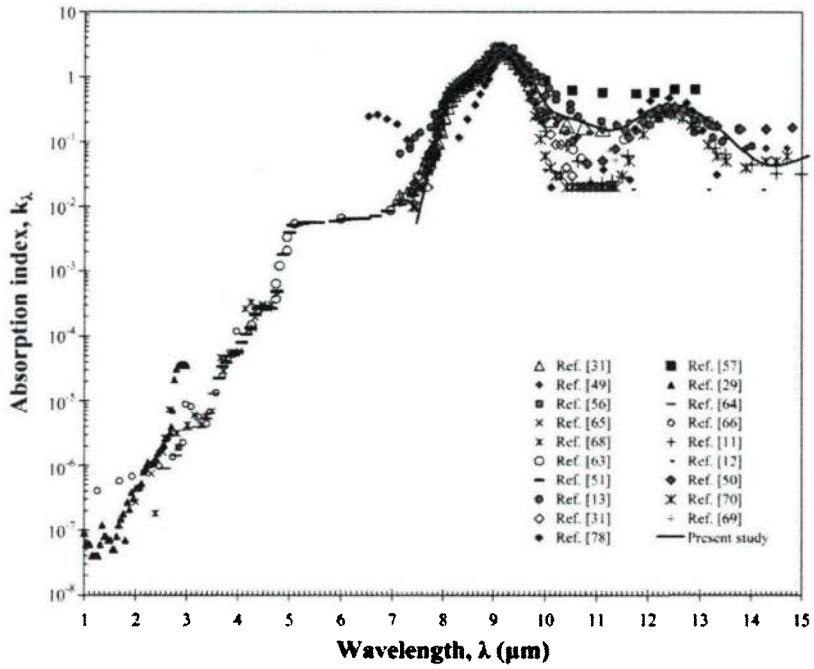

图 3.2 熔融石英的吸收指数曲线。

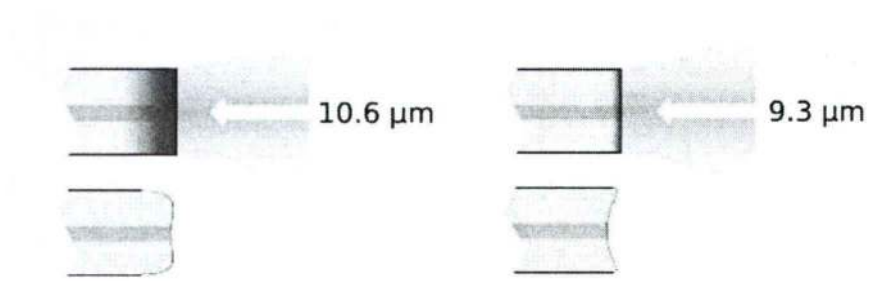

图 3.3 9.3μm 和 10.6μm 加工对比。

层熔化的石英会快速蒸发 [16]。蒸发面的速率为温度 T 的函数 [17] 如下，

$$v(\rho,t)=v_0\exp\left[\frac{-U}{k_{\mathrm{B}}T(\rho,t)}\right] \tag{3.1}$$

其中，ρ 表示径向的坐标，潜热 (指物质在等温等压情况下，从一个相变化到另一个相吸收或放出的热量) 的大小为 $U=3.6\mathrm{eV}$，$v_0=3.8\times10^5\mathrm{cm/s}$。激光的主要能量在石英的表面吸收，所以对于能量分布为高斯分布的激光 $I(\rho,t)=I(t)\exp\left(-2\rho^2/w_0^2\right)$，其温度分布为

$$T(\rho,t)=\frac{2Aw_0^2}{D}\sqrt{\kappa/\pi}\int_0^t\frac{I\left(t-t'\right)}{\sqrt{t}\left(2w_0^2+4Dt'\right)}\exp\left(\frac{-\rho^2}{2w_0^2+4Dt'}\right)dt' \tag{3.2}$$

这里 A 表示和波长相关的吸收系数，D 表示热扩散常数，κ 表示热导率。对于

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

一个时间为 τ 的脉冲以及均匀的材料，加工获得的结构的深度分布为

$$z(\rho) = z_0 \exp\left(-\frac{U}{k_B T(0,\tau)} \frac{\rho^2}{2w_0^2}\right), \tag{3.3}$$

其中，

$$T(0,\tau) = \frac{AP}{\sqrt{2\pi^3} w_0 \kappa} \arctan\left(\frac{2D}{w_\tau^0 \tau}\right). \tag{3.4}$$

由以上的公式，我们可以看到得到的结构具有高斯分布的形貌，在高斯面型结构的底部可以近似为一个圆面，而这个圆面就是我们所需要的光纤镜面的结构，然后有效的腔镜的大小也可以通过计算 1/e 处的直径获得

$$d \approx 2w_0 \sqrt{\frac{k_B T(0,\tau)}{U}} \tag{3.5}$$

通过以上的理论分析，我们更加明白激光的能量，光斑，以及脉冲长度是实际影响镜面面型的主要参数。而这些参数的大小选择区间，则需要大量的实验来确定。图3.4是典型获得的高斯面型的光纤镜面 [1]，比较符合理论情况。在图 (a) 中，黑色虚线代表实际剖面的曲线，红色代表拟合的高斯拟合的曲线，图 (b) 表示该剖面的曲率半径随光纤位置的变化，明显由于基本是高斯曲线，所以曲率半径并不一致，图 (c) 是底部的放大，可以看到在区间 $[-5\mu m, 5\mu m]$ 内，即光纤纤芯范围内，可以很好地等效为圆弧。

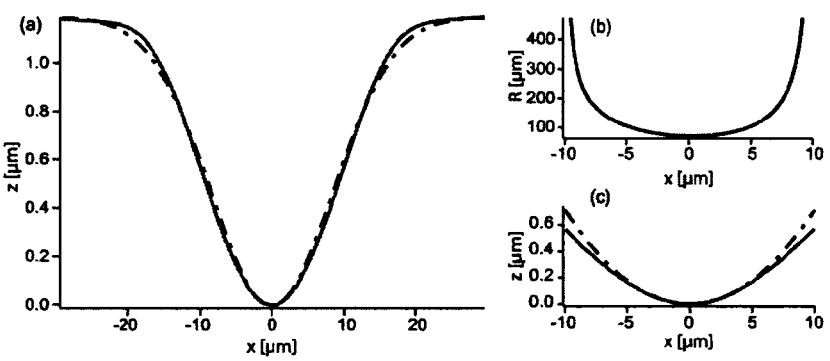

图 3.4 典型高斯型光纤面型。

热回流就是指的熔融石英的在熔化的凝固过程中，通过表面张力的作用可以将熔化的表层张成及其光滑的界面，粗糙度可以到原子起伏量级的 $0.2nm$[1, 25, 26]。

3.3　光纤镜面的实验制备

光纤镜面的加工主要依赖于激光加工设备的精度，在这节，我会详细介绍激光加工装置的各个部分，以及今后该设备的发展方向，同时也会介绍目前的

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

几种加工工艺，最后介绍面型检测和分析。

3.3.1　实验装置

首先介绍加工装置的发展情况，然后再介绍主要的部分。开始的激光加工装置如图3.5所示，除了激光器，光路中只有一个分束镜，用于看光纤端面的新貌，这样的装置简单，可以加工出曲率半径较小的结构，但是性能各方面都比较差 [5]。后来改进的装置是苏萨克斯大学的 Hiroki Takahashi 等人，他们使用的装置如图3.6所示，主要在光路中增加了一个搭建的光学隔离器，防止激光反射回激光器造成功率不稳定；使用机械开关来获得稳定的脉冲长度，比反复开关激光器效果好很多；在光纤夹持位置使用旋转夹具，可以将光纤旋转起来加工 [6]。另一个重要的实验改进是在光路中增加了搭建的静态白光干涉仪，可以检测面型的情况，后面我会介绍白光干涉仪的算法，这也是我们一开始搭建的白光干涉的模型。这样的装置可以做到的曲率半径 $100-700\mu m$，需要几十到一百不等的脉冲数量来加工。

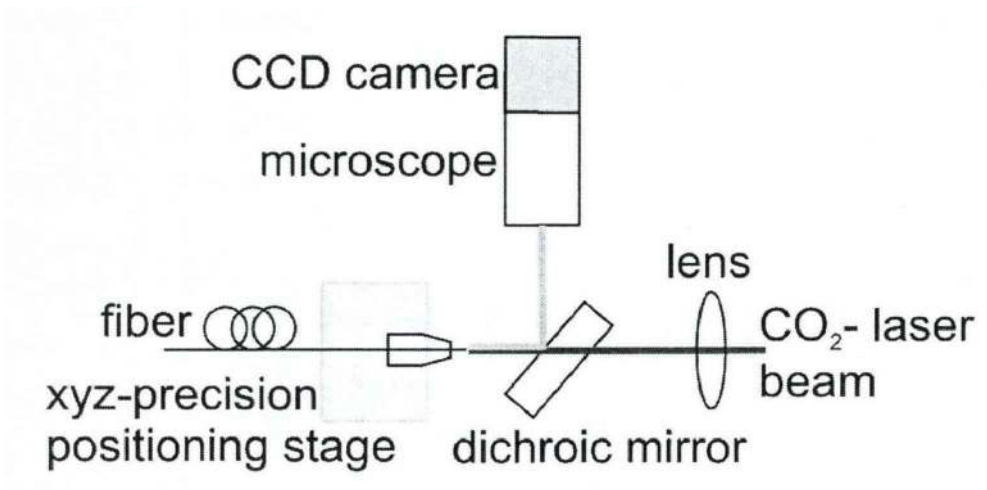

图 3.5 早期的光纤镜面的加工装置。

之后为了获得曲率半径更长的腔镜，以及提升加工精度和重复度以及自动化程度，Reichel 等人又改进了光纤腔镜的加工设备，如图3.7所示，他们是实验光路中增加了三轴精密电控位移台，同时集成了扫描式的白光干涉仪，可以在线检测激光加工的面型情况。他们使用了新型的大模场的光子晶体光纤，制备了曲率半径到 $1.5mm$ 的腔镜，可以组成腔长 $1.5mm$ 长的光纤腔，大大扩展了光纤腔的腔长，为更多的应用提供了可能。

以上的介绍基本就是光纤腔镜加工设备的主要的概括，除此之外波恩大学 Dieter Meschede 等人也搭建了激光加工装置，并没有大的改进 [18]。上面介绍的为数不多的欧洲几个拥有光纤腔制备技术的小组都和 Reichel 教授有一定的合

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

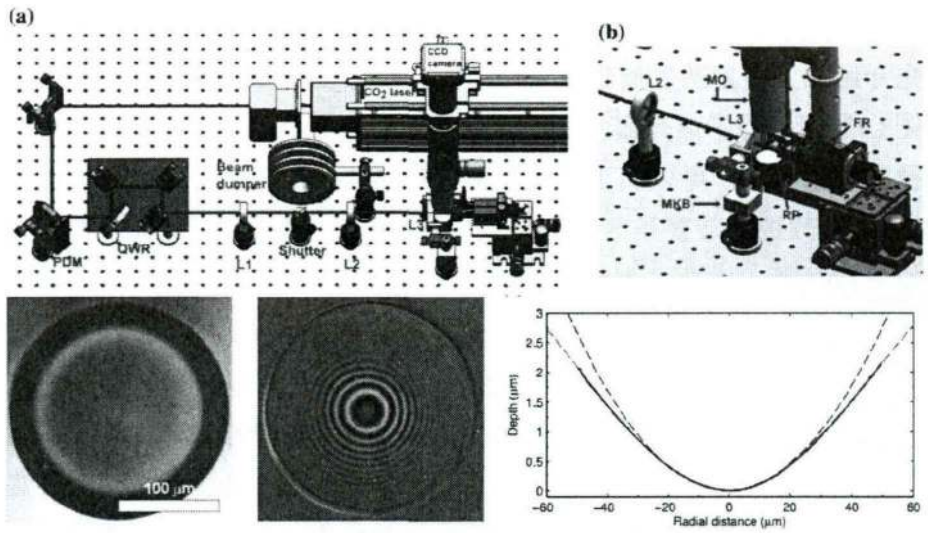

图 3.6 改进后的激光加工装置 (一)。

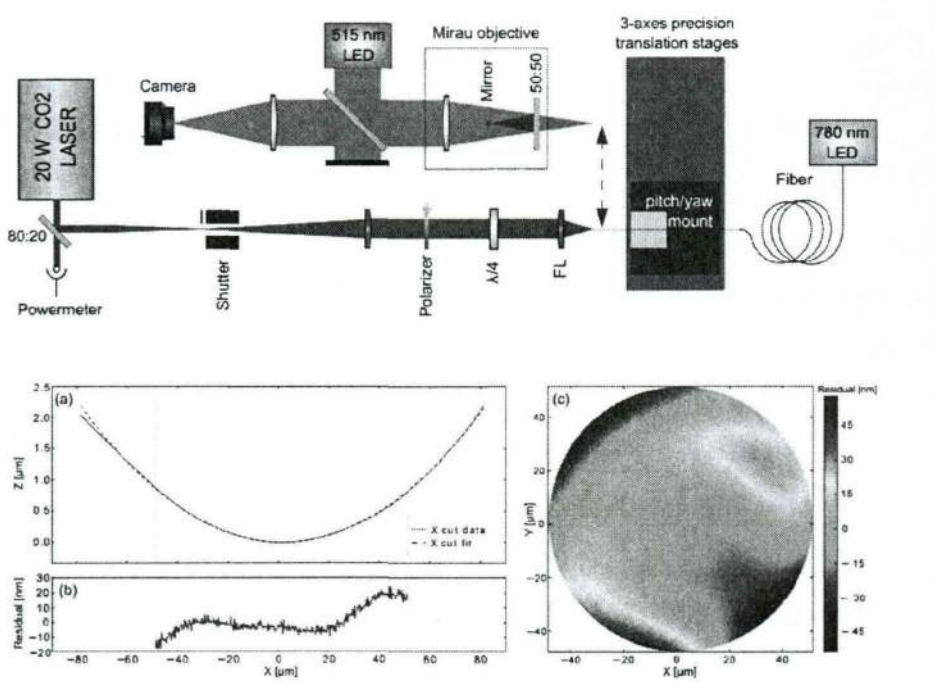

图 3.7 改进后的激光加工装置 (二)。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

作关系。据我所知，其他的拥有这个光纤腔镜加工设备的组就是美国的南佛罗里达大学的 Andreas Muller 组，他们利用光纤腔做气体拉曼增强传感 [19]。

下面介绍我们的实验装置，早期我们的实验装置如图 (a)3.8所示，(b) 是实际拟合的底部的曲率半径。和当时其他组的不同在于我们利用小孔进行了空间光滤波，改善了光束质量，用单脉冲加工获得的椭率为 0.22 ± 0.04[20]。用多脉冲加工获得的椭率基本相当 [9]。后面我们升级了光纤腔的加工装置，如图3.9所示，主要的不同在于我们使用的是摆镜对激光进行偏转，但是后来发现摆镜的使用会使得入射进最后聚焦透镜的光和光轴产生较大的角度从而会有彗差，会影响多脉冲的加工精度。其他的重要的装置，如精密电控位移台以及轮廓仪我们已经可以集成上去了。我们第三代的激光加工装置的示意图如图3.10所示，我们选择了 $9.3\mu m$ 波长的二氧化碳激光器，替换了以前的 $10.6\mu m$ 的激光器，同时增加了隔离器，防止激光反射回激光器，保证激光功率的相对稳定，升级了白光干涉仪，可以进行三维成像。

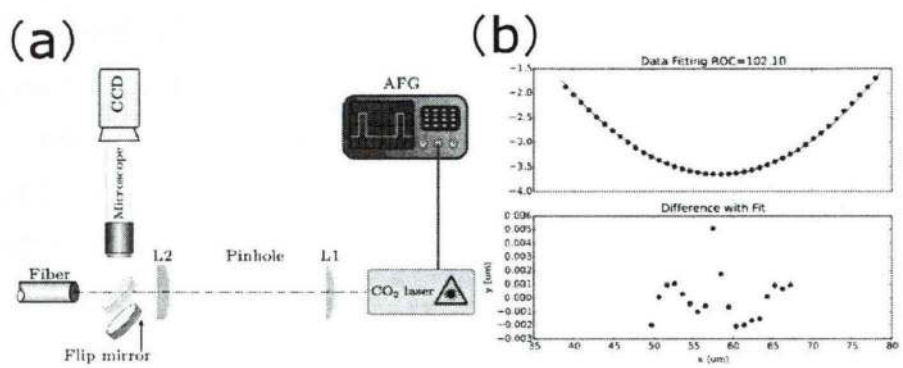

图 3.8 搭建的激光加工装置 (一)。

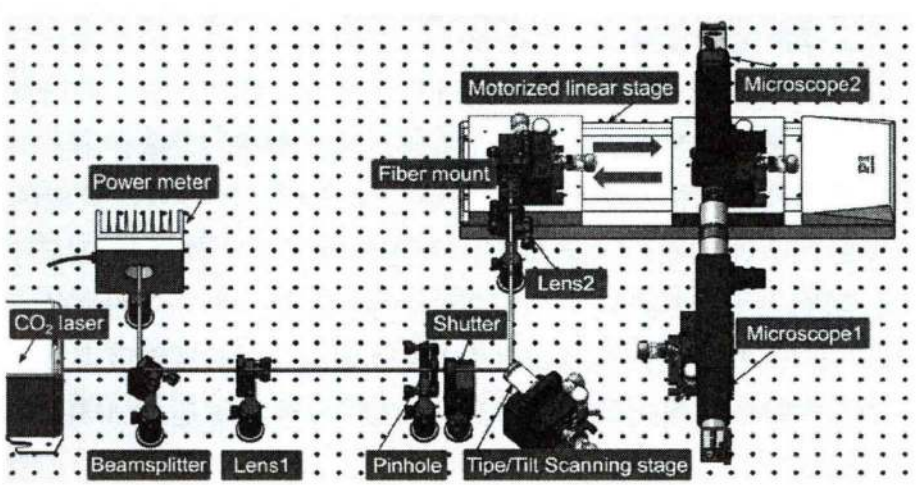

图 3.9 搭建的激光加工装置 (二)。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

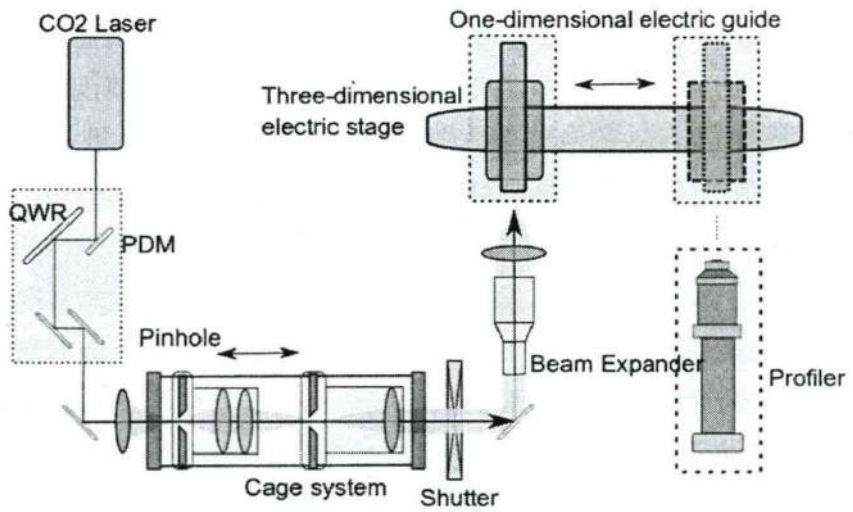

图 3.10 搭建的激光加工装置 (三)。

介绍完整个加工装置的发展，下面介绍加工装置几个重要的部分。首先是激光器，上面的理论已经表明使用 $9.3\mu m$ 的波长具有最佳的激光销蚀效果，所以激光器波长的选择就需要 $9.3\mu m$，同时由于要保证加工的重复性，还要保证激光器的功率以及波长的稳定性。商业化的二氧化碳激光器一般都是用于工业切割加工的，其功率以及波长都是不稳定的，实验用到的激光器大都是 Synrad 公司的 Firestar-v20，v30，v40 系列以及 Coherent 公司的 Diamond C-55L 系列等，但是它们的功率即使在闭环的时候也只有 ±3%，为了使激光的功率更稳定，可以采用的办法就是用声光调制器 AOM 来稳定功率。但是还有激光器波长的稳定性，一般都有 $0.1\mu m$ 的波动，这个对激光加工会有一定的影响，大通激光器可以做到波长稳定型的二氧化碳激光器，里面加了压电以及光栅可以反馈腔长并选择特定波长输出，是比较好的选择方案。很多时候激光器出来的激光能量分布式椭圆的，所以需要光束整形获得圆对称的光斑，最简单的方法就是用小孔滤波获得圆对称的光束。讲完激光器的选择，大概介绍一下 CO_2 激光器的工作原理，常用的二氧化碳激光器是采用 CO_2 气体射频放电的基本原理，一般采用几十兆的射频源激励产生气体辉光放电，其波长范围可以到 $9.3-10.6\mu m$ 范围内，不过波长不是连续可调的，而是一些分立的波长，具体可以参考 [21–23]，其功率的控制就是采用 PWM 调制，即脉冲宽度调节。例如 Firestar-v30 是连续输出的激光器，它的 RF 的激励源的频率是 83.5MHz，调制信号是 5KHz 的方波信号，PWM 调制就是通过改变这样的调制信号的占空比来控制激光器的激励源 (可以理解为两个函数相乘)，从而控制 RF 的平均功率，相应就控制激光器的输出功率。我们这里就是采用 PWM 调制来控制激光器的功

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

率。为了使激光器的功率稳定，要测试不同占空比下激光的稳定情况，从而得到最好的激光输出状态。

其次介绍光路中其他几个的部分，一个是隔离器的搭建，由于二氧化碳激光是远红外 (无法用肉眼直接看到)$9.3-10.6\mu m$，很难从市面上直接买到这样的隔离器，为了防止激光返回激光器中，实验上搭建的隔离器是由一个偏振吸收镜 (反射垂直偏振的光，吸收水平偏振) 和一个相位延迟片 (可以将用 CO_2 激光从线偏转变为圆偏，将线偏振光偏振方向与入射平面成 45 度，再以 45 度入射角照在反射式圆偏振镜上，反射光将会转化成圆偏振光) 以及组合而成。将激光从线偏变为圆偏还有两个用处，一个由于材料的吸收是对光的偏振方向有依赖的 [3]，这样容易导致椭圆镜面，而圆偏振的光可以改变这一点，其次，圆偏振的光可以防止纹波的形成 [24]。这两款镜片都可以从公司 (http://www.iiviinfrared.com.cn) 买到。其次介绍光开关，就是用于获得一定脉宽激光的，一般都是机械开关，要求可以到 $10ms$ 量级的精度，因为常用的脉冲长度是几十毫秒到几百毫秒量级的。也可以选择用声光调制器来作为开关，开关的速度会更快，精度也更高。光路中其他透镜的选择需要计算，使得最终聚焦到光纤端面的光斑比光纤包层直径小。最后就是光纤的夹持以及控制光纤移动的电控位移台，夹具的设计种类很多，比较好的是加工的夹具和镀膜的夹具兼容，这样可以减少其他操作带来的光纤的污染，尤其是光纤端面要保证无任何污染。电控位移台的选择要保证重复精度到 $100nm$ 即可。光路搭建过程中，由于 CO_2 激光波长不可见，要用参考光定标光路；要保证各个光学元件搭建之后激光的光轴尽量不要有偏角；保证光轴和光纤端面垂直等。

3.3.2　制备工艺

这个小节分两个部分，先介绍光纤的准备，再介绍使用单脉冲以及多脉冲加工的工艺。

前面提到过光纤的选择可以是多种不同类型的光纤，不管是什么类型，都是需要去除光纤外面的涂覆层，并且用异丙醇溶液或者酒精加丙酮混合液的方式清洗，然后用精密的光纤切割刀进行光纤的切割以保证端面的平整性。在用普通切割刀切割的时候会出现边缘崩裂的情况，在崩裂的附近的光纤面型的起伏一般都有几个微米，会严重影响光纤镜面尤其是长腔长下的镜面形貌。一般好一点的切割刀可以保证 0.3 度以内的切割角以及比较均匀的裂口，如藤仓的高端的切割刀，如图3.11是几种不同切割方式的端面干涉示意图 [3]，左边两个是普通切割刀获得的端面干涉图像，面型很糟糕，可以明显看到边缘崩裂的情况，实际会很影响激光加工的面型；右边两个是使用 $NyforsAutoCleaver^{TM}$

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

切割的干涉示意图，整个端面的均匀性就很好。一般切割的光纤后，保证光纤端面和涂覆层之间也就是露出的包层的长度一般在 $1mm-1cm$ 之间，具体看实验要求。对于特殊的光纤，比如光子晶体光纤，需要先用电弧放电将其蜂窝状的端面部分致密 [6]，如图3.12是常用的 $NKTPhotonics$ 公司的型号 $LMA20$ 光子晶体光纤处理的情况。我们实验上也完成了光子晶体光纤腔的实验制备，就需要用到这样的操作，只要在光纤熔接机中用电极放电即可形成该结构，然后切掉一部分形成致密的平面结构。对于要放到真空的光纤，需要使用镀铜光纤或者自己购买光纤镀铜。

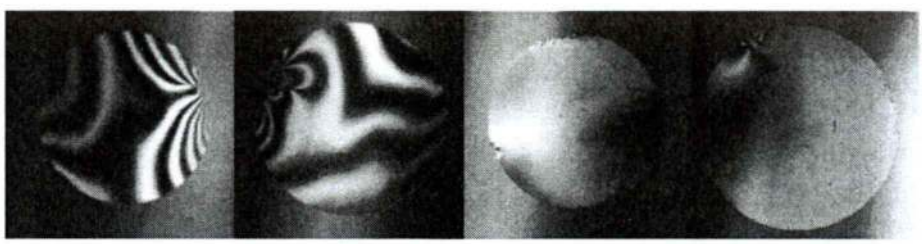

图 3.11 不同方式的端面切割示意图。

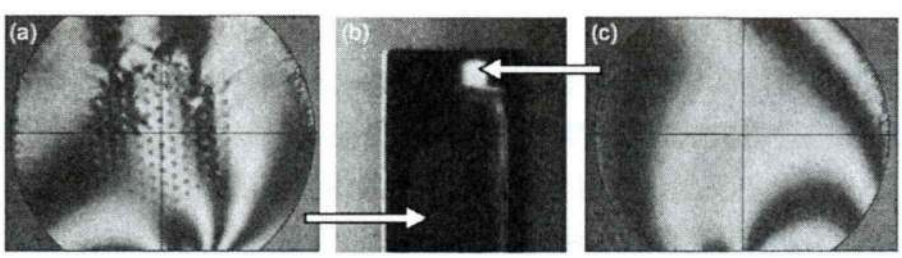

图 3.12 光子晶体光纤处理。

使用单脉冲加工光纤端面，就是要将激光聚焦到光纤中心的位置，防止激光斜入射光纤端面或者偏轴入射。实际上当激光光路固定时，激光聚焦的光斑的大小是固定的，这时如果需要改变入射的光斑大小，可以采用离焦的方法，将光纤前置一定的距离。一般不后置，因为光纤的结构是中间纤芯，和包层材料不一样，包层比纤芯更容易销蚀，如果向后离焦，会使得光斑能量密度在光纤内是越来越小的，就容易导致纤芯凸起的状况。当然纤芯位置凸起也可能是在焦点处加工的，但光斑比较大，中心能量比较弱引起的。除此之外还可以通过改变激光的能量大小，脉宽大小以及更换或者移动透镜等来获得所要的面型。

使用多脉冲加工光纤端面，除了和单脉冲一样找到合适的激光参数之外，最重要的就是激光加工几十甚至上百个点的策略方式。如图3.13是多脉冲加工大曲率半径光纤镜面的示意图 [18]。一共有四个加工的环，在每个环上面进行单脉冲加工，但并不是简单顺时针或者逆时针转一圈，而是有一定嵌套的方式

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

加工，圈的加工从外向内依次展开，最终在中心位置还进行了修正以获得较大的曲率半径，一共用了 60 个脉冲。多脉冲加工是一个比较繁琐的过程，很多原因会导致功亏一篑，比如激光功率抖动了，光纤在加工过程中位置飘动，开关的重复性不好导致脉冲时间产生变化等，需要不断修正各个参数。

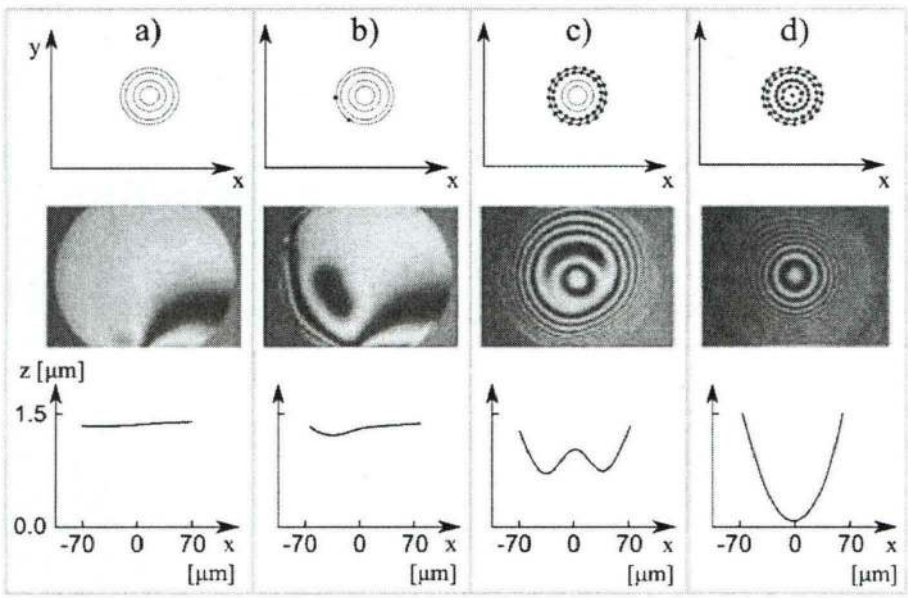

图 3.13 多脉冲加工策略。

3.3.3　镜面面型检测和分析

激光加工结束之后就要表征镜面的新貌，从而改进实验过程不断提高制备工艺，常用的两种方法一种是用白光干涉仪或者叫光学轮廓仪来表征，另外就是用原子力显微镜来表征三维新貌。本小节首先介绍两种白光干涉算法，再通过表征的结果分析加工过程中出现的问题，以及激光等各个参数、条件对光纤镜面各参数的影响。

一开始我们是使用一张干涉图来获得光纤端面的面型重构从而获得曲率半径大小的。首先介绍干涉物镜，如图3.14是干涉物镜示意图以及我们拍摄的加工的光纤镜面干涉图，右上角是制备的椭圆镜面的干涉图，右下角是单脉冲加工的光纤镀膜后的干涉图。我们使用的干涉物镜是尼康的 $Mirau20\times$ 干涉物镜。

取光纤的剖视图，假设光纤镜面的高度为 $h(x)$，其中 x 是镜面上的横坐标，那么镜面上的干涉强度就可以用

$$I(t) = A(x)\cos\left(\frac{4\pi h(x)}{\lambda}\right) + b(x) \tag{3.6}$$

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

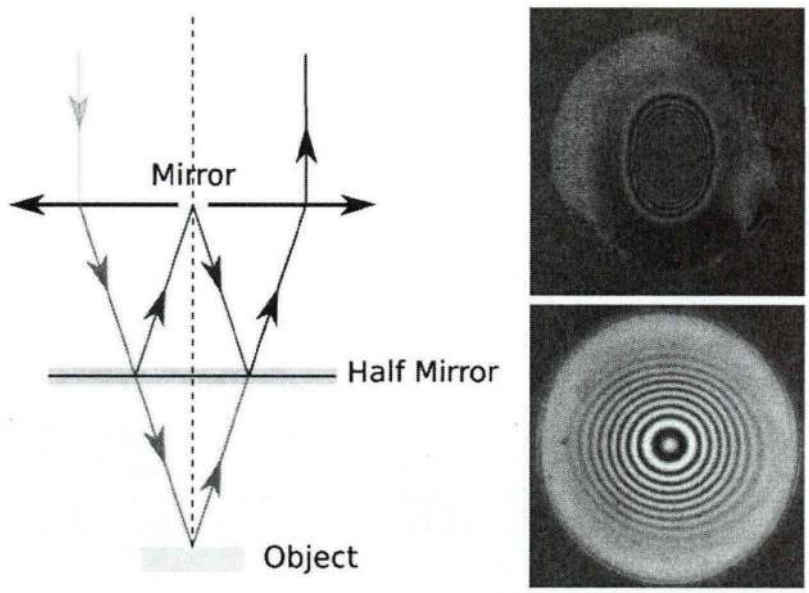

图 3.14 干涉物镜以及拍摄的光纤端面。

表示，想要获得 $h(x)$ 的大小就是要获得$\varphi(x) = 4\pi h(x)/\lambda$ 的大小，这就需要求出 $A(x)$ 以及 $b(x)$ 的大小。由于 $b(x)$ 其实就是无用的直流成分，可以直接从图像里扣除，因此只要解出 $A(x)$ 即可。结合我们采集到的光纤端面的干涉图，可以采用如下的算法得出高度 $h(x)$ 3.15，其中从上而下，从左往右标记为 1-9 号图。首先获得图 2 的干涉强度分布图，图 3 和图 4 用于找出上下两个包络的极值点的坐标，就可以拟合出包络的曲线如图 5，图 2 中扣除包络即 $A(x)$ 则得到 $\varphi(x)$ 的公式，后面三幅图就是直接通过求 cos 的反函数，然后将各个片段的干涉曲线连接起来，就可以得到剖面图。这种算法的不足在于只能拟合曲面图，而且精度低。

第二种要介绍的就是常用的扫描式的白光干涉表面形貌算法，典型的算法有相移法 [27–29] 以及空间频域算法 [30–33]，这里主要介绍相移法。相移法通过等间隔扫描参考镜 (干涉物镜) 进行相移，同时采集相应的干涉图案，利用相移公式采集计算每个点的高度值，就可以得到整个面型的高度，相移算法的精度可以到 $\lambda/100$ 甚至更高。Larkin 提出的白光干涉相移算法 [29] 的原理如图3.16，以相移值为 $\pi/2$ 即扫描步长为 $\lambda/8$ 进行面型扫描，用五帧相移算法公式，得到干涉条纹调制度计算式为

$$V = \frac{\sqrt{(2I_3 - I_1 - I_5)^2 + 4(I_2 - I_4)^2}}{4I_0} \tag{3.7}$$

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

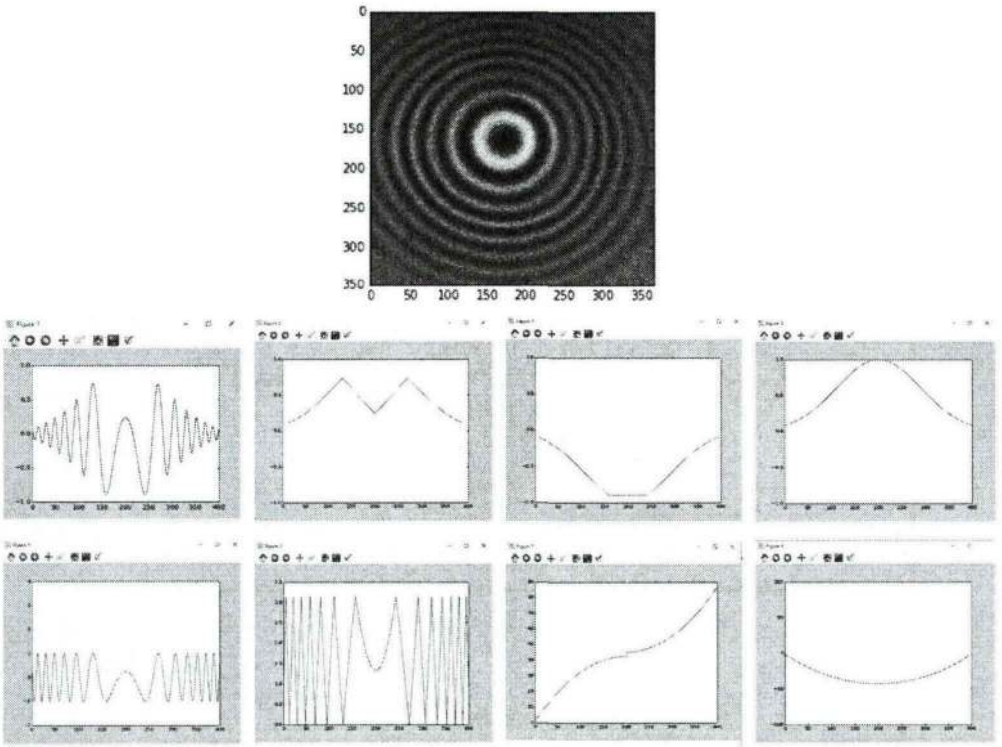

图 3.15 基于一幅镜面干涉图案的算法。

计算出 V 最大时对应的 I_3，再计算 $\Delta\phi$ 的值

$$\Delta\phi = \tan^{-1}\left(\frac{2(I_2 - I_4)}{2I_3 - I_5 - I_1}\right) \tag{3.8}$$

综合以上两个公式，就可以计算出表面形貌高度值为

$$z(x,y) = N\frac{\lambda}{8} + \Delta\phi\frac{\lambda}{4\pi} \tag{3.9}$$

商用的白光干涉轮廓仪有 Zygo 公司，Sensofar 公司，Bruker 公司以及国内的中图仪器公司等。除了白光干涉仪的优点是可以快速无接触测量，且测量的面积较大可以完全覆盖光纤端面的大小，但是不能表征粗糙度参数，其横向分辨率受到光学衍射极限的限制只有几百纳米，同时对待测面的角度有要求，倾角太大光束无法进入物镜内。所以综上，原子力显微镜是很好的测试光纤多个参数的精密仪器，但是原子力显微镜的问题在于是要接触测量，同时速度慢，范围一般在 $100\mu m \times 100\mu m$ 以内。由于光纤端面加工过程中的热回流效应，在用原子力显微镜测试的过程中，其粗糙度大小可以精确到 $0.2nm \pm 0.01nm$。如图3.17是我们利用原子力显微镜获得的光纤端面的三维形貌图。

介绍完镜面面型检测的基本原理以及常用的仪器，下面讲根据表征的参数

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

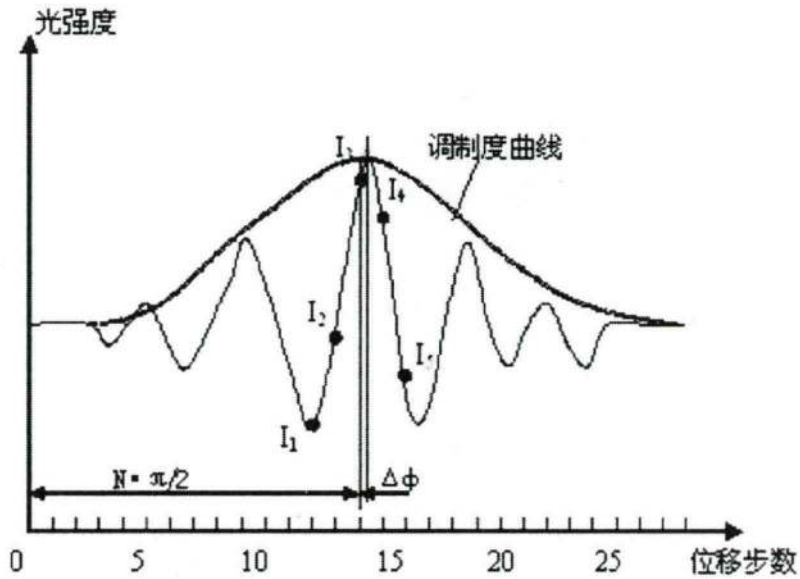

图 3.16 白光干涉五帧相移算法原理。

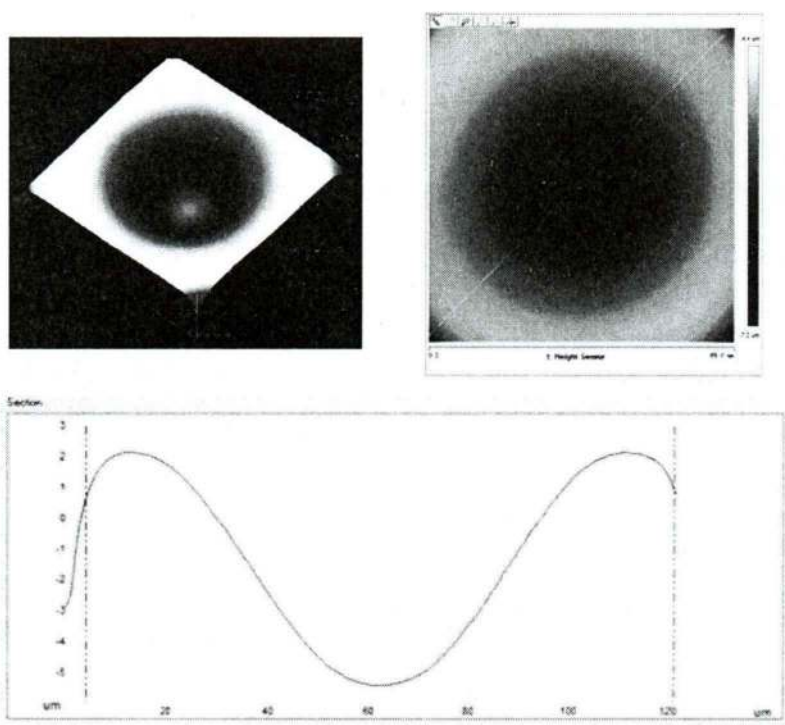

图 3.17 原子力显微镜的表征图。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

情况来说明激光加工镜面的各个参数的影响，以及加工过程中出现的各种问题。David Hunger 在文章 [2] 中详尽介绍了单脉冲情况下，激光的功率以及脉冲的时间对曲率半径以及凹陷深度的影响，如图3.18所示。总的来说，功率越高，曲率半径越小，可以简单理解是因为凹陷进去越深导致的，所以深度也越深；脉冲时间越长，曲率半径越小，凹陷的深度也越深。有效腔镜的大小，其实是各个参数制约的结果，一般而言，光斑越大，腔镜越大。这些基本的定性的关系在光纤镜面的制备过程中有非常大的帮助。

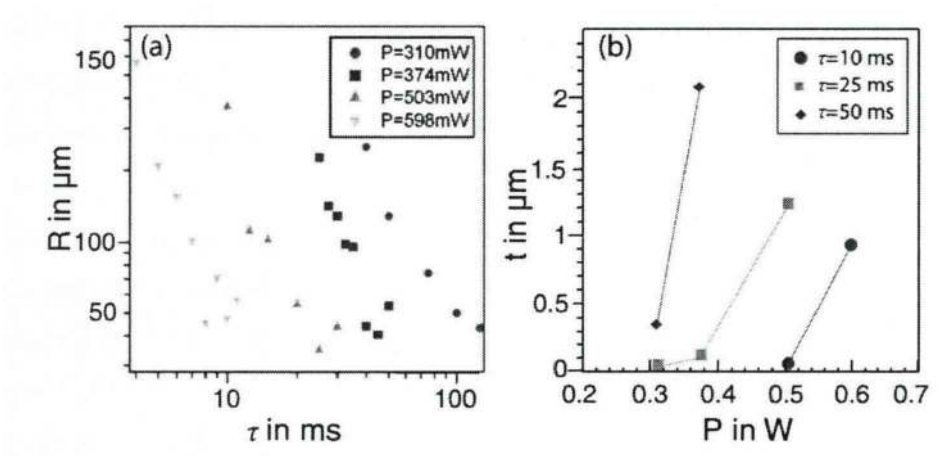

图 3.18 光纤镜面结构和各参数的关系。

通过面型检测，还可以观察到当激光能量较高，脉冲时间较长时，会将整个面型变成凸起的形貌，如图3.19(a) 所示是我们观察到的情况；由于激光光斑的能量分布不集中或者是中心能量密度不够高导致的镜面中心接近平面的情况，如图 (b)；纤芯位置凸起的现象 [6]，如图 (c) 所示；偶尔也会出现镜面局部区域纹波的情况，可以由文章 [24] 来解释；还有就是激光线偏导致镜面是椭圆形的，这个会在下一章详细讲到。

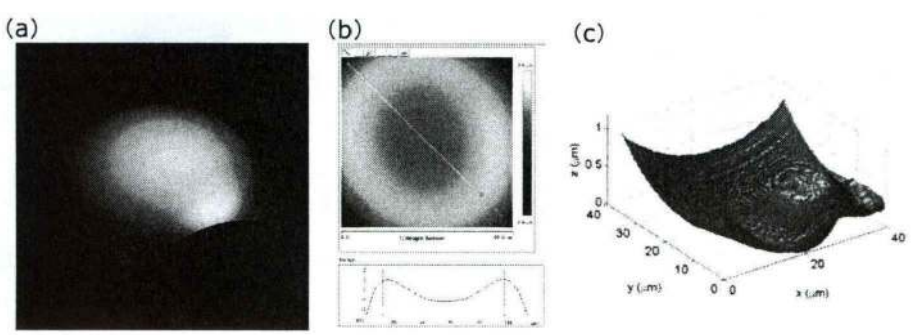

图 3.19 不理想的镜面形貌情况。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

3.4　超高精细度光纤法珀微腔的制备、测试和分析

这一节介绍制备得到光纤镜面之后，通过镀膜工艺，然后获得超高反射率的光纤镜面，然后组装成光纤腔，然后测试各个重要参数。

3.4.1　光学镀膜

光纤腔镜面制备之后，我们用自己设计的特制的光纤夹具如图3.20进行光纤的装载，这个要配合镀膜机的使用。整个装载过程要保证不污染光纤，同时为了长途运输还要做整个夹具的密封和抗冲击设计。在光纤镜面镀高反膜一般采用五氧化二钽 ($n_{\mathrm{SiO}} = 1.455$) 以及二氧化硅 ($n_{\mathrm{TaO}} = 2.105$) 的四分之一波长的交叠膜，采用的工艺是离子束溅射镀膜，这样的光纤镜面镀膜最高有 $190000 \pm 10000@780nm$ 的精细度 [9]。石英材料的熔点一般在 1750 摄氏度，而塑料涂覆层的温度一般只有 60 度，所以对于普通的光纤，其镀膜过程都要保证整个光纤上的温度小于涂覆层的熔点温度，这样的镀膜耗时更长，为了保证低温，溅射一会儿就要停下来等温度下降再开始。而一些特殊涂覆层的光纤耐温到 200 摄氏度左右，就可以不间断进行溅射镀膜。我们镀膜获得的最高的精细度为 $156000@739nm$，$5000@369nm$，相应的反射率为 99.998% 和 99.937%。

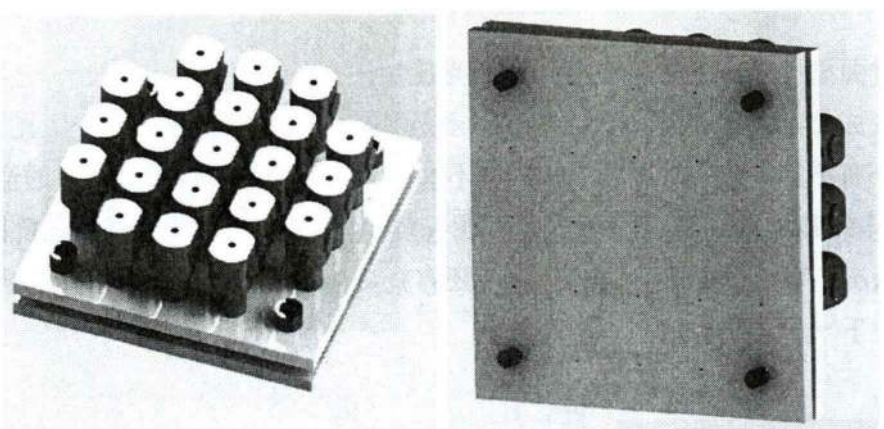

图 3.20 镀膜夹具。

在对腔镜进行光学镀膜时，要引入一个实际腔长的概念，就是说由于一般要堆叠将近 30 层，假设波长为 $780nm$，则薄膜的厚度有约 $6\mu m$ 厚，光在这个厚度的薄膜里还有等效的腔长，所以实际腔长 $L = L_{\mathrm{geom}} + \alpha_{\mathrm{ml}}\lambda/2$[34]，其中 geom 表示几何腔长，$\alpha_{\mathrm{ml}}$ 是和镀膜的材料等有关，因此 $\alpha_{\mathrm{ml}}\lambda/2$ 决定了最小的腔长。有的时候为了进一步缩小腔长，减小模式体积，就需要在光纤端面镀上几十纳米的银膜 [35]。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

3.4.2　光纤腔测试的实验

在实际测试光纤腔的时候，先要做的就是将两个光纤镜面对好，即轴心重合。我们一般的做法是一根光纤夹持在五维调整台上，另外一根夹持在扫描的压电台子上。通过扫描腔长观察透射谱线可以测的光纤的一些重要参数。首先可以测试的是光纤腔的精细度，如图3.21(a) 所示 [20] 精细度的定义就是在两个相邻峰的宽度处理峰的半高全宽，根据定义可以算出精细度的大小。将波长为 λ 的激光应电光调制器调制，则调制后的激光除了载波还有两个一级边带 $\lambda \pm \lambda_0$，即 $f \pm f_0$，这里的 f_0 即为电光调制器的调制频率。在透射谱上就可以看到如图3.22的两个边带，通过对比可以得到中间主峰的线宽 $\delta\nu$，从而根据精细度 $F = \frac{c}{2L\delta\nu}$ 则可以得出腔长的大小。当两个腔镜镀膜相同时，也可以算出反射率为 $R = 1 - \frac{\pi}{F}$。散射的大小可以通过测量表面粗糙度获得，吸收的大小可以通过镀膜公司获得。其他的各个参数也可以根据第二章的基本公式算出，包括模式匹配等。

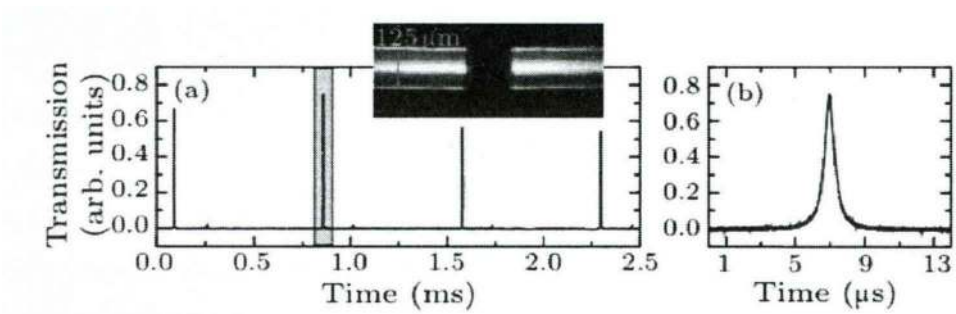

图 3.21 测量精细度。

如果是单模光纤组成的光纤腔，由于基本只有基模可以传输，所以高阶模式基本都被光纤滤除了，可以将其中一个光纤替换为平面反射镜，就可以获得透射谱线对应的光斑的空间分布。得到光纤腔的透射谱以及相应的空间模式分布随腔长的变化，再根据表征得到的光纤腔的面型，就可以分析光纤腔中出现的横模耦合，模式劈裂等现象。

3.5　光纤法珀谐振腔的腔长锁定

3.5.1　锁腔基本理论

腔长锁定技术就是将光学谐振腔的某个谐振频率与稳定的参考频率源比较，得到与频率差有关的误差信号，该误差信号作为反馈信号可以调节光学谐振腔的腔长，使其回到与参考频率对应的腔长上。光学谐振腔腔长的锁定在原子分

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

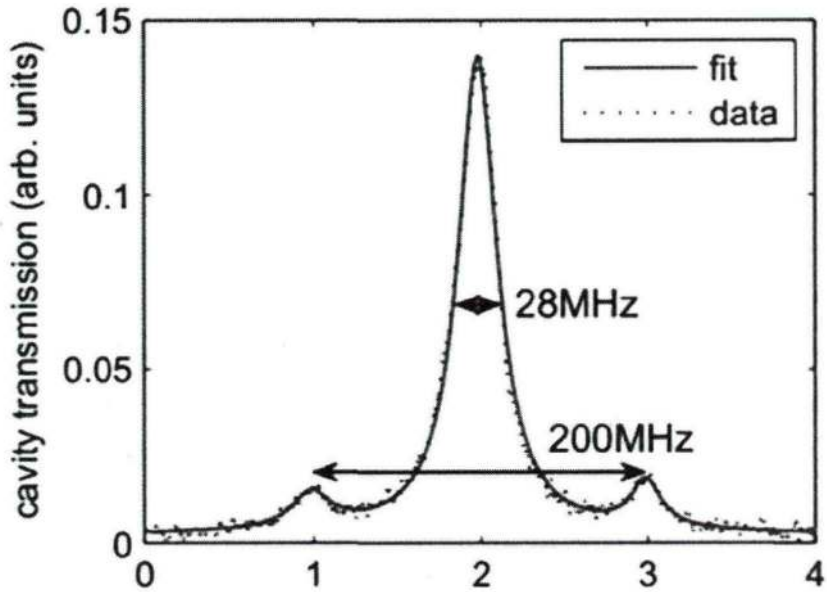

图 3.22 调制后的透射峰谱。

子光学物理 (AOM) 以及精密测量等等领域都有广泛的应用。这里主要介绍常用的四种腔长锁定方式，分别是功率透射谱锁定即锁单边的方法，透射振幅微分锁定，*HANSCHCOUILLAUD* 偏振谱锁定，以及最常用的 PDH 腔长锁定。

3.5.1.1　功率透射率锁定

功率透射谱锁定即锁单边的方法，其基本思想是利用法珀腔透射曲线一边的某个点 (一般用斜率最大的点) 做参考点，当腔长在附近变动的时候会导致透射功率的变化，也就是误差信号，通过伺服系统就可以控制腔长的变化从而保持透射功率的稳定。由于透射谱是对称的偶函数，如图3.23(a) 所示，当腔长抖动到锁定点的另一边时，腔长的反馈会使得透射功率越来越偏离参考点，就会解锁。

3.5.1.2　透射振幅微分锁定

其原理如图 (b)，用腔透射功率对频率的一阶微分作为反馈信号 [36]。激光器经过相位调制后，经过光学腔后的透射光强为

$$I(\omega) = I(\omega_0) + \beta\psi \sin\psi t \cdot I'(\omega_0) + 1/2(\beta\psi \sin\psi t)^2 I^*(\omega_0) \cdots\cdots \tag{3.10}$$

其中 β 为调制深度，ψ 为调制频率。上式包含奇数阶微分具有反对称分布特性，可以用来作为反馈控制信号，通常用一阶微分信号作为控制信号，如图3.23(b)

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

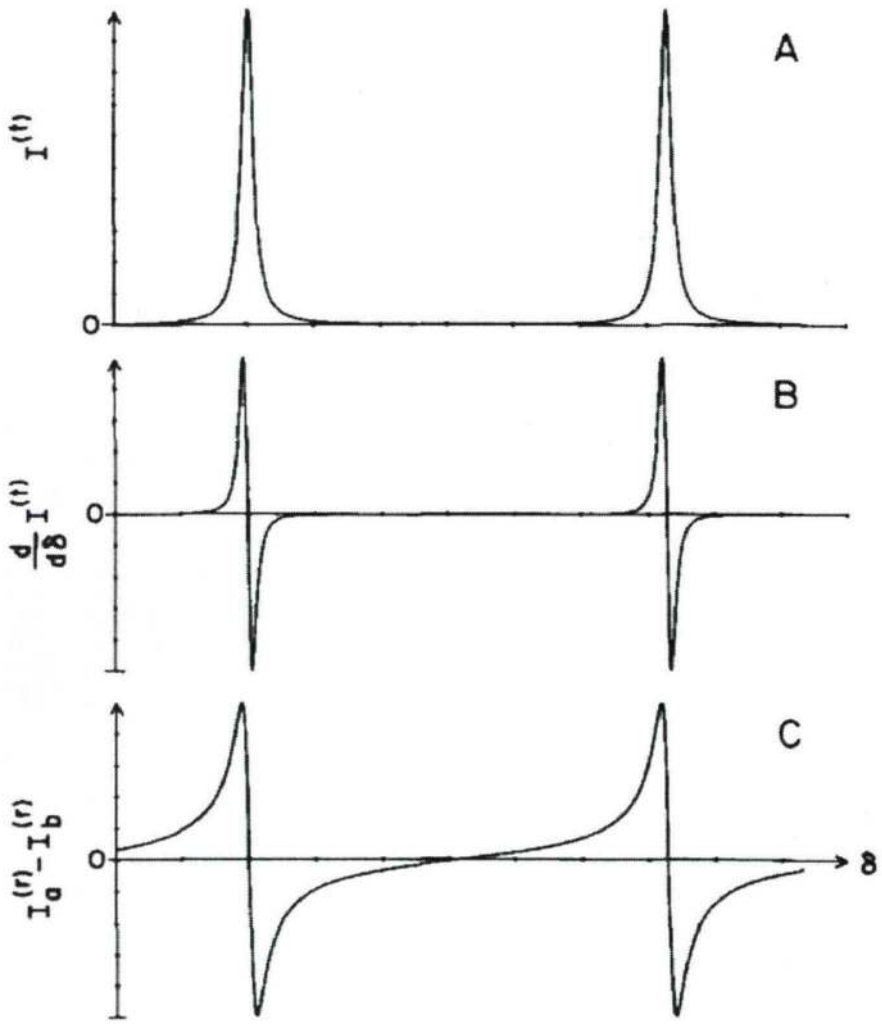

图 3.23 三种锁腔原理。

所示。它的缺点是信噪比比较差。

3.5.1.3 *HANSCHCOUILLAUD* 偏振谱锁定

HANSCHCOUILLAUD 偏振谱锁定方法是利用光学腔内的偏振特性产生的误差信号 [37]。这里只做简单的原理介绍。转置如图3.25所示，入射进法珀腔内的线偏激光由于腔内的偏振特性导致反射光的偏振特性依赖于腔长的变化，在腔长满足共振时，反射光是线偏的，这时经过四分之一波片和偏振分束器，两束激光的强度相等；当腔长偏离共振时，反射光是圆偏，而且偏振方向在过共振点是相反偏振的圆偏光，这时两束激光的强度不等，$I_a - I_b$ 不为 0。如图3.23(c) 所示，就是它的误差信号。有点明显，有较大的斜率以及较宽的稳定区域。光纤腔由于具有腔内模式不简并的特性，利用其偏振特性进行腔长锁定

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

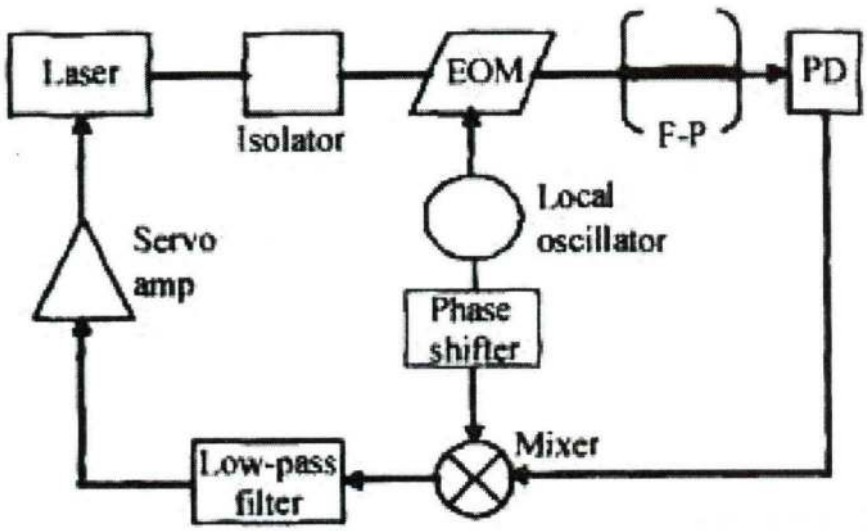

图 3.24 透射振幅微分锁定示意图。

是一个有趣的方案。

3.5.1.4 PDH 腔长锁定

PDH 腔长锁定技术 [38, 39] 的基本原理如图3.26所示，激光被电光调制器 EOM 或者普克尔盒 pockels cell 调制产生边带，腔反射后的光通过光学环形器进入光电探测器，探头上的信号与本地振荡器混频后，通过低通滤波器就可以得到误差信号。

数学模型如下：输入光场的表达式为

$$E_{in} = E_0 e^{i\omega t} \tag{3.11}$$

反射光场的表达式为

$$E_r = E_1 e^{iot} \tag{3.12}$$

对于一个理想的无损腔，其反射系数 $F(\omega)$ 为反射与入射场的比值，即

$$F(\omega) = \frac{E_r}{E_{in}} = \frac{r\left(\exp\left(i\frac{\omega}{\Delta v_{fsr}}\right) - 1\right)}{1 - r^2 \exp\left(i\frac{\omega}{\Delta v_{fsr}}\right)} \tag{3.13}$$

这里假设两个反射镜的反射系数 r 相等，公式3.13所对应的强度与位相分布如图3.27所示，从图中可以看出 $F(\omega)$ 的强度分布是一个偶函数如图3.27(a)，而位相分布是一个奇函数如图3.27(b)，通过测量反射系数的位相，可以知道腔所在的位置。PDH 技术提供了一个间接测量相位的方法。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

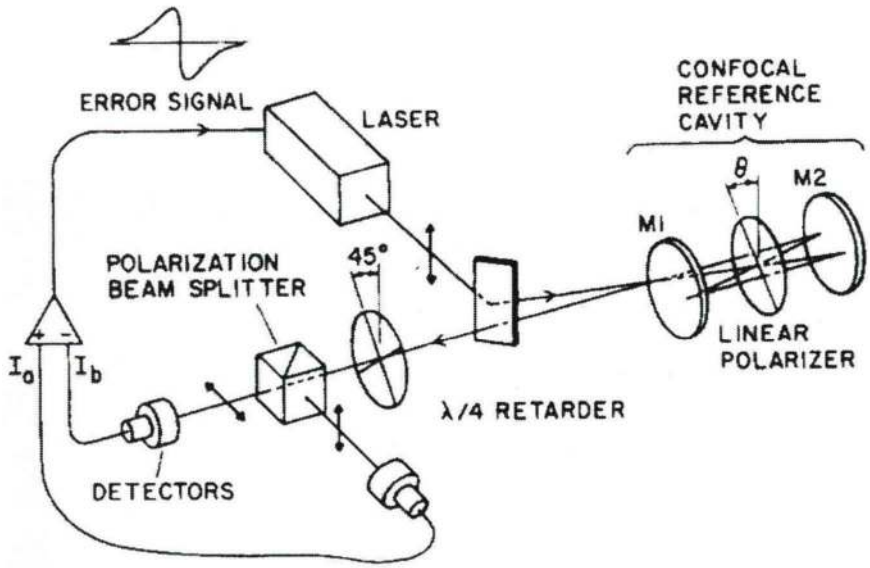

图 3.25 *HANSCHCOUILLAUD* 偏振谱锁定示意图。

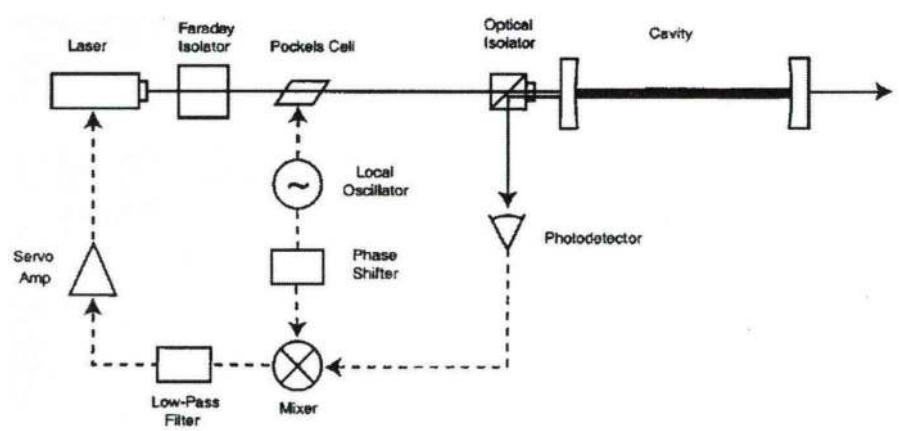

图 3.26 *HANSCHCOUILLAUD*PDH 锁腔基本原理图。

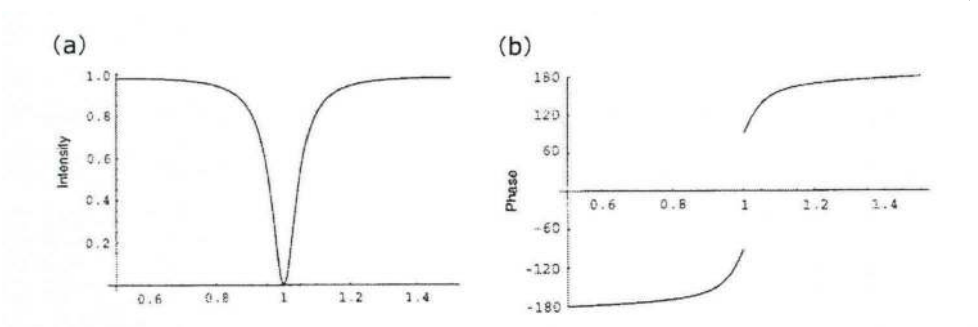

图 3.27 法珀腔的反射强度谱和反射相位。很坐标表示自由光谱范围。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

首先对光场进行调制，调制后的光场会在对称位置产生边带，两个对称位置的边带反射后的干涉信号可以给出反射光场的位相。在数学上，输入的调制场可以用如下式子来描述

$$E_{in} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin(t)} \tag{3.14}$$

式中 β 为调制深度，Ω 是射频场的频率。上式可以用 Bessel 函数展开为

$$E_{in} \approx E_0 \left[J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t} \right. \tag{3.15}$$

调制后光场主要含有三个频率成分：频率为 ω 的主频光，以及频率为 $\omega \pm \Omega$ 的两个边带。$P_0 \equiv |E_0|^2$ 是总的光强，主频光与两个边带的频率分别为

$$P_c = |J_0(\beta)||E_0|^2, P_s = |J_1(\beta)|\,|E_0|^2 \tag{3.16}$$

当调制深度较小时，所有的功率主要集中于主频光与两个边带上，这样

$$P_0 \approx P_c + 2P_s \tag{3.17}$$

当调制后的光场入射到腔上后，其反射场为

$$E_r = E_0 \left[F(\omega) J_0(\beta) e^{i\omega t} + F(\omega+\Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega+\Omega)t} - F(\omega-\Omega) J_1(\beta) e^{i(\omega-\Omega)t} \right. \tag{3.18}$$

反射的光强被光探头探测，探测的信号正比于光功率 $P_r = |E_r|^2$，则

$$\begin{aligned} P_r = {} & P_c |F(\omega)|^2 + P_s [|F(\omega+\Omega)|^2 + |F(\omega-\Omega)|^2] + 2\sqrt{P_c P_s} \\ & \{\mathrm{Re}\left[F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega-\Omega)\right]\cos\Omega t + \\ & \mathrm{Im}\left[F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega-\Omega)\right]\sin\Omega t\} + (2\Omega \text{ terms}) \end{aligned} \tag{3.19}$$

在公示中忽略了 2Ω 项，因为只有频率为 Ω 的成分包含位相信息。上式的 $\cos\Omega t$ 项或者 $\sin\Omega t$ 项可以用一个混频器和一个低通滤波器来解调出来。混频器其实就是乘法器，其作用可以用下面的式子来描述

$$\sin(\Omega t)\sin(\Omega' t) = \frac{1}{2}\{\cos[(\Omega-\Omega')t] - \cos[(\Omega+\Omega')t]\} \tag{3.20}$$

由于 PDH 方法中的混频信号来自同一个本地振荡器，因此 Ω 和 Ω' 接近一样，因此经过低通滤波器后只有 $\cos[(\Omega-\Omega')t]$ 保留，并且接近于直流成分。但是如果一个 $\sin\Omega t$ 项和 $\cos\Omega' t$ 项混频

$$\sin(\Omega t)\cos(\Omega' t) = \frac{1}{2}\{\sin[(\Omega-\Omega')t] - \sin[(\Omega+\Omega')t]\} \tag{3.21}$$

低频直流部分为零，因此在混频过程中，移相器的作用是必须的，只有两个混

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

频的信号同位相才会解调出最大的信号。下面分两种情况下说明如何产生锁腔所需的误差信号。当调制信号的频率较小时，光的瞬时频率为

$$\omega(t)=\frac{d}{dt}(\omega t+\beta\sin\Omega t)=\omega+\Omega\beta\sin\Omega t \tag{3.22}$$

反射场的功率 $P_r=P_0|F(\omega)|^2$ 随时间的变化为

$$P_r(\omega+\Omega\beta\cos\Omega t)\approx P_r(\omega)+P_0\frac{d|F|^2}{d\omega}\Omega\beta\cos\Omega t \tag{3.23}$$

当调制信号较小时，公式3.19中

$$\begin{aligned}&F(\omega)F^*(\omega+\Omega)-F^*(\omega)F(\omega-\Omega)\approx\\&2\,\mathrm{Re}\left\{F(\omega)\tfrac{d}{d\omega}F^*(\omega)\Omega\right\}=\tfrac{d|F|^2}{d\omega}\Omega\end{aligned} \tag{3.24}$$

如果近似 $\sqrt{P_cP_s}\approx P_0\beta/2$，那么公式3.19会简化为

$$P_\uparrow\approx(\text{const terms})+P_0\frac{d|F|^2}{d\omega}\Omega\beta\cos\Omega t+(2\Omega\text{ terms})\tag{3.25}$$

经过混频和低通后，只有 $\cos\Omega t$ 项保留，其余项都被滤掉，这样得到 PDH 方法的误差信号

$$\varepsilon=P_0\frac{d|F|^2}{d\omega}\Omega\beta\approx 2\sqrt{P_cP_s}\frac{d|F|^2}{d\omega}\Omega \tag{3.26}$$

其对应的误差信号如图3.27所示。

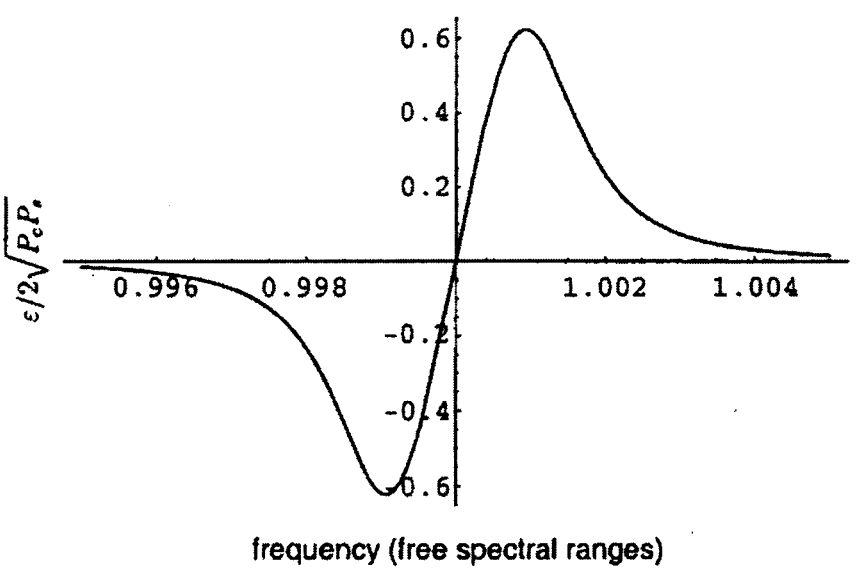

图 3.28 。小调制下的误差信号

下面将讨论在调制频率较大的时的情形。当调制频率较大时，两个边带接

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

近完全反射，即 $F(\omega \pm \Omega) \approx -1$，这样

$$F(\omega)F^*(\omega+\Omega) - F^*(\omega)F(\omega-\Omega) \approx -i2\,\mathrm{Im}\,F(\omega) \tag{3.27}$$

因为在共振点附近 $|F(\omega)|^2 \approx 0$，所以式3.19可以化简为

$$P_r \approx 2P_s - 4\sqrt{P_c P_s}\,\mathrm{Im}\,F(\omega)\sin\Omega t + (2\Omega \text{ terms}) \tag{3.28}$$

因为在近共振点附近，因此

$$\frac{\omega}{\Delta v_{fsr}} = 2\pi N + \frac{\delta\omega}{\Delta v_{fsr}} \tag{3.29}$$

在这里 N 是整数，$\delta\omega$ 是激光频率与腔的共振点的偏离，当腔的精细度较高时，其精细度可近似表示为 $F \approx \pi/(1-r^2)$，因此反射系数可以表示为

$$F \approx \frac{i}{\pi}\frac{\delta\omega}{\delta v} \tag{3.30}$$

这里 $\delta v = \Delta v_{fsr}/F$ 是腔的线宽，误差信号正比 $\delta\omega$，所以当 $\delta\omega << \delta v$ 时

$$\varepsilon \approx -\frac{4}{\pi}\sqrt{P_c P_s}\frac{\delta\omega}{\delta v} \tag{3.31}$$

此式说明在共振点附近，误差信号与频率偏移是线性的，在大调制频率下对的误差信号如图3.29所示。这里的调制频率大小为 4% 个自由光谱范围。

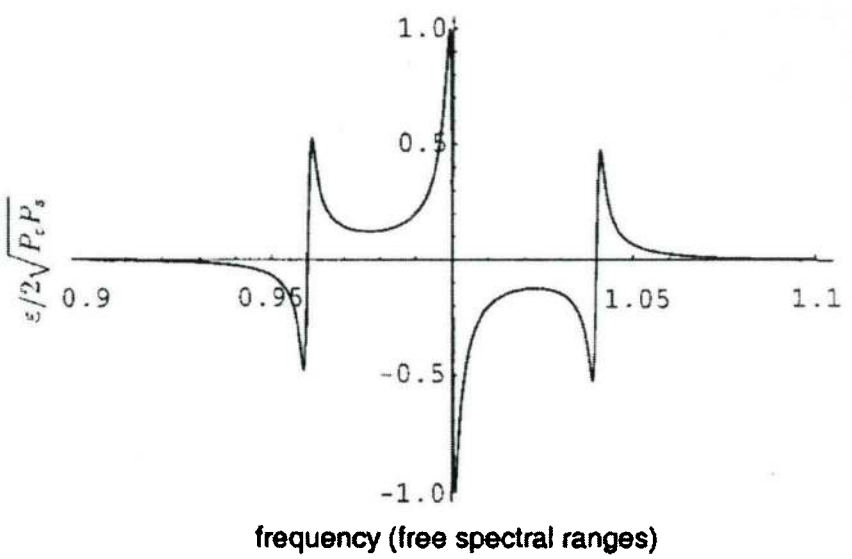

图 3.29 。大调制下的误差信号

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

3.5.2　PDH 锁腔实验

如图3.30是我们的光纤腔的 PDH 锁腔示意图，光纤腔粘连的结构如图3.31所示。光纤粘连在二氧化硅的光纤槽内，槽粘在剪切压电陶瓷上，剪切压电陶分别瓷粘在氧化铝陶瓷贴片上，最后两个陶瓷片粘贴在块状的氧化铝陶瓷上。

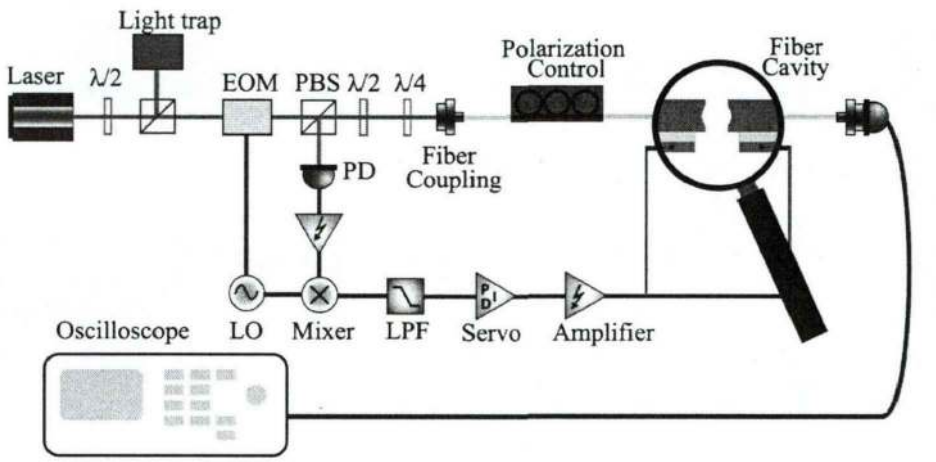

图 3.30 PDH 锁腔装置图。

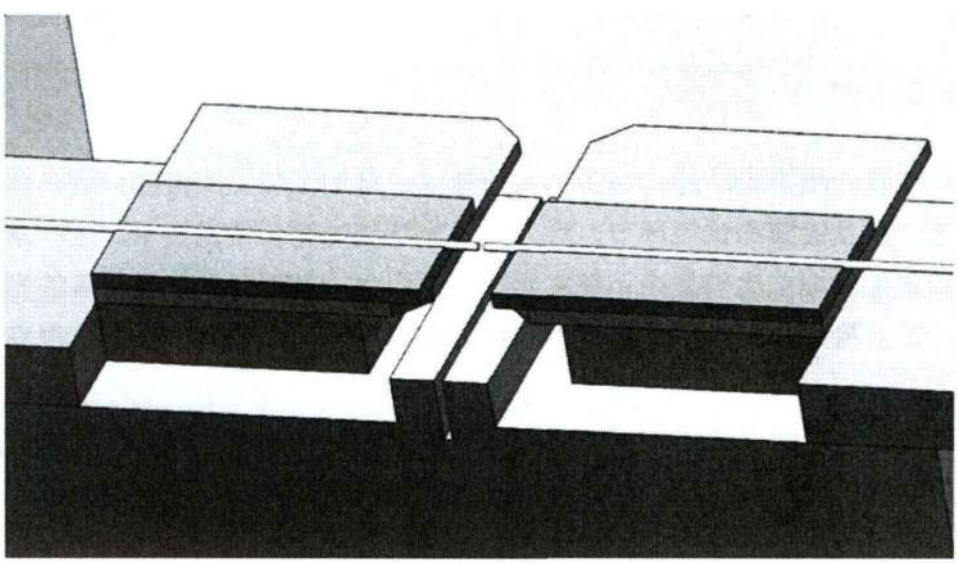

图 3.31 光纤腔粘连结构。

光纤腔的参数为，精细度 $F = 38000@672nm$，线宽 $63.4MHz$，腔长为 $70\mu m$。使用的 EOM 的调制频率为 $609MHz$。我们得到的误差信号如图3.32所示。实验中需要注意如下的问题，光纤是偏振的，所以要用偏振控制器控制入射光的偏振，否则很难获得理想的误差信号，同时由于一般用的压电陶瓷片都

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

是高压的，如 Noliac 的单片剪切压电陶瓷片是 $1.5\mu m$ 的行程，需要 $\pm 320V$ 的电压驱动，同时要能将腔长锁定在大约一个线宽对应的腔长变化范围内，即大约 $8.8pm$，PZT 运动 $8.8pm$ 对应的放大器的电压是 $3.7mV$，要想腔长锁定良好，至少放大器的纹波电压要小于这个电压量级。

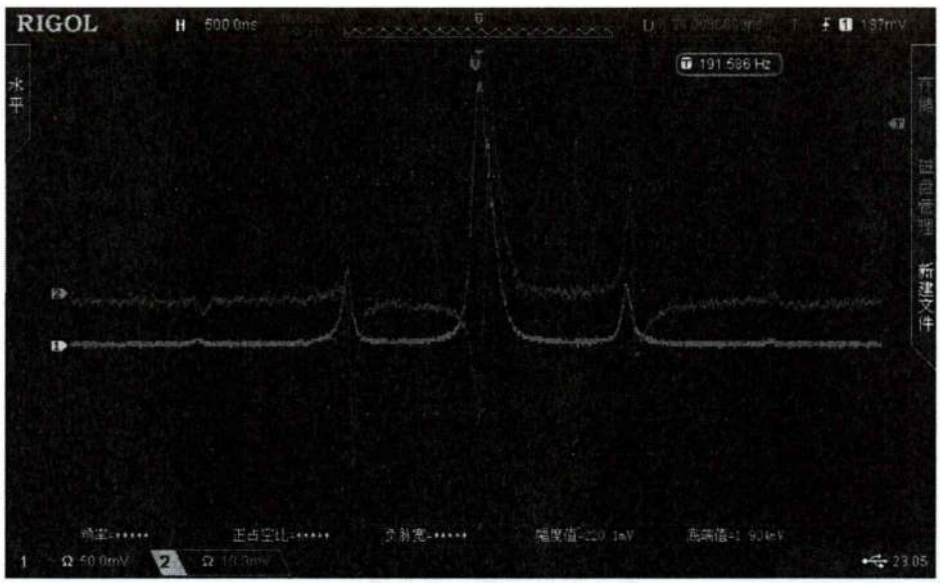

图 3.32 光纤腔的透射峰和误差信号。

3.6　本章小结

本章主要介绍了光纤腔的制备的实验技术，从加工装置的搭建，到具体的加工工艺，以及镀膜测试等环节，还介绍了光纤腔的腔长锁定技术。这一章涉及到的制备工艺细节比较复杂，在实际加工过程中，要想制备符合要求的光纤腔结构，以上提到的从设备到工艺步骤都需要符合规范，不然端面面型很容易就畸变了。

激光加工装置的升级或许可以简化这个加工的复杂度，未来可以做的是采用波长稳定功率稳定的激光，同时进行光束变换获得非高斯能量分布的，或者能量密度为球分布的光束效果会更好一些。

目前基于二氧化碳激光的光纤处理工作站是新型的光纤处理设备，商用的主要的是美国藤仓公司的 LZM 系列，对于我们的装置，其实经过改进也是可以完成很多光纤的处理的，如拉锥，烧球，扩芯等等。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

参考文献

[1] Hunger D, Steinmetz T, Colombe Y, et al. A fiber Fabry–Perot cavity with high finesse[J]. New Journal of Physics, 2010, 12(6): 065038.

[2] Hunger D, Deutsch C, Barbour R J, et al. Laser micro-fabrication of concave, low-roughness features in silica[J]. Aip Advances, 2012, 2(1): 012119.

[3] Kubista M. A New Fiber Mirror Production Setup[J]. 2017.

[4] Steinmetz T, Colombe Y, Hunger D, et al. Stable fiber-based Fabry-Pérot cavity[J]. Applied Physics Letters, 2006, 89(11): 111110.

[5] Brandstätter B. Integration of fiber mirrors and ion traps for a high-fidelity quantum interface[D]. PhD thesis, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 2013.

[6] Takahashi H, Morphew J, Oručević F, et al. Novel laser machining of optical fibers for long cavities with low birefringence[J]. Optics express, 2014, 22(25): 31317-31328.

[7] Ott K, Garcia S, Kohlhaas R, et al. Millimeter-long fiber Fabry-Perot cavities[J]. Optics express, 2016, 24(9): 9839-9853.

[8] Benedikter J, Hümmer T, Mader M, et al. Transverse-mode coupling and diffraction loss in tunable Fabry–Pérot microcavities[J]. New Journal of Physics, 2015, 17(5): 053051.

[9] Uphoff M, Brekenfeld M, Rempe G, et al. Frequency splitting of polarization eigenmodes in microscopic Fabry–Perot cavities[J]. New Journal of Physics, 2015, 17(1): 013053.

[10] Cui J M, Zhou K, Zhao M S, et al. Polarization nondegenerate fiber Fabry-Perot cavities with large tunable splittings[J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(17): 171105.

[11] Gangloff D, Shi M, Wu T, et al. Preventing and reversing vacuum-induced optical losses in high-finesse tantalum (V) oxide mirror coatings[J]. Optics express, 2015, 23(14): 18014-18028.

[12] Ballance T G, Meyer H M, Kobel P, et al. Cavity-induced backaction in Purcell-enhanced photon emission of a single ion in an ultraviolet fiber cavity[J]. Physical Review A, 2017, 95(3): 033812.

[13] Ballance T G. An ultraviolet fibre-cavity for strong ion-photon interaction[D]. University of Cambridge, 2017.

[14] Steiner M, Meyer H M, Deutsch C, et al. Single ion coupled to an optical fiber cavity[J]. Physical review letters, 2013, 110(4): 043003.

[15] Kitamura R, Pilon L, Jonasz M. Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature[J]. Applied optics, 2007, 46(33): 8118-8133.

[16] Markillie G A J, Baker H J, Villarreal F J, et al. Effect of vaporization and melt ejection on laser machining of silica glass micro-optical components[J]. Applied optics, 2002, 41(27): 5660-5667.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[17] Feit M D, Rubenchik A M. Mechanisms of CO2 laser mitigation of laser damage growth in fused silica[C]//Laser-Induced Damage in Optical Materials: 2002 and 7th International Workshop on Laser Beam and Optics Characterization. International Society for Optics and Photonics, 2003, 4932: 91-103.

[18] Fernandez J C G, Murcia S. Strong Coupling Between Small Atomic Ensembles and an Open Fiber Cavity[D]. Universitäts-und Landesbibliothek Bonn, 2018.

[19] Petrak B, Djeu N, Muller A. Purcell-enhanced Raman scattering from atmospheric gases in a high-finesse microcavity[J]. Physical Review A, 2014, 89(2): 023811.

[20] Zhou K, Cui J M, Huang Y F, et al. An Ultraviolet Fiber Fabry–Pérot Cavity for Florescence Collection of Trapped Ions[J]. Chinese Physics Letters, 2017, 34(1): 013701.

[21] Meschede D. Optics, light and lasers: the practical approach to modern aspects of photonics and laser physics[M]. John Wiley , Sons, 2017.

[22] Kneubühl F K, Sigrist M W. Laser[M]. Springer-Verlag, 2008.

[23] 彭浩, 高功率板条 CO_2 激光器射频放电技术研究 [D]. 华中科技大学, 2012.

[24] Keilmann F, Bai Y H. Periodic surface structures frozen into CO 2 laser-melted quartz[J]. Applied Physics A, 1982, 29(1): 9-18.

[25] Laguarta F, Lupon N, Armengol J. Optical glass polishing by controlled laser surface-heat treatment[J]. Applied optics, 1994, 33(27): 6508-6513.

[26] Nowak K M, Baker H J, Hall D R. Efficient laser polishing of silica micro-optic components[J]. Applied optics, 2006, 45(1): 162-171.

[27] Sandoz P, Devillers R, Plata A. Unambiguous profilometry by fringe-order identification in white-light phase-shifting interferometry[J]. Journal of modern optics, 1997, 44(3): 519-534.

[28] Sandoz P. An algorithm for profilometry by white-light phase-shifting interferometry[J]. Journal of modern optics, 1996, 43(8): 1545-1554.

[29] Larkin K G. Efficient nonlinear algorithm for envelope detection in white light interferometry[J]. JOSA A, 1996, 13(4): 832-843.

[30] de Groot P, Deck L. Surface profiling by analysis of white-light interferograms in the spatial frequency domain[J]. Journal of modern optics, 1995, 42(2): 389-401.

[31] de Groot P, de Lega X C, Kramer J, et al. Determination of fringe order in white-light interference microscopy[J]. Applied optics, 2002, 41(22): 4571-4578.

[32] de Groot P, de Lega X C. Signal modeling for low-coherence height-scanning interference microscopy[J]. Applied Optics, 2004, 43(25): 4821-4830.

[33] Park M C, Kim S W. Direct quadratic polynomial fitting for fringe peak detection of white light scanning interferograms[J]. Optical Engineering, 2000, 39(4): 952-960.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[34] Hood C J, Kimble H J, Ye J. Characterization of high-finesse mirrors: Loss, phase shifts, and mode structure in an optical cavity[J]. Physical Review A, 2001, 64(3): 033804.

[35] Kaupp H, Hümmer T, Mader M, et al. Purcell-enhanced single-photon emission from nitrogen-vacancy centers coupled to a tunable microcavity[J]. Physical Review Applied, 2016, 6(5): 054010.

[36] White A. Frequency stabilization of gas lasers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1965, 1(8): 349-357.

[37] Hansch T W, Couillaud B. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity[J]. Optics communications, 1980, 35(3): 441-444.

[38] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator[J]. Applied Physics B, 1983, 31(2): 97-105.

[39] Black E D. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization[J]. American journal of physics, 2001, 69(1): 79-87.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第四章　偏振非简并的光纤法珀谐振腔

光纤腔由四个重要的概念，分别是模式匹配，clipping loss 模型，横模耦合，以及偏振模式劈裂等，这些都是由光纤腔的自身特性而产生的，其中前面三个概念已经在前面几个章节详细讲解了。这一章，我们详细讨论偏振模式劈裂的概念，简单讲就是基于激光加工的镜面不是严格意义的圆对称的镜面，这种由于结构上对称性的破缺导致了原本腔内简并的模式出现了劈裂。

4.1　法珀腔内偏振模式不简并的基本原理

早在 2010 年左右光纤腔刚刚诞生之初，人们就在光纤腔内观察到了横基模的两个垂直偏振模式的劈裂的现象 [4, 5]，那时的普遍解释是认为这是由光纤端面的镀的膜的双折射效应引起的，这也是经常会在各种大腔中发生的事情，因为大腔镜的加工是圆对称的，所以唯一的可能性就是镀膜带来的双折射效应。传统上镀膜有两个原因会产生双折射效应 [2, 3]，一个是镀膜过程中薄膜内部会有不均匀的应力的存在，导致薄膜形变使得对不同偏振光的折射率不同，导致双折射效应；另外的原因是镀膜本身不能保证内部膜层的均匀性，从而产生双折射效应。但是后来人们专门对比了同批次的镀膜的大腔，没有发现以上的模式劈裂的情况，因此光纤腔出现这种现象，就是其他因素导致的 [1]。直到 2015 年左右，马普所的 Stephan Ritter 以及 LKB 实验室的 Reichel 等人逐渐意识到光纤腔内出现的简并模式的劈裂是由于光纤镜面的椭圆结构引起的 [6, 7]，偏振非简并的光纤腔才开始逐步被大家关注。

光纤腔镜面的加工有两个影响其面型变为椭圆面的关键，一个是从二氧化碳激光器出来的激光的光斑本来就是椭圆的，一般的椭率在 1.2 左右，如常见的 Synrad Firestar V 系列的激光器 (https://www.synrad.com)；另外就是线偏的激光来加工，由于材料具有偏振吸收的特性，导致镜面的加工大都具有一定的椭率的产生，一般单脉冲加工的镜面会有 0.47 左右的椭率 [6]。这里椭率的大小为

$$\epsilon = \sqrt{1 - R_2/R_1} \tag{4.1}$$

其中 R_2 表示如图4.1所示的长轴的曲率半径，R_1 表示短轴的曲率半径。降低椭率的办法主要有三个，一是采用多脉冲修正，二是使用圆偏振的光，三是对光束进行整形，得到能量对称分布的光斑，我们采用这种办法即用小孔进行空间

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

滤波，将椭率控制在 0.22 左右 [8]。

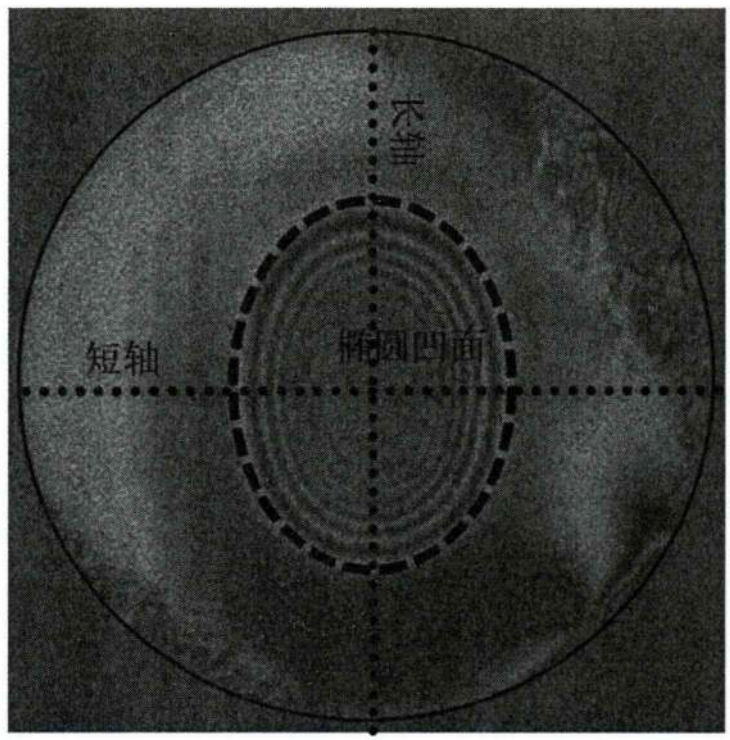

图 4.1 椭率的定义示意图。

下面我们主要介绍基模模式劈裂的理论。在传统的旁轴近似理论里，腔模的描述是用解旁轴波动方程来描述的，傍轴近似理论要求共振的腔场在镜面必须满足边界条件，即为界面的场为 0。因此在傍轴近似理论里面，偏振效应就得不到体现，也就无法描述在腔内的偏振模式劈裂的问题。这时需要将标量场理论改用矢量场理论来解释偏振模式劈裂现象。Lax 等人 [9] 指出矢量场可以用标量场的一系列本征函数来展开，其主要项是横向电场分量，其偏振方向主要沿 x 方向，非傍轴位置的偏振方向朝着 z 方向，满足标量场理论，一级近似项指的在光斑的传播方向 z，该项和主项的传播方向有 90 度的相位差。这里结合图4.2，可以看到在 (b) 中和 (c) 中的两条曲线，红色曲线满足矢量场理论的边界条件 $\vec{E}_{\tan}\Big|_S = \vec{0}$，绿色曲线满足标量场理论的边界条件就是 $E_x|_{\tilde{S}} = 0$，这应该很好理解。在 $x = 0$ 的位置，我们可以看到绿色曲线和红色曲线会重合，而且明显绿色曲线的曲率半径更大，所以在矢量场理论看来，其横向分量的描述的场在镜面处有比镜面更大的曲率半径，这个更大曲率半径的模场会有更小的 *Gouy* 相移，因此和标量场理论预测的不同，在 x 方向会有更小的共振频率。

Cullen[10] 指出，对于球面腔镜内的基模，在矢量场理论里由于更加精确的边界条件，可以算出基模频率相对于傍轴近似理论的偏差。考虑一个平凹镜，其中两个垂直的轴线有不相等的曲率半径，$R_2 > R_1$。由于频率的偏差值是和模

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

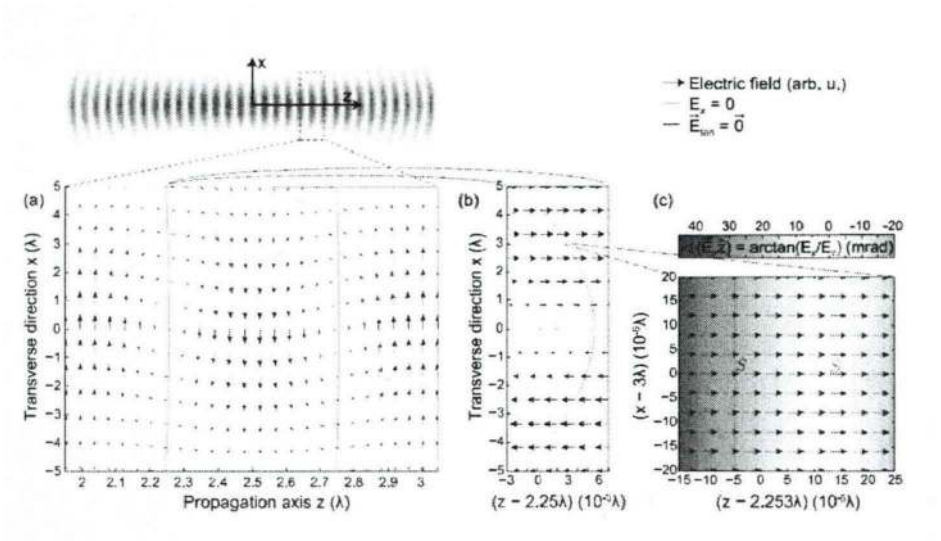

图 4.2 基模电场在腔内的分布。

式偏振方向的曲率半径相关的，这就导致了相对于傍轴近似理论的两个不同的频率偏差 $\delta\nu_1$ 和 $\delta\nu_2$，其中 $\delta\nu_1$ 对应 R_1 的主轴方向，$\delta\nu_2$ 对应 R_2 的主轴方向。

假设原来的频率大小为 ν，傍轴近似的频率为 $\tilde{\nu}$，根据 [10] 的公式，可以得到

$$\delta\nu \approx \frac{c}{4\pi k}\frac{\int_S \tilde{E}_x^S \vec{\nabla} E_x \cdot \overrightarrow{\mathrm{d}S}}{\int_V E_x^2 \mathrm{d}V} \tag{4.2}$$

x 方向的模场函数为

$$E_x^{\mathrm{C}}(x,y,z) = \mathrm{e}^{\mathrm{i}kz} u_n^x(x,z) u_m^y(y,z)$$

$$u_n^x(x,z) = \frac{\sqrt[4]{\frac{2}{\pi}}}{\sqrt{2^n n! w_x(z)}} H_n\left(\frac{\sqrt{2}x}{w_x(z)}\right) \exp\left(-\mathrm{i}\left(n+\frac{1}{2}\right)\xi_x(z) + \mathrm{i}\frac{kx^2}{2R_x(z)} - \frac{x^2}{w_x(z)^2}\right) \tag{4.3}$$

z 方向的模场函数为

$$E_z^{\mathrm{C}} = \frac{\mathrm{i}}{k}\frac{\partial E_x^{\mathrm{C}}}{\partial x} \tag{4.4}$$

假设我们的镜面曲面为

$$S: \quad z = L - \frac{x^2}{2R_x} - \frac{y^2}{2R_y} \tag{4.5}$$

则可以获得

$$\int_S \tilde{E}_x^S \vec{\nabla} E_x \cdot \overrightarrow{\mathrm{d}S} = \frac{1}{R_x}\iint x\,\mathrm{Re}\left(E_x^{\mathrm{C}}\right)\frac{\partial \mathrm{Re}\left(E_x^{\mathrm{C}}\right)}{\partial x}\mathrm{d}x\mathrm{d}y = -\frac{1}{2R_x} \tag{4.6}$$

对于基模，其在腔体内电场强度的积分

$$\int_V E_x^2 \mathrm{d}V = \frac{L}{2} \tag{4.7}$$

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

把这些结果带入4.1从而可以得到

$$\delta\nu_{\mathrm{PolX}} \approx -\frac{c}{4\pi kL}\frac{1}{R_x} \tag{4.8}$$

所以两个偏振模式之间的频率差为

$$\Delta\nu = \delta\nu_{\mathrm{PolX}} - \delta\nu_{\mathrm{PolY}} = -\frac{c}{4\pi kL}\frac{R_y - R_x}{R_y R_x} \tag{4.9}$$

偏振模式频率劈裂的大小和两个模式在腔内一个来回的产生的微分相移 $\Delta\varphi_{\mathrm{rt}}$ 的关系为

$$\Delta\varphi_{\mathrm{rt}} = \frac{2\pi\Delta\nu}{\nu_{\mathrm{FSR}}} \tag{4.10}$$

这里由于一个镜面是平面镜，因此可以认为一个椭圆镜的微分相移和平凹镜相同 $\Delta\varphi_{\mathrm{rt}} = \Delta\varphi$，那么一个凹面镜的反射一次的微分相移为

$$\Delta\varphi = \frac{1}{k}\frac{R_1 - R_2}{R_1 R_2} = \frac{\epsilon^2}{kR_2} \tag{4.11}$$

现在对于两个凹面镜，假设他们的长轴之间的夹角为 ϑ，那么

$$\Delta\varphi_{\mathrm{rt}} = \sqrt{\Delta\varphi_1^2 + \Delta\varphi_2^2 + 2\Delta\varphi_1\Delta\varphi_2\cos(2\vartheta)} \tag{4.12}$$

4.2　非简并光纤腔的制备

光子的偏振自由度一直在量子信息领域有重要的作用，如纠缠光子 [11, 12]，原子物理 [13]，固态量子存储 [14] 以及 NV 色心 [15] 等。小模式体积以及高精细度的光纤腔可以用于光子和其他物理体系的接口 [16, 17]，具有重要价值。基于之前的光纤腔的目标都是制备球面镜，并没有仔细研究椭圆镜的制备以及性能。我们首次提出椭圆光纤镜面的制备，制备的椭率精确可控，椭率的范围达到 $0.1 - 0.8$，频率劈裂的大小到 $3.19GHz$。

4.2.1　腔镜的设计

我们的加工的光路如上章节的图 3-6 所示，我们利用摆镜可以精确定位激光聚焦到光纤端面的各个位置。如图4.3所示，我们选择在光纤端面进行直线往返式脉冲加工，如图是十个脉冲的加工结果，每个脉冲的大小为 $30ms$，脉冲之间的时间间隔为 $1s$，一般在加工过程都要保证脉冲之间的时间以保证每次加工后的光纤端面的热量都耗散掉，否则多脉冲加工很容易破坏端面。

如图4.4是面型分析的示意图。我们使用的是普通的单模光纤，其中 (a) 是沿长轴和短轴的剖视图，(b) 是拟合曲线和实际的差，(c) 中保持激光的功率不

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

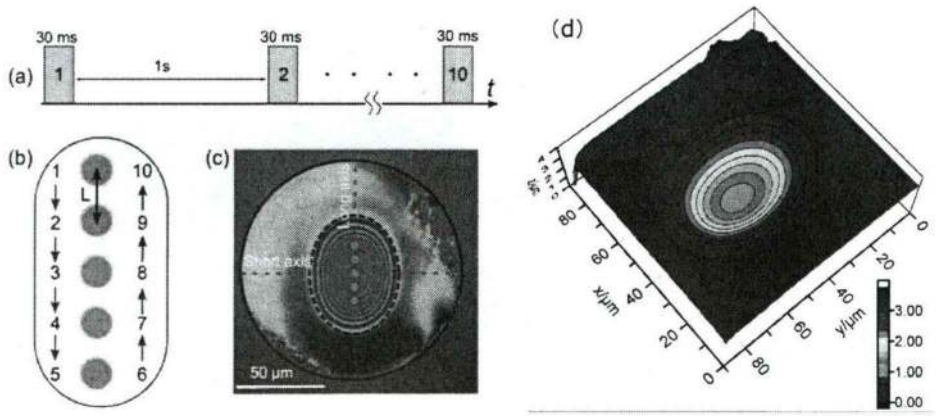

图 4.3 加工的策略和结果示意图。

变，椭率随脉冲的间隔增大而增大，随功率的增加而增加。用 25ms 的脉冲可以加工得到椭率最大的 0.8 的椭圆镜面。(d) 表示当脉冲的时间在 25ms 到 40ms 的时候，每单位点间隔的椭率和脉冲时间是线性关系。

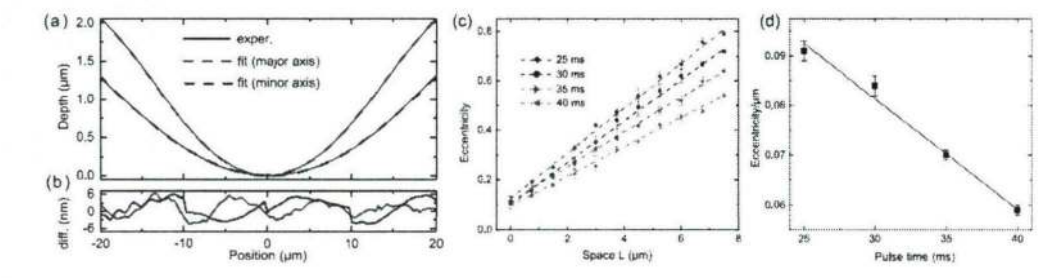

图 4.4 镜面结构和加工结果分析。

4.2.2　实验结果和分析

我们加工获得两个镜面，一个镜面的参数是 $\varepsilon_a = 0.72, R_{a1} = 48.7\mu$m，另一个镜面的参数是 $\varepsilon_b = 0.68, R_{b1} = 35.6\mu$m。镀膜参数为 $R = 99.992\%@672nm$，精细度为 40000 ± 1000，我们用这样的镜面组合成光纤腔镜，然后测试其偏振特性。如图4.5是我们的实验测试转置示意图，通过旋转光纤的相对角度以及改变入射光的偏振方向，不断测试透射谱线。如图4.6是只改变入射光偏振方向得到了透射谱。当改变入射光的方向，就可以改变透射峰两个非简并的偏振模式的透过率，明显这样的光纤腔是具有明显偏振依赖的偏振滤波器。

在入射光加入频率为 3448.8MHz 的声光调制器，则可以测到如图 (b) 所示两个劈裂模式的边带，通过边带可以得到腔的线宽为 $\delta\nu_1 = 186.6$MHz 和 $\delta\nu_2 = 173.4$MHz。在光纤旋转过程中，通过物镜观察，保持腔长的长度为 $20 \pm 1\mu m$。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

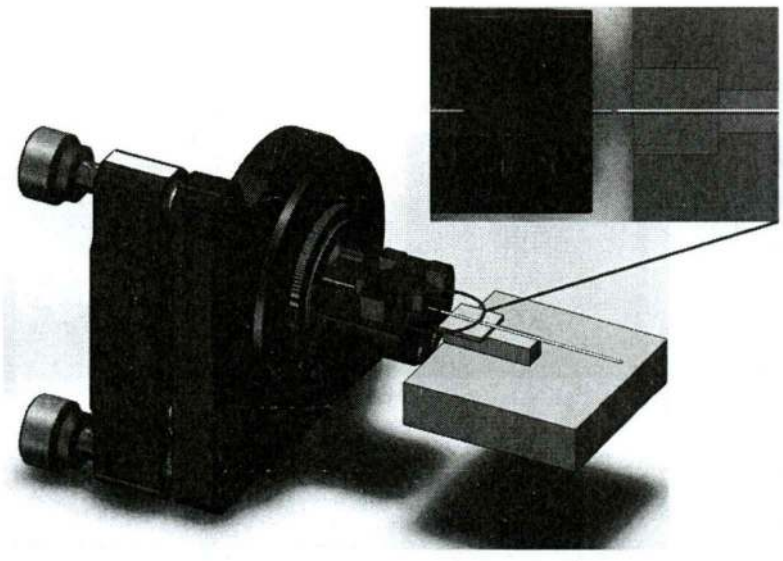

图 4.5 实验装置图。

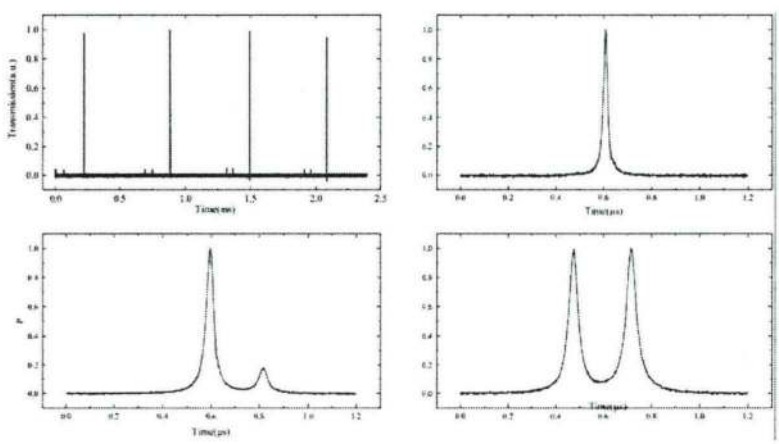

图 4.6 椭圆光纤腔的偏振特性。

光纤腔的劈裂的模式的大小为 $\Delta\nu = \frac{\nu_{FSR}}{2\pi}\sqrt{(\Delta\varphi_a)^2 + (\Delta\varphi_b)^2 + 2\Delta\varphi_a\Delta\varphi_b\cos\theta}$，通过实验发现劈裂最大为 $3.19GHz$，是线宽的 16.8 倍。

我们制备的椭率可控的高精细度的光纤腔，第一次实现了大的光纤腔模式劈裂到 GHz 的情况 [18]，这些特性为光纤腔的应用带来了更多的可能性，比如非简并的腔可以应用在腔量子电动力学中同时耦合两个不同的光子，如具有超精细能级的 ^{87}Rb[19]，$^{43}Ca^{+}$[20]，$^{171}Yb^{+}$[21] 的自旋态，NV 色心 [22] 的自旋态以及量子存储中的核自旋 [23]。同时，基于腔的原子和光的量子网络也有更好的可扩展性 [16]。在腔机械中，准确的边带热力学测量以及光子和声子的纠缠都可以都过这样的腔来实现 [24]。同时，非简并的腔也可以用于其他技术领域，如腔增强的偏振度量学 [25]，腔衰荡光谱技术 [26]，激光稳频 [27] 和传感应用

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

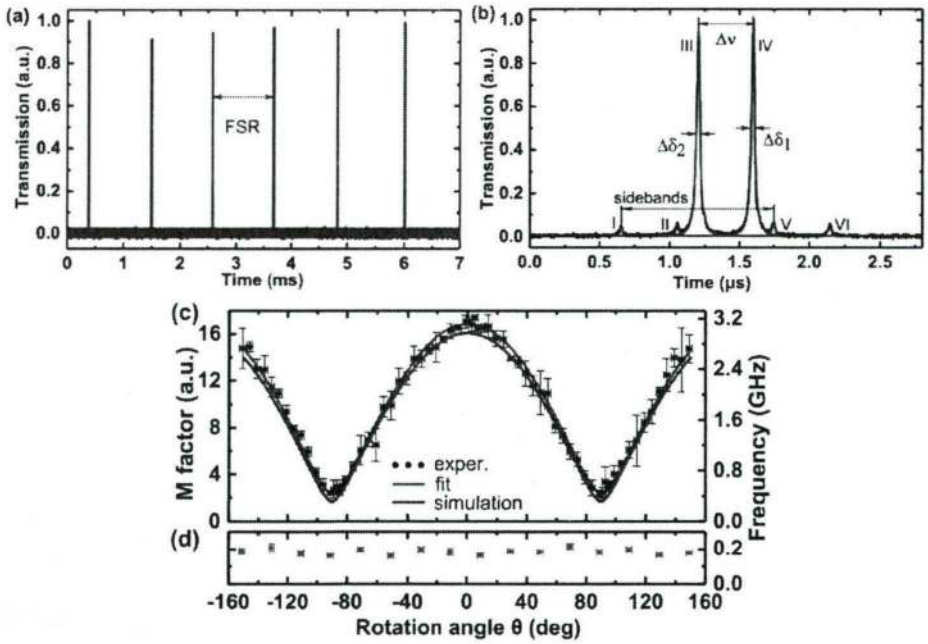

图 4.7 椭圆光纤腔的偏振特性。

[28] 中。

4.3　本章小结

本章主要介绍了一种新型的由于椭圆结构导致的偏振非简并的光纤法珀腔，包括其基本理论，制作方法，以及基本性能和应用价值。人们目前主要是在研究基模的模式劈裂问题，并没有系统研究各个高阶模的模式劈裂的特性。光纤腔作为一个很好的研究对象，可以让我们更深刻理解腔模理论，具有重要的研究价值。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

参考文献

[1] Brandstätter B. Integration of fiber mirrors and ion traps for a high-fidelity quantum interface[D]. PhD thesis, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, 2013.

[2] Mabuchi H, Ye J, Kimble H J. Full observation of single-atom dynamics in cavity QED[J]. Applied Physics B, 1999, 68(6): 1095-1108.

[3] Bielsa F, Dupays A, Fouché M, et al. Birefringence of interferential mirrors at normal incidence[J]. Applied Physics B, 2009, 97(2): 457.

[4] Hunger D, Steinmetz T, Colombe Y, et al. A fiber Fabry–Perot cavity with high finesse[J]. New Journal of Physics, 2010, 12(6): 065038.

[5] Steinmetz T. Resonator-quantenelektrodynamik auf einem mikrofallenchip[D]. lmu, 2008.

[6] Uphoff M, Brekenfeld M, Rempe G, et al. Frequency splitting of polarization eigenmodes in microscopic Fabry–Perot cavities[J]. New Journal of Physics, 2015, 17(1): 013053.

[7] Hohmann L. Using optical fibre cavities to create multi-atom entanglement by quantum zeno dynamics[D]. Paris 6, 2015.

[8] Zhou K, Cui J M, Huang Y F, et al. An Ultraviolet Fiber Fabry–Pérot Cavity for Florescence Collection of Trapped Ions[J]. Chinese Physics Letters, 2017, 34(1): 013701.

[9] Lax M, Louisell W H, McKnight W B. From Maxwell to paraxial wave optics[J]. Physical Review A, 1975, 11(4): 1365.

[10] Cullen A L. On the accuracy of the beam-wave theory of the open resonator[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques, 1976, 24: 534.

[11] Pan J W, Chen Z B, Lu C Y, et al. Multiphoton entanglement and interferometry[J]. Reviews of Modern Physics, 2012, 84(2): 777.

[12] Kwiat P G, Waks E, White A G, et al. Ultrabright source of polarization-entangled photons[J]. Physical Review A, 1999, 60(2): R773.

[13] Blinov B B, Moehring D L, Duan L M, et al. Observation of entanglement between a single trapped atom and a single photon[J]. Nature, 2004, 428(6979): 153.

[14] Zhou Z Q, Lin W B, Yang M, et al. Realization of reliable solid-state quantum memory for photonic polarization qubit[J]. Physical review letters, 2012, 108(19): 190505.

[15] Hensen B, Bernien H, Dréau A E, et al. Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres[J]. Nature, 2015, 526(7575): 682.

[16] Reiserer A, Rempe G. Cavity-based quantum networks with single atoms and optical photons[J]. Reviews of Modern Physics, 2015, 87(4): 1379.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[17] Mundt A B, Kreuter A, Becher C, et al. Coupling a single atomic quantum bit to a high finesse optical cavity[J]. Physical review letters, 2002, 89(10): 103001.

[18] Cui J M, Zhou K, Zhao M S, et al. Polarization nondegenerate fiber Fabry-Perot cavities with large tunable splittings[J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(17): 171105.

[19] Hacker B, Welte S, Rempe G, et al. A photon–photon quantum gate based on a single atom in an optical resonator[J]. Nature, 2016, 536(7615): 193.

[20] Harty T P, Allcock D T C, Ballance C J, et al. High-fidelity preparation, gates, memory, and readout of a trapped-ion quantum bit[J]. Physical review letters, 2014, 113(22): 220501.

[21] Olmschenk S, Younge K C, Moehring D L, et al. Manipulation and detection of a trapped Yb+ hyperfine qubit[J]. Physical Review A, 2007, 76(5): 052314.

[22] Gruber A, Dräbenstedt A, Tietz C, et al. Scanning confocal optical microscopy and magnetic resonance on single defect centers[J]. Science, 1997, 276(5321): 2012-2014.

[23] Morton J J L, Tyryshkin A M, Brown R M, et al. Solid-state quantum memory using the 31 P nuclear spin[J]. Nature, 2008, 455(7216): 1085.

[24] Buters F M, Weaver M J, Eerkens H J, et al. Optomechanics with a polarization nondegenerate cavity[J]. Physical Review A, 2016, 94(6): 063813.

[25] Durand M, Morville J, Romanini D. Shot-noise-limited measurement of sub–parts-per-trillion birefringence phase shift in a high-finesse cavity[J]. Physical Review A, 2010, 82(3): 031803.

[26] Huang H, Lehmann K K. Effects of linear birefringence and polarization-dependent loss of supermirrors in cavity ring-down spectroscopy[J]. Applied optics, 2008, 47(21): 3817-3827.

[27] Hansch T W, Couillaud B. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity[J]. Optics communications, 1980, 35(3): 441-444.

[28] Le T, Savchenkov A, Yu N, et al. Optical resonant sensors: a method to reduce the effect of thermal drift[J]. Applied optics, 2009, 48(3): 458-463.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第五章　基于光纤气泡微腔的应变传感

目前大家制备的光纤法珀腔都是开放式的，就是说是有两个光纤镜面间隔一定的距离形成的结构。这里我们介绍一种利用我们的光纤腔制备的技术，即在光纤镜面制备凹型球面镜的方法，可以制备新型的光纤气泡微腔传感器，就是将两个制备的凹型球面镜用光纤熔接机熔接，这样在光纤的中心就可以形成一个气泡的结构，这样气泡在光纤的两侧就可以形成一个密闭的气泡腔结构。这种制备气泡腔的方式，不仅是拓展了我们光纤镜面加工装置的应用范围，也形成了一种新型的制备可控法珀气泡腔的方法，我们将其应用于应变传感，传感的灵敏度达到 56.69 pm/$\mu\varepsilon$，而普通气泡腔传感精度都只有几个 pm/$\mu\varepsilon$，因此精度高出一个量级。

5.1　光纤气泡腔传感简介

5.1.1　光纤气泡腔的研究进展

光纤传感的优点在于灵敏度高，抗环境干扰能力强，传感的物理量的种类很多 (如温度，应变，微流，磁场，电场，位移，振动等等)，生物兼容性好，传输损耗低等，因此广泛应用于生物医疗，复合材料，能源，航空等领域 [1–6]。光纤干涉仪是一种重要的光纤传感类型，又可以分为光纤法珀干涉仪，光纤马赫 -增德尔干涉仪，迈克尔逊干涉仪等等，其中法珀干涉仪和马赫 -增德尔干涉仪的区别在于，法珀干涉仪是反射型的，马赫 -增德尔干涉仪是透射型的。这里我们主要介绍一种光纤法珀干涉仪即光纤法珀微腔的实验制备的方法以及结构特点。

常用的制备光纤法珀腔的方法有飞秒激光加工的方法 [7–10]，如图5.1是飞秒激光加工的光纤法珀腔的结构图，在光纤中间位置进行加工，纤芯的两个反射面可以组成法珀腔，这种制备方法得到的是开放式的光纤法珀腔。但是其加工的特点就是光纤腔的两个镜面的平整度不高，会导致有比较大的损耗，干涉对比度差，只有几个 dB，结合电弧放电的技术，可以提高到 30dB[11]。利用飞秒激光产生开放式的光纤腔，和环境具有较好的交互性，可以用于多种传感领域。

另一种常见的制备方法就是电弧放电，其基本特点是电弧放电可以对光纤端面具有热回流的平滑作用，大大降低了散射的损耗。这种方法一般要结合其

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

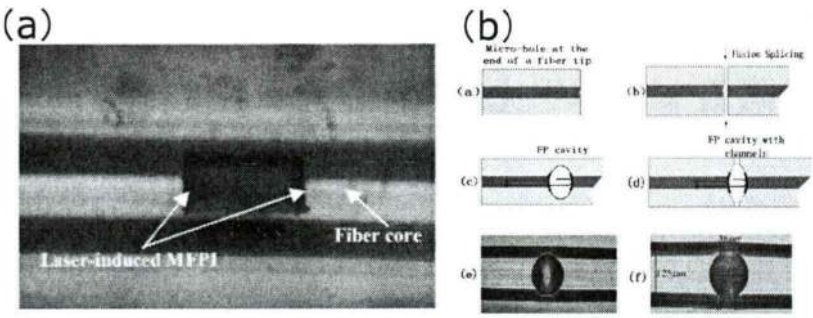

图 5.1 飞秒激光加工光纤法珀微腔。

他技术才可以在光纤中间产生空腔的结构，比如结合飞秒激光加工的方法，就是先在光纤端面用飞秒激光加工一个缺陷，这样的缺陷经过电弧放电熔接两个光纤就可以形成空腔结构 [11]，如图5.1(b)。还有比如使用特种光纤，比如光子晶体光纤，如图5.2(a)，由于其内部有空气缝隙，在电弧放电熔接过程中也会放大缺陷产生空腔结构 [12]。其他的还有通过在端面上加特殊液体导致的电弧放电过程中初始的小气泡放大形成气泡腔结构，如图5.2(c) 所示 [19]。

最后常用的是化学腐蚀的方法 [13]，化学腐蚀的主要是用氢氟酸 (HF) 与石英材料或石英掺杂材料的化学反应，由于光纤的纤芯材料和包层不一样，所以化学腐蚀的快慢不同，就会形成凹陷的结构如图5.2(b) 所示，用熔接机熔接，就可以形成光纤法珀腔。

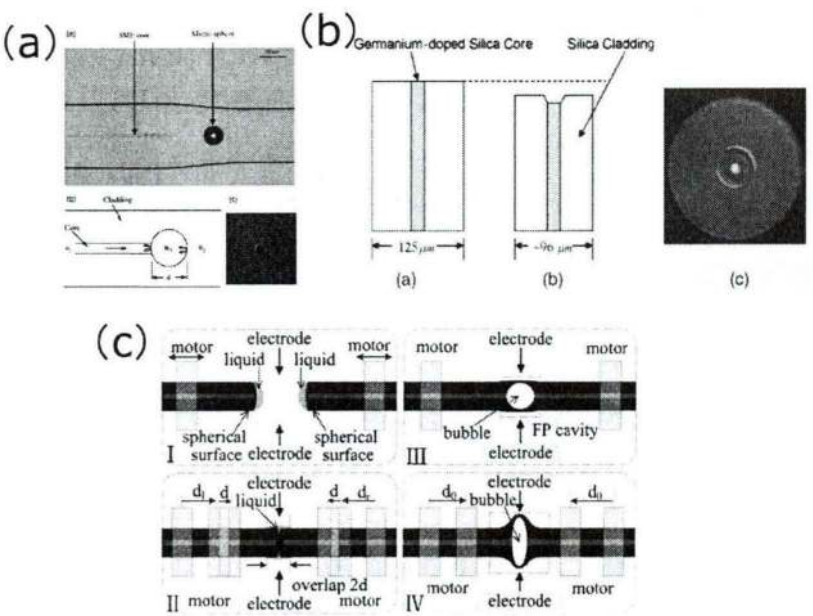

图 5.2 电弧放电和化学腐蚀加工示意图。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

5.1.2　光纤气泡腔的基本原理

以上介绍的几种加工方法都可以制备光纤气泡腔，目前这样类型的光纤气泡腔的一个重要的研究方向就是用于做应变传感。首先介绍一下应变的概念，就是用来衡量物体形变量大小的物理量，对于长度为 L 的物体，受力之后产生形变 ΔL，那么其应变的大小为 $\varepsilon = \frac{\Delta L}{L}$，是无量纲量。这里我们介绍我们设计的光纤气泡微腔的应变传感原理。

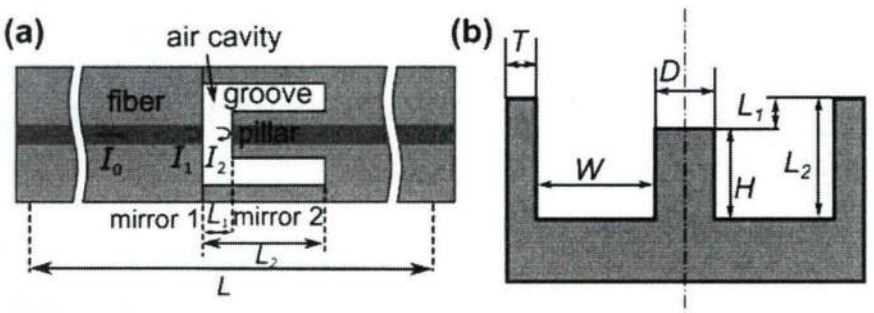

图 5.3 特殊结构的光纤气泡腔。

如图5.3(a) 是光纤气泡微腔的结构示意图，和传统的光纤气泡腔不同之处在于腔镜的一侧有凸起的圆柱。其中用于传感的光纤的长度为 L，L_1, L_2 分别是干涉腔长和有效腔长，整个实体光纤的长度为 $L_s = L - L_2$，S_s 和 S_c 分别是实体光纤和气泡腔侧壁的横截面积。腔的侧壁的厚度为 T，柱子的宽度为 D。波长变化和应力的大小关系为

$$\frac{\Delta\lambda_m}{F} = \frac{\lambda_m}{S_c E}\frac{L_2}{L_1} \tag{5.1}$$

其中 λ_m, F 和 E 分别是第 m 级次干涉峰的中心波长，纵向的应力大小，以及杨氏模量的大小。熔融石英的杨氏模量大小为 70.3GPa。有上式可知，提高 L_2/L_1 以及减少侧壁的面积可以提高应力传感精度。应变和应力的关系为

$$\varepsilon = \frac{F}{SE} \tag{5.2}$$

当有应力 F 施加在光纤上时，腔长的变化为 ΔL，那么

$$\begin{aligned}\varepsilon = \frac{\Delta L}{L} &= \frac{\Delta L_s}{L_s}\frac{L_s}{L} + \frac{\Delta L_2}{L_2}\frac{L_2}{L} \\ &= \frac{F}{S_s E}\frac{L_s}{L} + \frac{F}{S_c E}\frac{L_2}{L} \\ &= \frac{F(L_s S_c + L_2 S_s)}{E L S_s S_c}\end{aligned} \tag{5.3}$$

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

通过以上两个公式可得，应变的传感精度为

$$\frac{\Delta\lambda_m}{\varepsilon} = \frac{\lambda_m L L_2 S_s}{L_1 (L_s S_c + L_2 S_s)} \overset{L \gg L_2}{\approx} \lambda_m \frac{L_2 S_s}{L_1 S_c} \tag{5.4}$$

上式表明，影响应变传感精度的参数非常多，考虑实际光纤的长度远远大于有效腔长，即 $L \gg L_2$。那么应变主要就是和波长以及腔的结构参数有关。

5.2　气泡腔制备的工艺

我们使用的是第二代光纤镜面加工装置进行特殊光纤结构的加工。加工的工艺流程如图5.4所示，首先在光纤端面用激光脉冲进行销蚀，形成如图 (b) 所示的结构，我们用 Zygo 的白光干涉仪获得的三维形貌。加工的时候，我们选择加工的方式是用采用逐点多次加工的方法，(a) 中的红点以及数字表示实际加工的位置以及脉冲次序。图 (c) 是图 (b) 的剖视图，可以看到一个圆形的凹槽，在圆柱的顶部有一个凹陷，是为了提高干涉对比度，并且由图可得 $L_2/L_1 = 3.4$。等效的侧壁厚度为 $20\mu m$。图 (d) 是用光纤熔接机进行熔接的示意图，其中电极的位置要偏离第一镜面向左 $20\mu m$，这是为了防止熔接过程的高温导致结构破坏。实验中我们用的是 1550nm 的单模光纤。

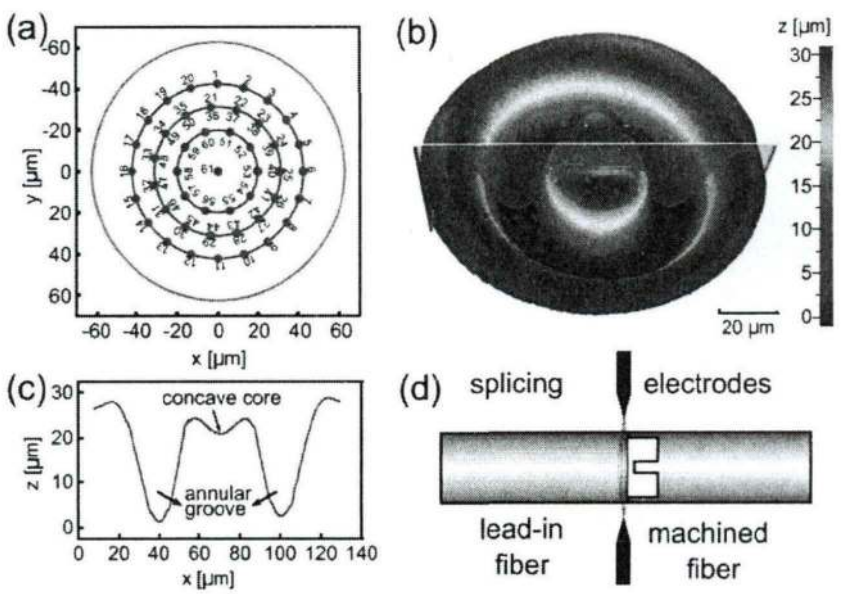

图 5.4 光纤气泡腔的工艺流程。

测试过程中，我们将光纤的一头固定，另外一侧固定在分辨率 $1\mu m$ 的运动

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

台上，整个光纤的长度为 500mm，通过移动运动台来观察反射谱线的变化。应变的测试范围为 0 – 1800$\mu\varepsilon$，单步的变化为 180$\mu\varepsilon$，每移动一个步长，使用可连续调谐 1460nm – 1570nm 的激光器 (CTL 1500; Toptica Photonics, Germany) 进行波长扫描，同时记录反射峰谱线。

5.3　实验结果和分析

实验中我们一共测试四组不同结构的光纤气泡微腔 S1，S2，S3 和 S4，他们的结构分别是 (4，40，10)，(4，25，10)，(4，4，10) 和 (4，4，22)μm(干涉腔长，有效腔长，侧壁厚度)。如图5.5是实验测试数据。图 (a) 是 S1 的不同应变下的反射强度和波长的关系，可以算出其应变灵敏度为 56.69 pm/$\mu\varepsilon$。根据图 (b) 可以分别知道各个结构的光纤法珀腔的应变灵敏度，分别为 56.69 pm/$\mu\varepsilon$，32.50 pm/$\mu\varepsilon$，8.11 pm/$\mu\varepsilon$，2.59 pm/$\mu\varepsilon$。根据结构四个腔的传感灵敏度计算分别为 50.26pm/$\mu\varepsilon$，30.88pm/$\mu\varepsilon$，5.02pm/$\mu\varepsilon$，2.51pm/$\mu\varepsilon$。由 S1 和 S2 的对比可知，有效腔长越长灵敏度越高；由 S3 和 S4 的对比可知，侧壁厚度越薄灵敏度越高。其中 S3 和 S4 就是普通气泡腔的传感精度。明显，我们设计的凹凸结构有助于提高应变的灵敏度。可以将 L_2/L_1 当成是一种灵敏度的放大因子。

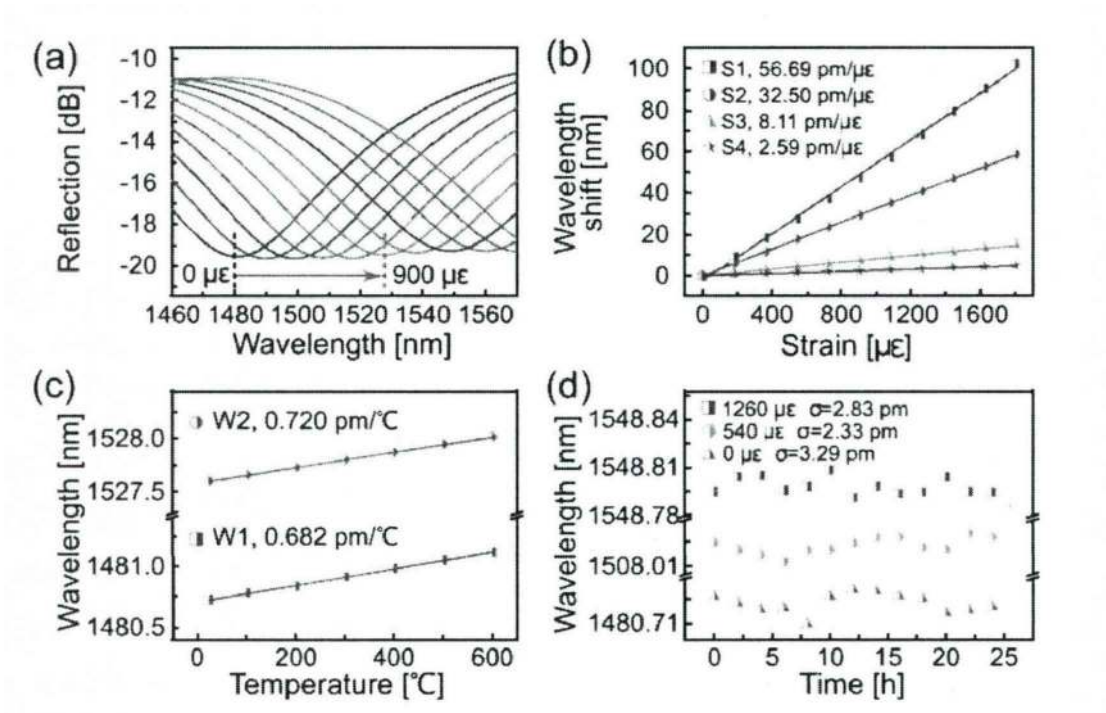

图 5.5 光纤气泡腔实验结果图。

图 (c) 表示 S1 在不同的温度下的两个中心波长的漂移，在 1480nm 下的温度灵敏度为 0.682 pm/°C；在 1527nm 下的温度灵敏度为 0.720 pm/°C。这个可

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

以通过公式 $\Delta\lambda/\Delta T = \alpha\lambda_0$ 来解释，其中 α 表示硅的热膨胀系数。因此更长的波长会导致更高的温度灵敏度。考虑到温度灵敏度会影响应变灵敏度，考虑应变温度的交叉灵敏度为 $0.012\mu\varepsilon/°C$。图 (d) 表示在 24 小时的测试下，不同大小的应变的波长漂移随时间的变化情况，波长的抖动在 2.82pm 以内，也就是说，应变传感器的灵敏度为 $0.1\mu\varepsilon$[14]。进一步考虑提高法珀气泡腔的应变传感精度，就是减少侧壁的厚度，增加 L_2/L_1 的比值，后者使用包层直径更小的光纤。但是过于减少侧壁的厚度会降低其抗拉强度，光纤容易断裂，所以可行的办法就是提高 L_2/L_1 的比值。这个在工艺上可以采用更短波长的光加工进一步提高有效腔长。

5.4　小结

本章介绍了目前主流的光纤法珀微腔的加工方法以及各自的优劣势，同时介绍了我们设计的一种新型结构的光纤气泡微腔，其加工是基于我们的第二代光纤镜面加工平台。这种新型的结构可以有效增加应变传感的精度，同时也可以将这样的腔的侧壁打开，这种开放式的结构可用于其他的传感，如折射率，温度，微流等 [15–18]。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

参考文献

[1] Pinet É. Medical applications: Saving lives[J]. Nature photonics, 2008, 2(3): 150.

[2] Jones M. Structural-health monitoring: a sensitive issue[J]. Nature Photonics, 2008, 2(3): 153.

[3] Nakstad H, Kringlebotn J T. Oil and gas applications: Probing oil fields[J]. Nature Photonics, 2008, 2(3): 147.

[4] Ramakrishnan M, Rajan G, Semenova Y, et al. Overview of fiber optic sensor technologies for strain/temperature sensing applications in composite materials[J]. Sensors, 2016, 16(1): 99.

[5] García I, Zubia J, Durana G, et al. Optical fiber sensors for aircraft structural health monitoring[J]. Sensors, 2015, 15(7): 15494-15519.

[6] Roriz P, Carvalho L, Frazão O, et al. From conventional sensors to fibre optic sensors for strain and force measurements in biomechanics applications: A review[J]. Journal of biomechanics, 2014, 47(6): 1251-1261.

[7] Rao Y J, Deng M, Duan D W, et al. Micro Fabry-Perot interferometers in silica fibers machined by femtosecond laser[J]. Optics express, 2007, 15(21): 14123-14128.

[8] Wei T, Han Y, Li Y, et al. Temperature-insensitive miniaturized fiber inline Fabry-Perot interferometer for highly sensitive refractive index measurement[J]. Optics Express, 2008, 16(8): 5764-5769.

[9] Wei T, Han Y, Tsai H L, et al. Miniaturized fiber inline Fabry-Perot interferometer fabricated with a femtosecond laser[J]. Optics letters, 2008, 33(6): 536-538.

[10] Jiang L, Zhao L, Wang S, et al. Femtosecond laser fabricated all-optical fiber sensors with ultrahigh refractive index sensitivity: modeling and experiment[J]. Optics express, 2011, 19(18): 17591-17598.

[11] Liao C R, Hu T Y, Wang D N. Optical fiber Fabry-Perot interferometer cavity fabricated by femtosecond laser micromachining and fusion splicing for refractive index sensing[J]. Optics express, 2012, 20(20): 22813-22818.

[12] Li E, Peng G D, Ding X. High spatial resolution fiber-optic Fizeau interferometric strain sensor based on an in-fiber spherical microcavity[J]. Applied Physics Letters, 2008, 92(10): 101117.

[13] Chen X, Shen F, Wang Z, et al. Micro-air-gap based intrinsic Fabry-Perot interferometric fiber-optic sensor[J]. Applied optics, 2006, 45(30): 7760-7766.

[14] Gounaridis L, Groumas P, Schreuder E, et al. New set of design rules for resonant refractive index sensors enabled by FFT based processing of the measurement data[J]. Optics express, 2016, 24(7): 7611-7632.

[15] Wu S, Yan G, Zhou B, et al. Open-cavity fabry-perot interferometer based on etched side-hole fiber for microfluidic sensing[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2015, 27(17): 1813-1816.

[16] Favero F C, Bouwmans G, Finazzi V, et al. Fabry–Perot interferometers built by photonic crystal fiber pressurization during fusion splicing[J]. Optics letters, 2011, 36(21): 4191-4193.

[17] Gao R, Lu D, Cheng J, et al. In-Fiber Double-Layered Resonator for High-Sensitive Strain Sensing[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2017, 29(11): 857-860.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[18] Villatoro J, Finazzi V, Coviello G, et al. Photonic-crystal-fiber-enabled micro-Fabry–Perot interferometer[J]. Optics letters, 2009, 34(16): 2441-2443.

[19] Liu S, Wang Y, Liao C, et al. High-sensitivity strain sensor based on in-fiber improved Fabry–Perot interferometer[J]. Optics letters, 2014, 39(7): 2121-2124.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第六章　基于紫外光纤法珀腔的离子荧光的收集

6.1　光纤腔在离子阱中应用的简介

离子阱技术可以稳定地囚禁离子，其量子态操控、读取的技术成熟，为研究量子信息提供了理想载体，在量子存储、量子计算、量子模拟等方而被广泛应用 [1–4]。鉴于离子阱在量子信息研究方而的优势，近年来国内许多课题组开始这方面的实验工作，并取得了一系列成果。例如，武汉物理与数学研究所冯芒小组搭建成功线性阱，将 $^{40}Ca^{+}$ 束缚到 Lamb-Dicke 区域 [5]。以此为基础，他们正致力于边带冷却和量子纠缠的实验，完成逻辑门操作和量子仿與。清华大学段路明小组也实现了 $^{171}Yb^{+}$ 束缚，在此基础上完成了一系列工作 [6, 7, 7, 9]。

如何将离子阱系统扩展，实现大规模的量子网络和量子计算是当前离子阱在量子计算领域所而临的主要问题。增加系统的离子数量是最直接的方案，这需要借助可宽展的芯片阱来实现 [10–12]。国际上有几个小组在这个方案上研究了十几年，并没有取得大的技术进展。除了技术复杂度较高的原因外，芯片阱这种形式的微阱加热率也比较大，可操作的相千时间较短 [13]。相比之下，普通离子阱，例如线型阱，囚禁多个离子的技术已经非常成熟，目前可以囚禁十几个离子，并实现一些量子模拟实验。如果可以将不同的阱之间的离子纠缠，构建分布式量级计算在目前技术条件下具有很高的可行性 [4, 14]。

远程离子纠缠制备需要飞行量子比特。光子作为优秀的飞行比特，可以长距离传送量子态，因此被用于量子通信技术。目前，量子通信技术已经比较成熟，例如量子密钥分配技术已开始实用化。人们所设想的“量子因特网”，也被提上研究日程。在量子网络中，静止量子比特，例如原子、量子点、超导电路等，可以作为网络上的量子节点，实现信息存储、处理：而飞行比特光子可以作为量子信道的媒介，实现量子节点之间信息交互 [15]。在物理硬件上，如何实现光子与量子节点之间量子信息的交互，是实现量子网络的基础。当囚禁离子作为量子网路中节点时，高效、高保真度地实现光子态与离子态的相互转移，成为能否构建可扩展量子网络的关键。目前，主要有两类方案实现光子与离子量子态转移：预告性量子态转移和确定性量子态转移。

确定性量子态转移方案直接利用光与物质相互作用的演化过程，实现量子态转移，因此其保真度依赖于光子与物质的相互作用。为了高保真度地制备量子态，需要光子与离子有比较大的耦合因子。利用光学谐振腔增强耦合因子是

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

优先方案。在原子系统中，德国 Rempe 实验小组已经利用腔量子电动力学方案，实现了光子与原子的交互 [16–18]。相比冷原子方案中的光偶极阱，离子阱的束缚势能更大，其囚禁离子具有更好的稳定性，因此在腔 QED 实验上更有优势。2002 年，奥地利 Blatt 小组实现单个 Ca^+ 离子与光学腔的耦合 [19]。2009 年，他们进一步研究了线性阱中的 $^{40}Ca^+$ 离子，实现了腔辅助的真空 Raman 跃迁 [20]。在此基础上，他们先后制备离子态 -光子偏振态的纠缠态，实现离子态到光子态的转化 [21]，制备离子阱中离子之间的纠缠态 [23]。实验上，离子态到光子偏振态的转移保真度最高可达 92%[22]。然而，他们实验系统的耦合闵子也只有 5MHz，如果将这个参数进一步提高，可以进一步提高量子态转移的保真度。

预告性量子态转移方案不需要每次成功转移量子态，而是通过测量将成功实现量子态转移的事件标记出。用户可以重复量子态转移协议，直到出现成功信号为止，获得一次量子态转移。预告性方案容易高保真度地转移量子态，但是预告选择过程往往导致制备效率偏低。例如，美国 Monroe 小组用预告性方案实现的两 Yb+ 离子纠缠态制备 [23]、隐形态传送 [24]，需要 10 分钟量级才能获得一次成功事件。为了保证可观的制备速率，就需要提高离子荧光探测效率。德国 Eschner 小组利用高数值孔径物镜提高 Ca+ 离子荧光收集效率，先后实现了预告型光子吸收 [25]，两离子相互作用 [26], 高保真度地实现了光子偏振态到离子态的转移 [27]。尽管预告性方案在实验上取得上述重要进展，但是目前预告成功率也在 1% 以下，仍然限制量子态转移的速率。即便使用高数值孔径物镜，离子荧光收集效率只有 8% 左右。如何进一步提高离子荧光收集效率，成为预告性方案的瓶颈。利用光学谐振腔提高离子荧光亮度是一个有效的解决方案。虽然 Monroe 小组已经尝试该方案，但并没有增加总的探测效率 [28]。他们实验方案使用腔长 2mm 的光学腔，其耦合因子 g 因子只有 4MHz 左右，是主要限制因素。因此，进一步增强光与离子能级的耦合因子，是光学谐振腔增强荧光探测方案的关键。

无论在预告性还是确定性量子态转移的研究上，提高光子与离子能级的耦合因子已成为下一步实验的关键点。光纤法珀谐振腔 (FFPC) 是近十年来发展出的一种新型光学谐振微腔 [29], 相比传统 FP 腔，FFPC 具有小模式体积，因此腔中光与原子的耦合因子要大一两个量级，更容易获得光与物质作用的强耦合条件。例如，在冷原子实验中，已经利用 FFPC 实现原子与光场的强耦合 [30]。此外，FFPC 腔模可控、自身与光纤集成，可以方便、高效地收集腔模荧光, 因此近年来被用于各种单光子源系统的荧光收集和增强，例如荧光分子 [31]、量子点 [32]、NV 色心 [33, 34]。

由于 FFPC 上述优势，将其与离子阱系统集成是下一步研究的热点。最近，

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

已经有小组开展这方面的工作，例如，将 Yb+ 离子置于 FFPC 当中，腔模与亚稳态能级共振时，可以测量到离子激发态寿命的缩短，即自发辐射增强 [35]。奥地利 Blatt 小组也实现了 FFPC 与线性阱的集成 [36]，他们的技术方案中 FFPC 具有很高的精细度，主要用于他们腔增强 Raman 方案。上述工作都是基本思路都是而向确定性量子态转移，因此都需要强耦合条件，要求腔本身具有很高的品质因子。分布式量子计算只需要制备远程离子的纠缠态，在这种情况下，实验上预告性方案更容易实现，并且具有更高的保真度。因为光学测量光子偏振态保真度可以达到千分之一以上，一但出现双光子信号 (预告信号)，离子便高保真度地纠缠。预告性方案本身不需要光子与原子强耦合，只需要保证系统的收集效率。

综合以上问题，我们提出了利用紫外 FFPC 提高收离子荧光收集效率、进而实现高效率预告性纠缠的方案。由于之前 FFPC 与囚禁离子的研究，往往关注强耦合条件，要求腔的品质因子极高，而紫外波长的损耗较大，不会在这种方案所考虑。如果紫外波长 FFPC 的腔损耗不是特别大，只需保证 Purcell 因子能够大于 1，荧光耦合到腔模的效率就会大于 50%。并且，收集的荧光直接经腔模直接耦合到单模光纤的模式，集成度高。

6.2　实验方案

提高收集效率最直接的方法是提高物镜的数值孔径。然而，这种方法的极限不会高于 50%。考虑到需要耦合到单模，收集效率会更低。目前，Monroe 小组采用 0.6 数值孔径的光纤，尽管空间收集效率可以达到 10% 左右，耦合到单模光纤后收集效率只有 1.4%。采用凹面镜收集的方法可以将收集效率提高到 50% 以上，然而这种方法需要特殊的离子阱，而这种阱不能像线型阱一样囚禁一串离子。此外，这种收集方法同样有耦合进入单模光纤效率会进一步降低的问题。利用光学腔来提高荧光收集效率则是另外一种思路。如图6.1假设原子的自发辐射速率为 γ 如果腔 QED 系统处于坏腔极限，腔的 Purcell 增强效应会增加 $2C_0\gamma$ 的辐射速率至腔模中，因此荧光辐射到腔模的效率为 $2C_0/(2C_0+1)$。其中 C_0 为协同因子。C_0 大于 0.5 就可以有大于 50% 的效率。除提高收集效率之外，腔还增强丫辐射光子计数率，这对提高预告性纠缠方案的双光子计数率也是有益的。

考虑使用 Bell 基测量的方案制备两 Yb 离子纠缠态，原理图如6.2。制备纠缠的过下：首先，将离子态初始化至 $|0\rangle$ 态。接下来，利用一个皮秒激光脉冲将 $|0\rangle$ 态泵浦至 $P_{1/2}|F=1,m=0\rangle$ 态，如图6.2(B) 这个态会往下自发辐射光子。幅射光子后，离子的末态 ($S_{1/2}|F=1,m=-1\rangle$ 和 $S_{1/2}|F=1,m=1\rangle$) 与所辐射

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

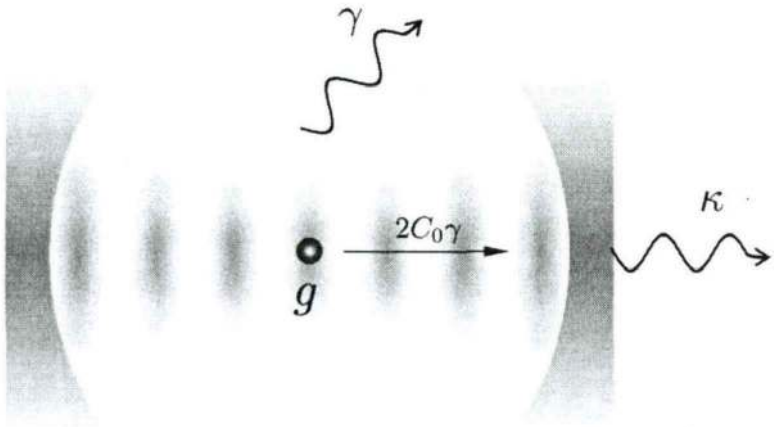

图 6.1 光学腔增强荧光收集原理图。

光子的偏振态 (σ^+ 和 σ^-) 是纠缠的。最后，对两个离子发出的光子做双光子测量如图6.2(A) 中所示，如果在某组 Bell 基上探测到符合计数，则两离子的状态处于纠缠态。

根据纠缠制备的需求，使用 FP 微腔收集荧光实验方案如图6.2(c)，我们将磁场的方向配置为 FFPC 腔的光轴方向。由 Zeeman 效应荧光偏振分布可知，磁场方向只收集到左旋光和右旋光。FFPC 的腔模与 $S_{1/2}|F=1\rangle$ 上 Zeeman 子能级共振，因此要求 Zeeman 能级的间距远小腔线宽。369.5nm 探测光从侧而泵浦离子，其偏振需要垂直磁场。为了锁定 FFPC 的腔长与离子能级共振，我们采用 739.5mn 和 369.5mn 双波段高反膜构成 FFPC 腔镜。将 739.5nm 的荧光输入腔内作为锁定腔的激光。可以用滤波片将这个光滤掉，而不影响 369.5nm 的荧光探测。紫外光纤的损耗较大，为了保证输出腔镜的输出效率，反射率不需要很高。739.5mn 光的损耗较小，因此膜可以有更高的反射率，相应的 FFPC 腔线宽更窄，可以更好的锁腔。

6.3　对光纤腔的要求和制备

假设用腔长为百微米量级的光学腔的收集离子荧光，如果要求兼容上述纠缠方案，首先光子的两个态都需要与腔模共振。由于 Yb 能级间距为 12.6GHz，这一般大于微腔的线宽，并且小于微腔的 FSR。因此频率纠缠所产生的不同频率态既不能在同一个纵模里共振，也不能在相邻的纵模里共振，即两个模式不能同时得到增强。

在弱磁场条件下，偏振纠缠所光子态的频率差为塞曼劈裂 2.8MHz/G。理想情况下，如果我们选择腔的线宽远大于这个劈裂，这两个态的光子在腔内都与

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

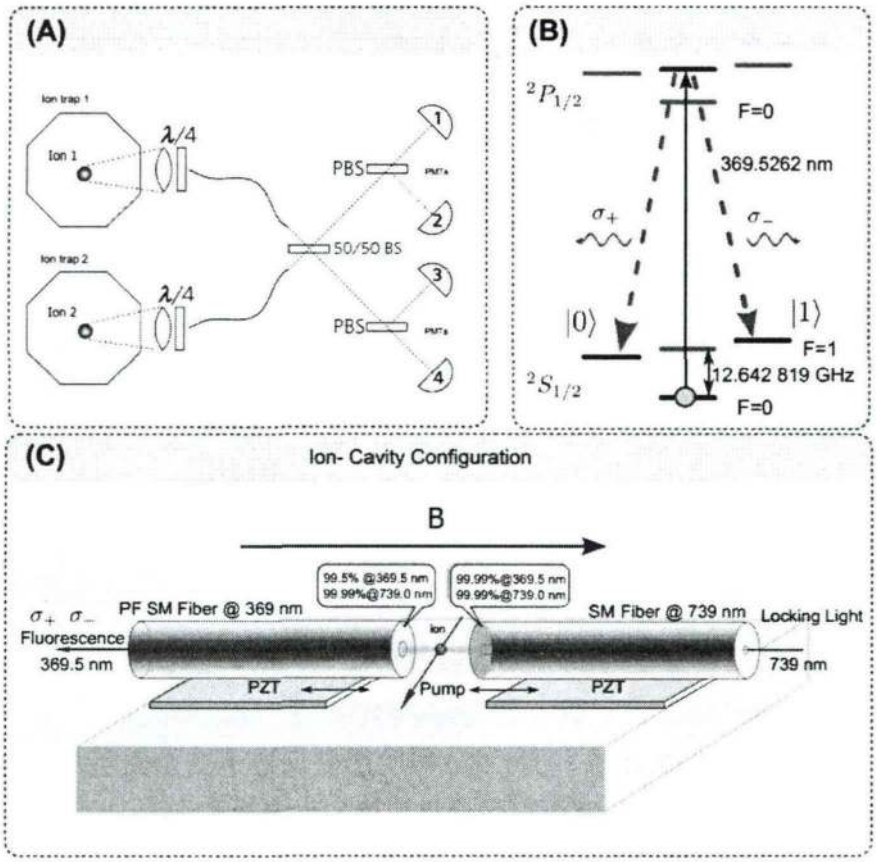

图 6.2 纠缠生成方案和荧光收集方案。

腔模共振，并且有相同的增强系数。因此偏振纠缠是可以集成光学微腔的方案。

由于实验上所制备的光学腔曲面并不是完美的，各项异性会导致不同偏振态共振频率出现差异。因此，为了保证偏振纠缠方案能够顺利实施，需要光纤曲面对称，两组偏振共振频率简并。另外，一个需要注意的问题是充电效应对离子的影响。由于光纤材料是绝缘体，在紫外激光照射下，介质表面由于光电效应而积累电荷，使材料表面电势变化，从而影响离子阱对离子的稳定囚禁。可以从两方面同时着手，来减小这个效应，保证囚禁离子的稳定性：利用导电金属壳将光纤侧面屏蔽，使紫外光不能照射到光纤表面，减小充电效用；增大光纤端面与囚禁离子之间的距离，减小光纤表面电势的影响。这两个方法都需要光纤腔具有比较大的腔长。然而，增加腔长会增大模式体积，从而降低耦合因子，因此腔长不能过长，需要选择比较合适的范围。按照 Koln 小组囚禁离子的实验经验，光纤腔的腔长需要控制在 $200\mu m$。我们制备的光纤腔的如图6.3所示，$R_{\max} = 382\mu m$，$R_{\min} = 362\mu m$.

一个典型的透过谱如图6.4(a)，其中插图是所测光纤腔在 CCD 的成像图。其中横轴时间与腔长是同步的，周期性的出现的细线是光学腔基模透过峰，两

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

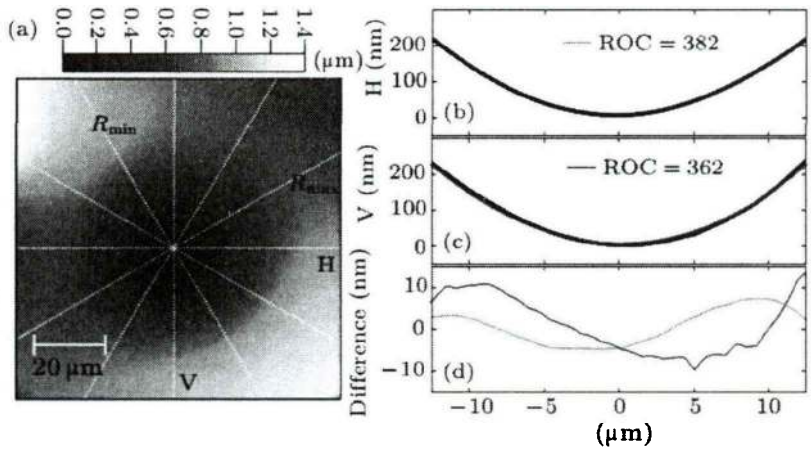

图 6.3 纠缠生成方案和荧光收集方案。

个相邻峰之间的间距对应腔自由光谱范围 (FSR)，即所对应的腔长差别为 $\lambda/2$。为了更好的显示单个腔模的形貌，在图6.4(b) 中将图6.4(a) 第二个峰放大 (灰色标记)。改变入射光的偏振状态，图6.4(b) 峰的形貌保持不变，说明两种偏振都与腔模共振。这说明在偏振参数上已经满足了我们方案需求。

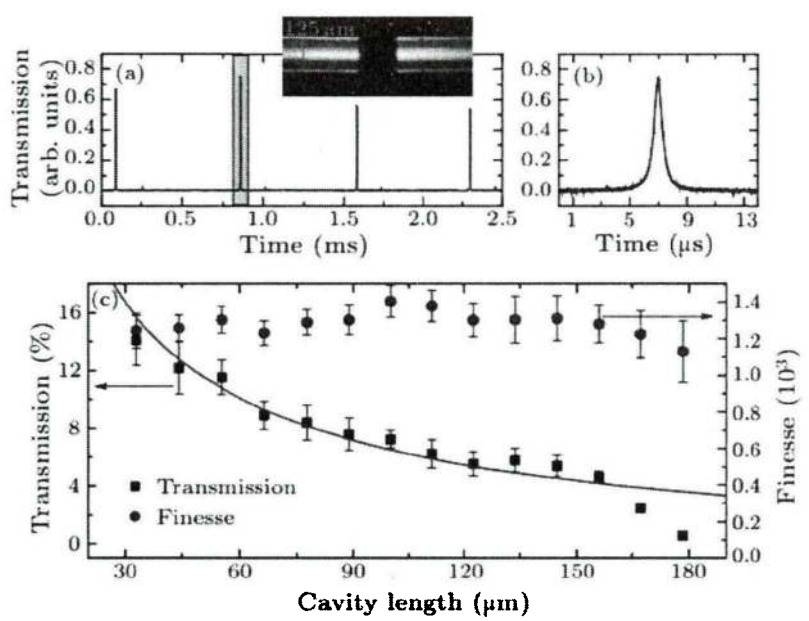

图 6.4 法珀腔透射谱。

通过6.4(a) 和 (b) 中所对应的 FSR 和峰宽，可以获得腔的细度：通过测量入射和出射光腔的光功率比值，可以获得透过效率。由于腔模与光纤模式的匹配

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

问题，腔模的透过效率与与腔长是相关的，这可以由如下公式估计

$$\eta_c = 4/\left(\left(\frac{\omega_f}{\omega_m}+\frac{\omega_m}{\omega_f}\right)^2+\left(\frac{\pi n_f \omega_f \omega_m}{\lambda \cdot \mathrm{ROC}}\right)^2\right) \tag{6.1}$$

其中 ω_m 为腔模在腔镜表面的束腰半径、ω_f 为光纤模式的束腰半径。由于我们采用长腔长的腔，对应腔镜上的腔模光斑较大，与光纤模式的耦合效率比较低。此外，腔镜高反膜的吸收也会影响透射效率，这可以表示为 $\eta_t = T/(1-R)$，其中 T 为高反膜透过率、R 为高反膜反射率。因此总的透过效率为

$$\eta_{tt} = \eta_c \eta_t \eta_t \eta_c \tag{6.2}$$

图6.4(c) 显示了光纤腔细度和透过效率随腔长的变化。可见腔长变化对腔细度的影响不大 (扣除测量误差影响) 基本都在 1200 左右，但是对腔透过效率的影响是显著的。按照公式 6.1和 6.2拟合的数据如红线所示，可以判断这主要由腔模与光纤模式失配导致。当腔长大于 150μm 后，腔的透过效率与拟合曲线出现较大差别，这可能是因为腔内模式耦合机制将基模耦合到高阶模导致 [37]。

6.4　荧光收集模拟

当离子囚禁于光纤 FP 腔中时，微腔收集离子荧光效率

$$\eta = \eta_m \cdot \eta_t \cdot \eta_c = \frac{2C_0}{1+2C_0} \cdot \sqrt{\eta_{tt}} \tag{6.3}$$

其中 η_m 高反膜表示辐射到腔模的比率，$\eta_t = T/(1-R)$ 表示高反膜的透过效率，η_c 表示腔模到光纤模式的耦合效率。通过测量获得的光腔细度和镀膜的透过率参数，我们获得腔镜的损耗 $\mathcal{L} = 1-R-T = \pi/\mathcal{F} - T = 0.05\%$。由于这个损耗的存在，当反射率趋于 99.95% 时，η_t 趋于零，因此高反膜的反射率不是越高越好，而是存在一个最优值。

假设我们可以将离子置于驻波场波峰位置，与腔内光场获得最大耦合。考虑后续 HOM 干涉实验，采用单端输出配置，可以从一根光纤输出离子荧光，有利于简化光路，因此我们采用一端为高反射率无输出腔镜，另一端低反射率输出腔镜的配置。根据我们已经获得实验数据，结合上一章的理论分析，可以模拟光纤微腔对离子荧光增强和收集。在图6.5中模拟了光纤腔作用下离子荧光收集参数。从图6.5(a) 中可以看出，即使高反膜的反射率降到 97%，系统仍然有比较高的效率，即这个方案对反射膜的要求是鲁棒的。实验中所采取的 R = 99.76% 的参数偏高，实验上可以采用更低反射率的膜，获得最优的效率。另外，当光纤腔放入真空系统经历高温烘烤后，腔的损耗会有一定程度的增加，

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

我们可以进一步降低反射率进行优化。根据其他小组的实验参数，这个损耗的增加一般在千分之一的量级之内，如果采用 99% 左右的输出腔镜，烘烤前后收集效率不会出现大的变化。

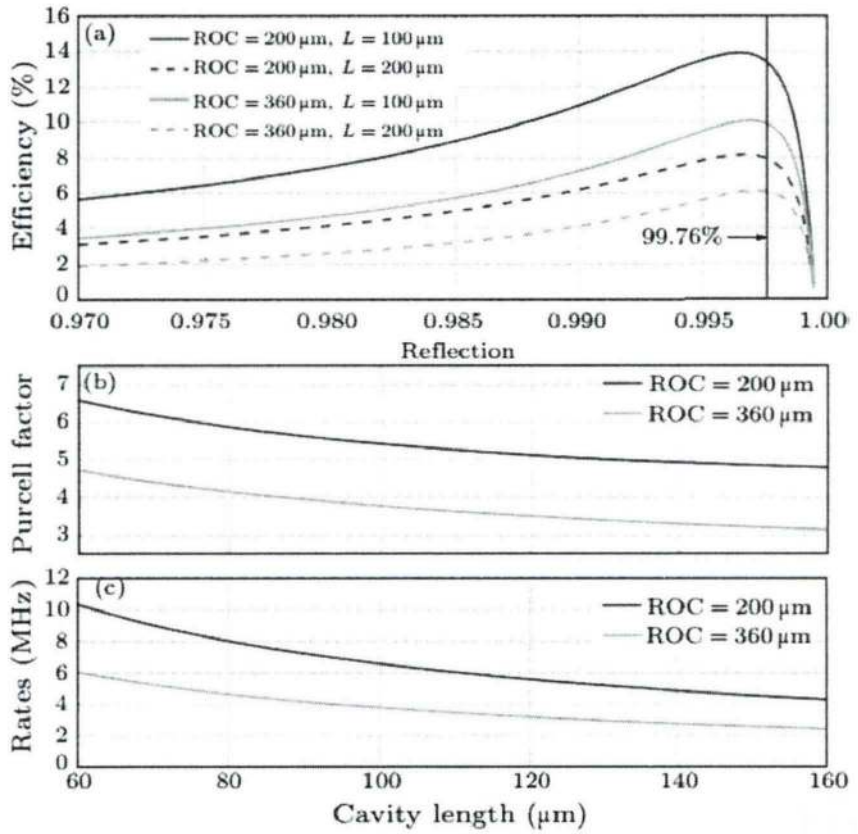

图 6.5 光纤腔作用下离子荧光收集模拟。

6.5　本章小结

我们在实验上设计了一套激光加工装置，实现了光纤 FP 腔的制备，验证了紫外光纤 FP 腔用于高效收集离子荧光的可行性。针对光纤模式和腔模失配导致的效率下降问题，提出用光子晶体光纤优化，并在实验上进一步验证。参照光纤腔的实验参数，数值模拟表明，可以将离子荧光到单模光纤的收集效率提高到 50% 以上；并且腔的 Purcell 增强因子可以达到 2 以上，因此光纤输出的单离子荧光计数率可以提高到 MHz 量级；此外，腔增强荧光收集方案有很强的鲁棒性，无论是对腔长参数还是腔镜反射率参数的要求，保证了下一步实验集成的可靠。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

参考文献

[1] Cirac J I, Zoller P. Quantum computations with cold trapped ions[J]. Physical review letters, 1995, 74(20): 4091.

[2] Häffner H, Roos C F, Blatt R. Quantum computing with trapped ions[J]. Physics reports, 2008, 469(4): 155-203.

[3] Blatt R, Roos C F. Quantum simulations with trapped ions[J]. Nature Physics, 2012, 8(4): 277.

[4] Monroe C, Kim J. Scaling the ion trap quantum processor[J]. Science, 2013, 339(6124): 1164-1169.

[5] Yi X, Fei Z, Liang C, et al. Micromotion Compensation and Photoionization of Ions in a Linear Trap[J]. Chinese Physics Letters, 2011, 28(9): 093201.

[6] Zhang X, Um M, Zhang J, et al. State-independent experimental test of quantum contextuality with a single trapped ion[J]. Physical review letters, 2013, 110(7): 070401.

[7] An S, Zhang J N, Um M, et al. Experimental test of the quantum Jarzynski equality with a trapped-ion system[J]. Nature Physics, 2015, 11(2): 193.

[8] Park J, Zhang J, Lee J, et al. Testing nonclassicality and non-Gaussianity in phase space[J]. Physical review letters, 2015, 114(19): 190402.

[9] Zhang X, Shen Y, Zhang J, et al. Time reversal and charge conjugation in an embedding quantum simulator[J]. Nature communications, 2015, 6: 7917.

[10] Kielpinski D, Monroe C, Wineland D J. Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer[J]. Nature, 2002, 417(6890): 709.

[11] Stick D, Hensinger W K, Olmschenk S, et al. Ion trap in a semiconductor chip[J]. Nature Physics, 2006, 2(1): 36.

[12] Brownnutt M, Wilpers G, Gill P, et al. Monolithic microfabricated ion trap chip design for scaleable quantum processors[J]. New Journal of Physics, 2006, 8(10): 232.

[13] Daniilidis N, Narayanan S, Möller S A, et al. Fabrication and heating rate study of microscopic surface electrode ion traps[J]. New Journal of Physics, 2011, 13(1): 013032.

[14] Monroe C, Raussendorf R, Ruthven A, et al. Large-scale modular quantum-computer architecture with atomic memory and photonic interconnects[J]. Physical Review A, 2014, 89(2): 022317.

[15] Kimble H J. The quantum internet[J]. Nature, 2008, 453(7198): 1023.

[16] Wilk T, Webster S C, Kuhn A, et al. Single-atom single-photon quantum interface[J]. Science, 2007, 317(5837): 488-490.

[17] Specht H P, Nölleke C, Reiserer A, et al. A single-atom quantum memory[J]. Nature, 2011, 473(7346): 190.

[18] Ritter S, Nölleke C, Hahn C, et al. An elementary quantum network of single atoms in optical cavities[J]. Nature, 2012, 484(7393): 195.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[19] Mundt A B, Kreuter A, Becher C, et al. Coupling a single atomic quantum bit to a high finesse optical cavity[J]. Physical review letters, 2002, 89(10): 103001.

[20] Russo C, Barros H G, Stute A, et al. Raman spectroscopy of a single ion coupled to a high-finesse cavity[J]. Applied Physics B, 2009, 95(2): 205-212.

[21] Stute A, Casabone B, Schindler P, et al. Tunable ion–photon entanglement in an optical cavity[J]. Nature, 2012, 485(7399): 482.

[22] Stute A, Casabone B, Brandstätter B, et al. Quantum-state transfer from an ion to a photon[J]. Nature photonics, 2013, 7(3): 219.

[23] Casabone B, Stute A, Friebe K, et al. Heralded entanglement of two ions in an optical cavity[J]. Physical review letters, 2013, 111(10): 100505.

[24] Olmschenk S, Matsukevich D N, Maunz P, et al. Quantum teleportation between distant matter qubits[J]. Science, 2009, 323(5913): 486-489.

[25] Piro N, Rohde F, Schuck C, et al. Heralded single-photon absorption by a single atom[J]. Nature Physics, 2011, 7(1): 17.

[26] Schug M, Huwer J, Kurz C, et al. Heralded photonic interaction between distant single ions[J]. Physical review letters, 2013, 110(21): 213603.

[27] Kurz C, Schug M, Eich P, et al. Experimental protocol for high-fidelity heralded photon-to-atom quantum state transfer[J]. Nature communications, 2014, 5: 5527.

[28] Sterk J D, Luo L, Manning T A, et al. Photon collection from a trapped ion-cavity system[J]. Physical Review A, 2012, 85(6): 062308.

[29] Hunger D, Steinmetz T, Colombe Y, et al. A fiber Fabry–Perot cavity with high finesse[J]. New Journal of Physics, 2010, 12(6): 065038.

[30] Colombe Y, Steinmetz T, Dubois G, et al. Strong atom–field coupling for Bose–Einstein condensates in an optical cavity on a chip[J]. Nature, 2007, 450(7167): 272.

[31] Toninelli C, Delley Y, Stöferle T, et al. A scanning microcavity for in situ control of single-molecule emission[J]. Applied Physics Letters, 2010, 97(2): 021107.

[32] Barbour R J, Dalgarno P A, Curran A, et al. A tunable microcavity[J]. Journal of Applied Physics, 2011, 110(5): 053107.

[33] Kaupp H, Deutsch C, Chang H C, et al. Scaling laws of the cavity enhancement for nitrogen-vacancy centers in diamond[J]. Physical Review A, 2013, 88(5): 053812.

[34] Albrecht R, Bommer A, Deutsch C, et al. Coupling of a single nitrogen-vacancy center in diamond to a fiber-based microcavity[J]. Physical review letters, 2013, 110(24): 243602.

[35] Steiner M, Meyer H M, Deutsch C, et al. Single ion coupled to an optical fiber cavity[J]. Physical review letters, 2013, 110(4): 043003.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[36] Brandstätter B, McClung A, Schüppert K, et al. Integrated fiber-mirror ion trap for strong ion-cavity coupling[J]. Review of Scientific Instruments, 2013, 84(12): 123104.

[37] Benedikter J, Hümmer T, Mader M, et al. Transverse-mode coupling and diffraction loss in tunable Fabry–Pérot microcavities[J]. New Journal of Physics, 2015, 17(5): 053051.

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

第七章　总结与展望

在本论文章，首先介绍了超高精细度光纤法珀微腔的基本理论和最新的实验、理论进展；然后详细介绍了光纤腔实验制备的技术和腔长锁定实验，包括实验装置、制备工艺，以及详尽的分析测试理论和方法；接着讲我们在光纤腔上做的最新的实验工作，包括新型偏振非简并的光纤法珀腔，基于新型光纤腔结构的应变传感以及光纤腔在离子阱中提高荧光收集效率的理论模拟。

这五年来，追踪光纤腔的最新研究和应用进展，研究如何不断把光纤腔做得更好一直是我的重要工作。目前在光纤腔的制备技术上，可以说我们和国外的技术水平相差不大，但在应用上，我们远远落后。因此发展光纤腔和各个系统的结合就是最重要和有意义的事情。

目前在我们实验室的崔金明师兄的离子阱以及王健师兄的原子系统都在积极发展和光纤腔的结合，许金时老师的碳化硅色心和唐建顺老师的二维材料单光子源也是光纤腔重要的合作对象。

最后两年我的实验重心放在了腔机械上，更准确说是氮化硅薄膜的生长以及加工以及表征，用于机械振子，我们希望用光纤腔小模式体积以及高精细度的特性激发并探测到薄膜的高频呼吸模式。

未来我希望我们组还可以发展基于光纤腔的新的技术，如超分辨成像，Purcell 增强的气体拉曼探测，以及和碳纳米管、石墨烯等材料的结合。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

致　谢

光影如水般流动，倏忽间翻阅四季。时光荏苒，五年的博士生活即将结束，谨在此论文完成之际，我希望在这里感谢走进我人生的每一个亲友。

首先要感谢郭光灿院士，是郭老师带领我们走进了量子信息世界，并为我们创造了优越的科研条件，我为能够在这样的实验室工作和学习而感到自豪。

特别感谢我的导师李传锋老师，李老师是一位杰出的科研人员，他敏锐的物理直觉，广阔的视野，渊博的学识和创新思维给我留下了深刻的印象。李老师就像是一盏指明灯，为我照亮了前方的科研道路，每当我遇到科研问题及困惑时，李老师都能够让我重拾科研信心和动力。再次感谢李老师当初把我招进实验室，给了我从事科研的机会，也给了我知识和快乐。

特别感谢我的导师黄运锋老师，是他教会了我很多解决问题的思维方式，在科研上给予我鼓励和教导，黄老师严谨的学术风格以及为师的品格，是我的追求和学习的榜样，我因为有这样的导师而感到无比幸运。

要特别感谢我的副导师崔金明师兄，是他指导我科研、帮助我建立基本的实验技能、选择研究课题以及不断支持鼓励我的工作。读博期间能和这样一个全能的选手一起科研，学到很多，感觉很幸福。希望师兄多发 paper！

还要感谢实验室其他几位老师对我科研的支持：韩永建老师，涂涛老师，柳必恒老师，项国勇老师，许金时老师，周正威老师以及张永生老师等。感谢科大微纳加工中心的彭金兰老师教会我很多先进科研仪器的使用，帮助我完成微纳加工的工作。

感谢我们组的师兄师弟：张超，侯志博，王健，胡晓敏，吕为民，贺冉，曹洹，钱忠华，艾铭忠，高新霞，郑永祥，潘宇豪，李睿睿，以及毕业的师兄李力，曹冬阳，刘爱萍，王钊，赵圆圆，鲁勇，殷琪，是他们组成了气氛活跃，充满学术氛围的研究小组。感谢我一届的同学，胡长康，程则迪，刘婴地，刘肖，郑振飞，王珂，贾志龙等等，还要感谢熊霄师姐经常和我们打羽毛球，感谢室友袁龙和我一起生活，感谢所有陪伴过我的大家，你们大家的存在让我感觉实验室多了很多的灵性和魔力。

感谢实验室的叶淮老师，王涛老师，吴莉老师，感谢他们为实验室后勤工作所付出的努力。

最后感谢我最爱的爷爷奶奶，爸爸妈妈，岳父岳母，感谢你们对我的支持和理解，以及在生活上对我无微不至的关心。感谢我最爱的老婆，支持鼓励我

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

完成学业，带给我充实、快乐和幸福。感谢姐姐姐夫小外甥外甥女以及弟弟，组成一个幸福有爱的大家庭。

谨以此论文献给我深爱的已经去世的外公外婆和爷爷，以及老婆深爱的已经去世的外公和外婆。

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

在读期间发表的论文与获奖

已发表论文：

1. **Zhou K**, Cui J M, Huang Y F, et al. An Ultraviolet Fiber Fabry–Pérot Cavity for Florescence Collection of Trapped Ions[J]. Chinese Physics Letters, 2017, 34(1): 013701.
2. Cui J M, **Zhou K**(导师一作), Zhao M S, et al. Polarization nondegenerate fiber Fabry-Perot cavities with large tunable splittings[J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(17): 171105.
3. **Zhou K**, Ai M Z, Qian Z H, et al. High-sensitivity strain sensor with an in-fiber air-bubble Fabry-Perot interferometer[J]. Applied Physics Letters, 2018, 113(18): 181901.

发表专利：

1. **周坤**，崔金明，黄运锋，李传锋，郭光灿，一种光纤端面的加工装置和加工方法，专利号：201710257301.6(发明专利，授权)
2. **周坤**，崔金明，黄运锋，李传锋，基于光纤法布里玻罗腔的应变传感器，专利号：201821226834.4(实用新型，授权)
3. **周坤**，崔金明，黄运锋，李传锋，光纤法布里珀罗传感器及测试装置，专利号：201820285841.5(实用新型，授权)
4. **周坤**，崔金明，黄运锋，李传锋，光纤法布里珀罗传感器及测试装置，专利号：201820285833.0(实用新型，授权)
5. **周坤**，崔金明，黄运锋，李传锋，基于光纤法布里玻罗腔的应变传感器及其制作方法，专利号：201810861650.3(发明专利，实质审查的生效)
6. **周坤**，崔金明，黄运锋，李传锋，光纤法布里珀罗传感器及其制作方法、测试装置，专利号：201810168872.7(发明专利，实质审查的生效)

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

7. **周坤**，崔金明，黄运锋，李传锋，光纤法布里珀罗传感器及其制作方法、测试装置，专利号：201810166838.6(发明专利，实质审查的生效)

8. **周坤**，崔金明，黄运锋，李传锋，光纤法珀气泡腔传感器及其制作方法，专利号：201811016626.6(发明专利，实质审查的生效)

获奖情况：

1. 2018 年　中国科大庆峰杯　二等奖

(C)1994-2022 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net