

上海交通大学硕士学位论文

亚波长直径液芯光纤的制备及其应用探索

学 校： 上海交通大学

院 系： 理学院物理系

班 级： B0707291

学 号： 1070729016

硕 士 生： 戴芬芬

研究领域： 微纳光纤

导 师： 陈险峰（教授）

上海交通大学理学院物理系

2010 年 01 月

A Dissertation Submitted to Shanghai Jiao Tong University for Master Degree

FABRICATION AND APPLICATION RESEARCH OF
SUB-WAVELENGTH LIQUID-CORE OPTICAL
FIBER

Author: Fenfen Dai

Specialty: Sub-wavelength Optical Fiber

Advisor: Prof. Chen Xianfeng

Physics Department in School of Science

Shanghai Jiao Tong University

Shanghai, P. R. China

January, 2010

摘 要

本文从理论和实验两个方面研究了亚波长直径液芯光纤的光学传输特性、制备及应用。首先我们从理论上系统计算了该种光纤的传播和模场特性，包括传播常数、电场分布、弯曲损耗、色散特性以及非线性特性。这为研究亚微米液芯光纤的应用提供了理论基础。在制备方面，我们将详细说明亚微米空心光纤的制备及液芯光纤的实现，即拉锥和封装两个过程。我们利用条形电加热炉拉锥方法，成功拉制出了直径在 $0.4\sim 1\ \mu\text{m}$ ，长度在五厘米左右的亚微米空心光纤，利用虹吸及重力作用实现液体的注入，并将其封装于石英玻璃管中。基于以上方法我们成功制备了各种内径的液芯光纤，并用半导体激光器进行了光波导传输的实验验证。在液芯光纤的应用部分，我们主要考察了其在光学传输和非线性效应领域的应用。首先计算了液芯光纤的弯曲损耗，发现其具备比现有通信光纤低一到两个数量级的弯曲损耗。其次，我们研究了液芯光纤在拉曼光谱中的应用，开创性地采用混合液体（甲苯和氯仿）进行研究，发现分子振动能级间相互作用将对输出光谱有一个明显的影响。比如临近振动能级会彼此加强，从而使光谱展宽，我们认为这种现象在研究能级相互作用和超连续光谱产生方面有一定的潜在应用。最后我们从理论上模拟了亚波长直径液芯光纤在超连续光谱产生和偏振控制等非线性领域的应用前景。

本工作的创新在于结合了亚波长直径光纤和液芯光纤于一体，提出亚波长直径液芯光纤的概念并对其进行了系统的研究。这种光纤结合了亚波长光纤和液芯光纤各自的优点，将在传感、非线性、光学传输、高密度光集成、光通信等领域发挥潜在应用。

关键词：亚波长直径光纤，液芯光纤，制备封装，受激拉曼散射，非线性

Abstract

This dissertation investigates the optical transmission property, preparation and application of sub-wavelength liquid-core optical fiber in both theory and experiment. First, the propagation and mode field property of such fiber is calculated, including propagation constant, electric field distribution, bending loss, dispersion and non-linear properties. This provides theoretical foundation for the applications of sub-wavelength liquid-core optical fiber.

Then the fabrication of sub-wavelength liquid-core optical fiber is discussed in detail, that is, the tapering and packaging process. Sub-wavelength hollow-core fiber with diameter of $0.4\sim 1\mu\text{m}$ and length of around 5 centimeters is successfully tapered using stripe heater. Then liquid is injected into the hollow-core fiber by capillary actions and gravity force and the fiber is cased in the Quartz glass tubes. Based on the above technique, liquid-core fibers of various inner diameters are prepared and optical propagation capability is verified by a laser diode.

In the applications of liquid-core fiber, we mainly studied its potential applications in light propagation and non-linear field. The bending loss of liquid-core fiber is calculated to be one or two magnitude lower than that of conventional fiber. Then, we used liquid-core fiber in the study of Raman spectra. We innovatively used the mixtures of toluene and chloroform as the liquid core, and discovered that resonances of particle vibrations have an obvious impact on the output spectra. For instance, resonances of CH vibrations can enhance their scatterings and form a wide band of Raman gain. We believe this phenomenon should pave a new simple way for the supercontinuum generation and find its potential application in intermolecular science. Finally we theoretically simulated the application of sub-wavelength liquid-core optical fiber in supercontinuum generation and polarization control.

The innovation of this article is the combining of sub-wavelength fiber and liquid-core fiber, proposing the concept of sub-wavelength liquid-core fiber. This kind of fiber combines the merits of both sub-wavelength fiber and liquid-core fiber. It may find potential applications in sensing, non-linear optics, optical propagation, high-density optical integration and optical communication.

Keywords: sub-wavelength optical fiber, liquid-core fiber, preparation and packaging, Stimulated Raman Scattering, non-linear

目 录

摘 要.....	I
ABSTRACT	II
第一章 绪论.....	1
1.1 亚波长直径液芯光纤的研究目的.....	1
1.2 亚波长直径液芯光纤的研究背景.....	2
1.2.1 亚波长直径氧化硅光纤简介.....	2
1.2.2 液芯光纤简介.....	3
1.3 本文研究内容	4
参考文献	5
第二章 亚波长液芯光纤的模型建立和理论研究	10
2.1 亚波长直径液芯光纤的理论模型.....	10
2.2 亚波长直径液芯光纤的本征方程推导.....	12
2.3 亚波长直径液芯光纤的光学传输特性.....	16
2.3.1 单模条件和传播常数.....	16
2.3.2 电场分布.....	18
2.3.3 弯曲损耗.....	23
2.3.4 色散特性.....	25
2.3.5 非线性特性.....	26
2.4 本章小结	27
参考文献	28
第三章 亚波长直径液芯光纤的制备	29
3.1 亚波长直径空心光纤的制备.....	29
3.1.1 亚波长直径氧化硅线的制备.....	29
3.1.2 亚波长直径空心光纤的制备及测量.....	36
3.2 亚波长直径液芯光纤的实现.....	40
3.3 亚波长直径液芯光纤光学传输特性的测量.....	43

3.4 本章小结	47
参考文献	48
第四章 液芯光纤及亚波长直径液芯光纤的应用探索	49
4.1 液芯光纤的应用	49
4.1.1 弯曲损耗低并可调的液芯光纤用于通信网络	49
4.1.2 被增强和展宽的拉曼光谱用于分子学和光谱学的研究	53
4.2 亚波长直径液芯光纤的应用探索	60
4.2.1 亚波长直径液芯光纤中的超连续光谱	60
4.2.2 亚波长直径液芯光纤的偏振控制	61
4.3 本章小结	64
参考文献	65
第五章 总结与展望	69
5.1 主要结论	69
5.2 研究展望	70
致 谢	72
攻读硕士学位期间发表和录用的论文	73

第一章 绪论

1.1 亚波长直径液芯光纤的研究目的

大规模集成电路和光纤通信技术的成熟，使得信息技术得以高速发展。但随着语音、图像和数据等信息的迅猛增长，尤其是因特网的迅速崛起，人们对通信网络容量的要求与日俱增。各界研究者开始致力于全光通信网络的实现以解决通信容量的限制问题。全光网络的一个基本要求就是光学器件的集成化，而微型化光子器件如亚波长光波导是集成光路的基本组成元件，故研究亚波长光波导具有非常重要的实际意义。

目前微纳尺度的光波导主要有基于刻蚀的 Silicon on insulator(SOI)波导^[1]、光子晶体波导^[2]、表面等离子体波导^[3]，基于自组装等方法的聚合物或半导体纳米线波导^[4]等，但以上几种波导都不便于集成于现有的常规光纤通信系统中。浙江大学童利民等在 2003 年首次制备出了基于氧化硅光纤的亚波长尺度的低损耗光波导^[5]，因其新颖的传输特性^[6-9]，已经引起了广泛的研究兴趣。但此种亚波长二氧化硅线具有很大的消逝场，对光场束缚性差，这将影响光学集成度。所以我们试图寻找一种新型的利于集成的亚波长光波导-亚波长液芯光纤。

1.2 亚波长直径液芯光纤的研究背景

1.2.1 亚波长直径氧化硅光纤简介

浙江大学童利民等在 2003 年首次制备出了基于氧化硅光纤的亚波长尺度的低损耗光波导^[5]，因其新颖的传输特性，已经引起了广泛的研究兴趣。在制备过程中，他们首次演示了两步拉伸法制备氧化硅亚波长直径光纤，并且实现了低损耗的光学传输。首先，将常规氧化硅光纤用作亚波长直径光纤的预制棒，在酒精

灯上加热至熔融状态然后拉伸,可得到直径约数微米的光纤。再用宝石棒在酒精灯上加热,作为热源,将之前得到的细光纤绕在宝石棒的顶端,用宝石棒传导的热再次熔融初步拉细的光纤,进一步拉伸可最终得到亚波长量级至纳米量级的光纤。用这种方法可以得到直径约 50nm 的微纳光纤,长度可达厘米量级。

此后,童利民等又提出了自调整拉锥法^[10],利用弯曲的光纤自动调整光纤粗细端的受力情况使其能均匀拉伸。他们又进一步提出从块状玻璃材料中直接拉制亚波长直径光纤的方法^[11]。首先用高温的宝石棒在熔融状态的块状玻璃材料中蘸取一些材料出来,并保持其熔融状态,然后用另一个宝石棒接触此熔融状态的微量材料并快速拉伸,可在宝石棒短处得到微纳量级的玻璃线。

以上方法相对来说制备较为便捷,但工艺上难以重复和精确控制,且得到的微纳光纤相对较短。南安普顿大学的 G. Brambilla 等人用改进了的光纤耦合器制备装置制备出了超低损耗的微纳光纤^[12-14]。该装置的热源为毫米量级的氧气和异丁烷火焰,在制备过程中火焰沿着光纤来回扫描,扫描范围约为数十毫米,这样在整个扫描范围内受热均匀,有利于制备出直径均匀且较长的亚波长直径光纤。通过这种方法制备得到的直径约为 320nm 的光纤,损耗可低至 0.01db/mm。

采用火焰刷的方法虽然可以得到直径均匀且较长的微纳光纤,但容易造成光纤表面污染,而且气流需要精确控制,以保证火焰的温度。由于火焰是在移动,空气扰动。本文中,我们介绍了一种新型的制备方法^[15]。

由于亚波长直径氧化硅光纤的一些新颖特性,使得其在很多领域得以应用。由于它的直径小,大大降低了模斑半径以至非线性效应得到极大加强,所以在超连续谱产生^[16-21],光孤子效应脉冲压缩^[22],三倍频产生^[23]等非线性领域有着广泛的研究意义。其次,当直径小到一定值后,亚波长氧化硅光纤将会产生很大的瞬逝场,这使得它被广泛用于传感、原子捕获等光学操作领域^[24-28]。另外亚波长直径光纤还在激光器、耦合器、滤波器、全光信号处理等^[29-39]的研究中扮演着重要角色。

1.2.2 液芯光纤简介

上世纪七十年代，美国贝尔实验室就开始了对于液体光波导的相关研究^[40-42]，掀起了对于液体光波导的研究热潮，甚至有人提出将液芯光纤作为下一代的通信光纤^[43,44]。在之后的一段时间内，随着研究的深入，液体光波导的制备方法也日趋成熟并得到了进一步的发展。与早期在较粗的石英槽中灌入液体的制作方式不同，人们开始尝试在带有微孔的毛细管内灌制高折射率的液体以形成传播性质好的液体光波导，这也真正成为了液芯光纤。

液芯光纤在很多方面都显示了其独一无二的优势。首先就是液体本身具有的独特光学性质。如大部分液体具有紫外透光性，这使液芯光纤在紫外固化、紫外光刻、荧光检测、刑侦取证、光谱诊断和治疗等特殊领域发挥着不可替代的作用^[45-47]。同时，因为液体对周围环境的敏感度较高，其折射率会随着温度、电场等的变化而变化，所以液芯光纤成了很多光学传感器中不可或缺的主要组成部分^[48-54]。但更为重要的是，部分液体具有极高非线性效应，这是很多研究中极为关注的，也使其在非线性和光学领域有着广泛应用，如受激散射、超连续、脉冲压缩、慢光等^[55-60]。其次是液芯光纤作为光纤的一个分支，有着体介质所没有的光学优势。比如在液体本身的受激拉曼效应形成中，由于光纤对光场的束缚及作用距离的加长，使得液芯光纤中液体的受激拉曼效应是液体样品中的1000~3000倍^[41]，这使得液芯光纤成为研究受激拉曼散射的有力工具，该技术可进一步用于光纤光谱仪的制作。

1987年德国首次制备了实用化的液芯光纤^[61]，至今此种光纤已被制成各种功用的特种光纤，在化学、物理学、生命科学等领域发挥重要作用。但商用化液芯光纤都停留在比较大的尺寸上，从而限制了其应用于非线性领域和高度集成化的光网络。目前小尺寸的液芯光纤开始受到广大研究者青睐，有望成为未来光波导的发展方向之一。

1.3 本文研究内容

基于亚波长氧化硅光纤和液芯光纤的研究现状和优势，我们开创性地提出将二者合二为一形成亚波长液芯光纤的概念并就其光学性质进行了全面的理论实验研究。我们不断探索并首次成功制备了亚波长液芯光纤。最后，我们就亚波长直径液芯光纤的应用进行了探讨，按液芯光纤到亚波长液芯光纤的思路，主要讨论了其在光学传输和非线性中的应用前景。

本文研究内容如下：

第一章主要介绍了本文工作的研究目的、研究背景和研究内容。

第二章详细介绍了由我们提出的亚波长直径液芯光纤的结构模型，通过严格求解 Maxwell 方程得到了该种光纤的本征方程，由此进一步全面研究了其光学传输特性，包括传播常数、场量分布、弯曲损耗、群速度色散和非线性等。

第三章介绍了亚波长直径液芯光纤的实验制备，包括了亚波长直径空心光纤的实验制备以及液芯光纤的封装方法等。我们成功制备了各种尺寸的亚波长直径液芯光纤，并对其光学传输特性进行了测量。

第四章介绍了液芯光纤的实际应用。首先介绍我们提出的两个关于混合液芯光纤的应用前景，包括在光通信领域和拉曼光谱研究领域。其次介绍了亚波长液芯光纤在超连续光谱中和偏正控制中的应用。

第五章为本文内容的总结以及未来工作的展望。

参考文献

1. K. Lee, D. Lim, L. Kimerling, J. Shin, and F. Cerrina, "Fabrication of ultralow-loss Si/SiO₂ waveguides by roughness reduction," *Opt. Lett.* 26, 1888-1890 (2001).
2. Shawn-Yu Lin, Edmund Chow, Vince Hietala, Pierre R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, "Experimental Demonstration of Guiding and Bending of Electromagnetic Waves in a Photonic Crystal" (9 October 1998) *Science* 282 (5387), 274.
3. Ekmel Ozbay, "Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions" (13 January 2006) *Science* 311 (5758), 189.
4. Donald J. Sirbuly, Matt Law, Haoquan Yan, and Peidong Yang, "Semiconductor Nanowires for Subwavelength Photonics Integration", *The Journal of Physical Chemistry B* 2005 109 (32), 15190-15213
5. Tong L. M., Gattass R. R., Ashcom J. B., et al., "Subwavelength-Diameter Silica Wires for Low-Loss Optical Wave Guiding", *Nature*, 2003, vol. 426(6968), pp. 816-819.
6. Tong L., Lou J. & Mazur E., "Single-Mode Guiding Properties of Subwavelength-Diameter Silica and Silicon Wire Waveguides", *Opt. Express*, 2004, vol. 12(6), pp. 1025-1035.
7. Foster M., Moll K. & Gaeta A., "Optimal Waveguide Dimensions for Nonlinear Interactions", *Opt. Express*, 2004, vol. 12(13), pp. 2880-2887.
8. Sumetsky M., "How Thin Can a Microfiber Be and Still Guide Light?", *Opt. Lett.*, 2006, vol. 31(7), pp. 870-872.
9. A. Clohessy, et al., "Short low-loss nanowire tapers on singlemode fibres," *Electronics Letters*, vol. 41, p. 954, 2005.
10. Tong L. M., Lou J. Y., Ye Z. Z., et al., "Self-Modulated Taper Drawing of Silica Nanowires", *Nanotechnology*, 2005, vol. 16(9), pp. 1445-1448.
11. Tong L. M., Hu L. L., Zhang J. J., et al., "Photonic Nanowires Directly Drawn from Bulk Glasses", *Opt Express*, 2006, vol. 14(1), pp. 82-87.
12. Brambilla G., Finazzi V. & Richardson D. J., "Ultra-Low-Loss Optical Fiber Nanotapers", *Opt Express*, 2004, vol. 12(10), pp. 2258-2263.
13. Brambilla G., Koizumi E., Feng X., et al., "Compound-Glass Optical Nanowires", *Electron Lett*, 2005, vol. 41(7), pp. 400-402.
14. Brambilla G., Xu F. & Feng X., "Fabrication of Optical Fibre Nanowires and Their Optical

- and Mechanical Characterisation", *Electron Lett*, 2006, vol. 42(9), pp. 517-519.
15. Shi L., Chen X., Liu H., et al., "Fabrication of Submicron-Diameter Silica Fibers Using Electric Strip Heater", *Opt. Express*, 2006, vol. 14(12), pp. 5055-5060.
 16. Leon-Saval S. G., Birks T. A., Wadsworth W. J., et al., "Supercontinuum Generation in Submicron Fibre Waveguides", *Opt Express*, 2004, vol. 12(13), pp. 2864-2869.
 17. Foster M. A., Dudley J. M., Kibler B., et al., "Nonlinear Pulse Propagation and Supercontinuum Generation in Photonic Nanowires: Experiment and Simulation", *Appl Phys B-Lasers O*, 2005, vol. 81(2-3), pp. 363-367.
 18. Brambilla G., Koizumi F., Finazzi V., et al., "Supercontinuum Generation in Tapered Bismuth Silicate Fibres", *Electron Lett*, 2005, vol. 41(14), pp. 795-797.
 19. Brambilla G., Mills J., Finazzi V., et al., "Long-Wavelength Supercontinuum Generation in Bismuth-Silicate Fibres", *Electron Lett*, 2006, vol. 42(10), pp. 574-575.
 20. Gattass R. R., Svacha G. T., Tong L. M., et al., "Supercontinuum Generation in Submicrometer Diameter Silica Fibers", *Opt Express*, 2006, vol. 14(20), pp. 9408-9414.
 21. Yeom D. I., Maegi E. C., Lamont M. R. E., et al., "Low-Threshold Supercontinuum Generation in Highly Nonlinear Chalcogenide Nanowires", *Opt Lett*, 2008, vol. 33(7), pp. 660-662.
 22. Foster M. A. & Gaeta A. L., "Soliton-Effect Compression of Supercontinuum to Few-Cycle Durations in Photonic Nanowires", *Opt Express*, 2005, vol. 13(18), pp. 6848-6855.
 23. Grubsky V. & Feinberg J., "Phase-Matched Third-Harmonic Uv Generation Using Low-Order Modes in a Glass Micro-Fiber", *Opt Commun*, 2007, vol. 274(2), pp. 447-450.
 24. V. Balykin, et al., "Atom trapping and guiding with a subwavelength-diameter optical fiber," *Physical Review A*, vol. 70, p. 11401, 2004.
 25. M. Dulashko, "Sensing an Optical Fiber Surface by a Microfiber with Angstrom Accuracy," 2006.
 26. K. Hakuta, "Single atoms on an optical nanofiber: a novel work system for slow light," 2008, p. 690406.
 27. L. Shi, et al., "Simulation of optical microfiber loop resonators for ambient refractive index sensing," *Sensors*, vol. 7, pp. 689-696, 2007.
 28. M. Sumetsky, "Optical micro-and nanofibers for sensing applications," 2007, p. 13.
 29. Li Y. H., Vienne G., Jiang X. S., et al., "Modeling Rare-Earth Doped Microfiber Ring Lasers", *Opt Express*, 2006, vol. 14(16), pp. 7073-7086.

30. Jiang X. S., Yang Q., Vienne G, et al., "Demonstration of Microfiber Knot Laser", *Appl Phys Lett*, 2006, vol. 89(14), pp. -.
31. Jiang X. S., Song Q. H., Xu L., et al., "Microfiber Knot Dye Laser Based on the Evanescent-Wave-Coupled Gain", *Appl Phys Lett*, 2007, vol. 90(23), pp. -.
32. Chremmos I. D., Uzunoglu N. K. & Kakarantzas G., "Rigorous Analysis of the Coupling between Two Nonparallel Optical Fibers", *J Lightwave Technol*, 2006, vol. 24(10), pp. 3779-3788.
33. Huang K. J., Yang S. Y. & Tong L. M., "Modeling of Evanescent Coupling between Two Parallel Optical Nanowires", *Appl Optics*, 2007, vol. 46(9), pp. 1429-1434.
34. Jung Y. M., Brambilla G. & Richardson D. J., "Broadband Single-Mode Operation of Standard Optical Fibers by Using a Sub-Wavelength Optical Wire Filter", *Opt Express*, 2008, vol. 16(19), pp. 14661-14667.
35. Chen Y., Ma Z., Yang Q., et al., "Compact Optical Short-Pass Filters Based on Microfibers", *Opt Lett*, 2008, vol. 33(21), pp. 2565-2567.
36. Wu Y., Zeng X., Hou C. L., et al., "A Tunable All-Fiber Filter Based on Microfiber Loop Resonator", *Appl Phys Lett*, 2008, vol. 92(19), pp. -.
37. Jiang X. D., Chen Y., Vienne G, et al., "All-Fiber Add-Drop Filters Based on Microfiber Knot Resonators", *Opt Lett*, 2007, vol. 32(12), pp. 1710-1712.
38. Pelusi M. D., Luan F., Magi E., et al., "High Bit Rate All-Optical Signal Processing in a Fiber Photonic Wire", *Opt Express*, 2008, vol. 16(15), pp. 11506-11512.
39. Fu L. B., Pelusi M. D., Magi E. C., et al., "Broadband All-Optical Wavelength Conversion of 40 Gbit/S Signals in Nonlinearity Enhanced Tapered Chalcogenide Fibre", *Electron Lett*, 2008, vol. 44(1), pp. 44-45.
40. E. Ippen, "Low-power quasi-cw Raman oscillator", *Applied physics letters*, 16, 303 (1970).
41. Walrafen G. E. & Stone J., "Intensification of Spontaneous Raman Spectra by Use of Liquid Core Optical Fibers", *Appl. Spectrosc.*, 1972, vol. 26(6), pp. 585-589.
42. J. Stone, "Optical Transmission in Liquid-Core Quartz Fibers", *Appl. Phys. Lett.*, 1972, vol.20(7), pp.239-240.
43. Gambling W. A., Payne D. N. & Matsumura H., "Gigahertz Bandwidths in Multimode, Liquid-Core, Optical Fibre Waveguide", *Opt Commun*, 1972, vol. 6(4), pp. 317-322.
44. Ogilvie G. J., Esdaile R. J. & Kidd G. P., "Transmission Loss of Tetrachloroethylene-Filled

- Liquid-Core-Fibre Light Guide", *Electron Lett*, 1972, vol. 8(22), pp. 533-534.
45. 晁军峰, 邢淑敏, 魏山城, “液芯光纤及其应用”, *现代物理知识*, 2007, 20 卷第 1 期。
 46. Fuwa K., Lei W. & Fujiwara K., "Colorimetry with a Total-Reflection Long Capillary Cell", *Analytical Chemistry*, 2002, vol. 56(9), pp. 1640-1644.
 47. Fujiwara K., Simeonsson J. B., Smith B. W., et al., "Waveguide Capillary Flow Cell for Fluorometry [Erratum to Document Cited in Ca108(20):179270m]", *Analytical Chemistry*, 2002, vol. 60(18), pp. 2000-2000.
 48. M. de Vries, B. Zimmermann, A. Vengsarkar, and R. Claus, “Liquid core optical fiber temperature sensors”, in *IEEE Proceedings of Southeastcon 1991*, pp.1135-1138
 49. Tabib-Azar M., Sutapun B., Srihirin T., et al., "Fiber Optic Electric Field Sensors Using Polymer-Dispersed Liquid Crystal Coatings and Evanescent Field Interactions", *Sensor Actuat a-Phys*, 2000, vol. 84(1-2), pp. 134-139.
 50. Dasgupta P. K., Genfa Z., Poruthoor S. K., et al., "High-Sensitivity Gas Sensors Based on Gas-Permeable Liquid Core Waveguides and Long-Path Absorbance Detection", *Analytical Chemistry*, 1998, vol. 70(22), pp. 4661-4669.
 51. Dumais P., Callender C. L., Noad J. P., et al., "Liquid Core Modal Interferometer Integrated with Silica Waveguides", *Ieee Photonic Tech L*, 2006, vol. 18(5-8), pp. 746-748.
 52. Zhang Y., Shi C., Gu C., et al., "Liquid Core Photonic Crystal Fiber Sensor Based on Surface Enhanced Raman Scattering", *Appl Phys Lett*, 2007, vol. 90(19), pp. -.
 53. Belz M., Dress P., Klein K. F., et al., "Liquid Core Waveguide with Fiber Optic Coupling for Remote Pollution Monitoring in the Deep Ultraviolet", *Water Sci Technol*, 1998, vol. 37(12), pp. 279-284.
 54. Y. Xu, X. Chen, and Y. Zhu, “Modeling of micro-diameter-scale liquid core optical fiber filled with various liquids”, *Optics Express*, 16, 9205 (2008).
 55. Mark Holtz, Purnendu K. Dasgupta, Genfa Zhang, “Small-Volume Raman Spectroscopy with a Liquid Core Waveguide”, *Analytical Chemistry*, 71, 2934-2938, 1999.
 56. HOWARD B. ROSS, WILLIAM M. McCLAIN, “Liquid Core Optical Fibers in Raman Spectroscopy”, *Applied Spectroscopy*, 35, 439-442, 1981.

57. Guang S. He, Gen C. Xu, Yang Pang, and Paras N. Prasad, "Temporal behavior of stimulated Kerr scattering in a CS₂ liquid-core hollow-fiber system", *Journal of the Optical Society of America*, 8, 1907-1913, 1991.
58. Guang S. He and Gen C. Xu, "Efficient Amplification of a BroadBand Optical Signal Through Stimulated Kerr Scattering in a CS₂ Liquid-Core Fiber System," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28, 323-329, 1992.
59. Arthur H. Hartog, "A Distributed Temperature Sensor Based on Liquid-Core Optical Fibers," *Journal of Lightwave Technology*, 1, 498-509, 1983.
60. Rui Zhang, Jörn Teipel, and Harald Giessen, "Theoretical design of a liquid-core photonic crystal fiber for supercontinuum generation," *Optics Express*, 14, 6800-6812, 2006.
61. 李刚, 林间, 徐剑, "液芯光纤的种类和用途", *玻璃纤维*, 2006, 第 6 期。

第二章 亚波长液芯光纤的模型建立和理论研究

随着光通信,光信息处理和光传感等技术的迅速发展,研究光在各种形式的波导(比如用于光通信的二氧化硅光纤,用于集成光学的矩形波导,用于能量传输的空心光纤以及近年来新兴的光子晶体光纤等)中调制,耦合,传输,放大,色散和非线性相互作用等现象的光波导理论已被广泛研究。近年,亚波长光纤因其独特的光学特性受到广泛关注,表征其传输及模场特性的完整方程也已经被严格求解。但是现成的光结构光纤传输理论和结果在讨论亚波长液芯光纤时存在一定的不足。

首先,亚波长液芯光纤的理论计算不能采用传统光纤的弱导近似方法,因为所用液体(如二硫化碳,硝基苯等)的折射率与二氧化硅包层之间有着很高的折射率差。其次,亚波长直径液芯光纤也不能代用亚波长直径氧化硅线的理论模型,因为亚波长液芯光纤是包括液芯、包层和空气层的三层模型,而传统亚波长氧化硅线是二层模型结构。

为了对亚波长直径液芯光纤有一个全面系统的了解,我们对其建立了理论模型,然后通过严格求解 Maxwell 方程得到单模条件,传播常数,场量分布,损耗,色散和非线性等光学传输特性。

2.1 亚波长直径液芯光纤的理论模型

我们所研究的亚波长直径液芯光纤的基本模型如图 2-1 所示。波导横截面为圆形对称,折射率为阶跃式分布,由液芯、二氧化硅内包层和无限的空气外包层组成。

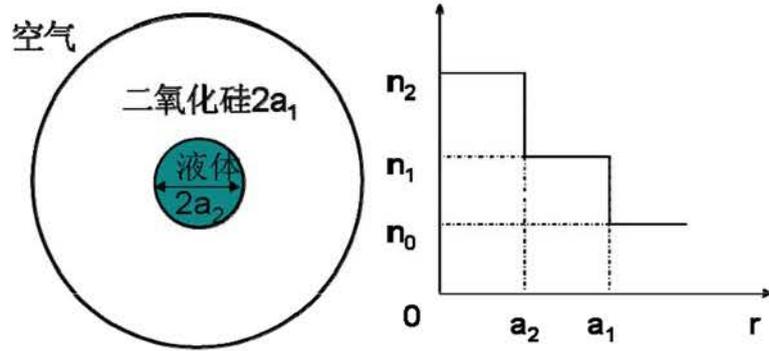


图 2-1 亚波长直径液芯光纤的理论模型和折射率分布

Fig. 2-1 Theoretical model and index distribution of sub-wavelength liquid fiber

波导满足以下 3 点假设:

- (1) 直径不是非常小, 比如大于 $10nm$, 因此可以用材料的统计性质介电常数 $\varepsilon(r, \omega)$ 和磁导率 $\mu(r, \omega)$ 来描述液体和二氧化硅的原子或分子对于入射电磁波响应^[1];
- (2) 入射光波随时间的变化为确定的 $e^{-i\omega t}$ 形式, 因此在建立的每一个空间稳态之间有着不变的相位关系;
- (3) 波导的长度足够建立空间稳态。

亚波长直径液芯光纤计算模型的折射率分布如下:

$$n(r) = \begin{cases} n_2 & 0 \leq r < a_2 \\ n_1 & a_2 \leq r < a_1 \\ n_0 & a_1 \leq r < \infty \end{cases} \quad (2.1)$$

在 (2.1) 表述过程中, a_2 为我们所定义亚波长直径液芯光纤的亚波长芯径半径, a_1 为二氧化硅包层半径, 它与芯径半径 a_2 之间满足一定的比例关系, 这个关系取决于制备亚波长直径液芯光纤的原材料, 将在后面的制备过程中进一步的介绍。二氧化硅包层外面是一层直径无限大的空气包层。

我们首先考察了各种光纤物质的折射率情况。空气的折射率与温度、压力和气体成份有关, 标准的干燥空气的折射率与波长的关系如下^[2]:

$$n_0(\lambda) = 1 + 10^{-8} \left(8342.13 + \frac{2406030}{130 - \frac{1}{\lambda^2}} + \frac{15997}{38.9 - \frac{1}{\lambda^2}} \right) \quad (2.2)$$

在波长 $0.2 \sim 2.5 \mu\text{m}$ ^[3]波段，空气折射率变化很小，可以忽略不计，故在以下求解中我们将空气折射率一律视为 1。二氧化硅包层的折射率为^[3]：

$$n_1^2(\lambda) = 1 + \frac{0.6961\lambda^2}{\lambda^2 - (0.0684)^2} + \frac{0.4080\lambda^2}{\lambda^2 - (0.1162)^2} + \frac{0.8975\lambda^2}{\lambda^2 - (9.8962)^2} \quad (2.3)$$

为了增加光纤的非线性效应，我们这里选取的液芯材料是一种比较常见的高非线性液体材料——二硫化碳（除特殊说明外）。该种材料的折射率如下^[4]：

$$n_2^2(\lambda) = 1.580826 + \frac{1.52389 \times 10^{-2}}{\lambda^2} + \frac{4.8578 \times 10^{-4}}{\lambda^4} - \frac{8.2863 \times 10^{-5}}{\lambda^6} + \frac{1.4619 \times 10^{-5}}{\lambda^8} \quad (2.4)$$

2.2 亚波长直径液芯光纤的本征方程推导

我们从非吸收和无源介质的矢量波方程开始：

$$\begin{cases} (\nabla^2 + n^2 k^2 - \beta^2) \vec{E} = 0 \\ (\nabla^2 + n^2 k^2 - \beta^2) \vec{H} = 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

设光纤归一化参数：

$$\begin{cases} U = a_2 (k_0^2 n_2^2 - \beta^2)^{1/2} \\ W = a_2 (\beta^2 - k_0^2 n_1^2)^{1/2} \\ V = a_1 (\beta^2 - k_0^2 n_0^2)^{1/2} \end{cases} \quad (2.6)$$

在直角坐标系里，电磁场的三个分量均满足方程 (2.5)，而在圆柱坐标系里，只有纵向分量 E_z 和 H_z 才满足，即在圆柱坐标系里，式 (2.5) 可写成

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) E_z = 0 \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \theta^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) H_z = 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

设上述方程的解为：

$$E_z = AR(r)\Theta(\theta), H_z = BR(r)\Theta(\theta) \quad (2.8)$$

分离变量可得方程：

$$\begin{cases} \frac{d^2\Theta}{d\theta^2} + m^2\Theta = 0 \\ \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \left(k_0^2 n^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0 \end{cases} \quad (2.9)$$

方程组 (2.9) 中第二个方程为贝塞尔 (虚宗量贝塞尔方程)。其解为第一类贝塞尔函数 (第一类虚宗量贝塞尔函数) 和第二类贝塞尔函数 (第二类虚宗量贝塞尔函数) 的线性叠加。贝塞尔函数和虚宗量贝塞尔函数的曲线如下所示 (图 2-2, 图 2-3):

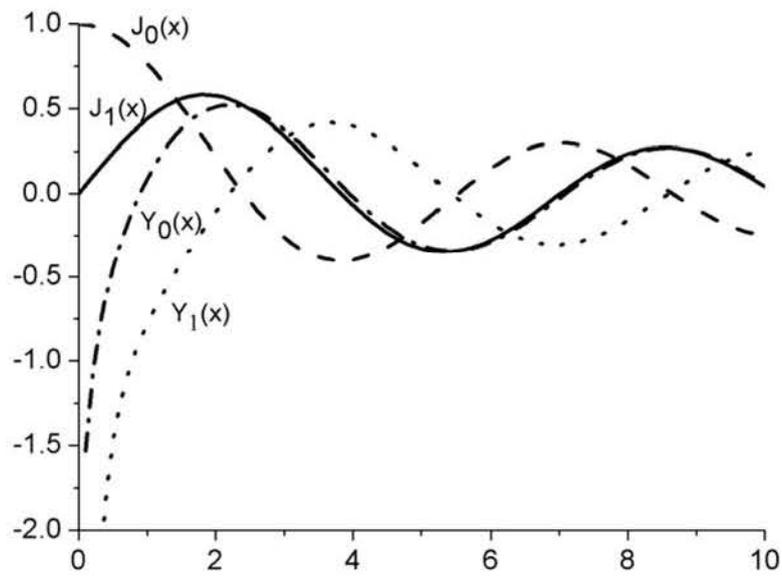


图 2-2 第一类和第二类贝塞尔函数
Fig.2-2 The first and second kind of Bessel function

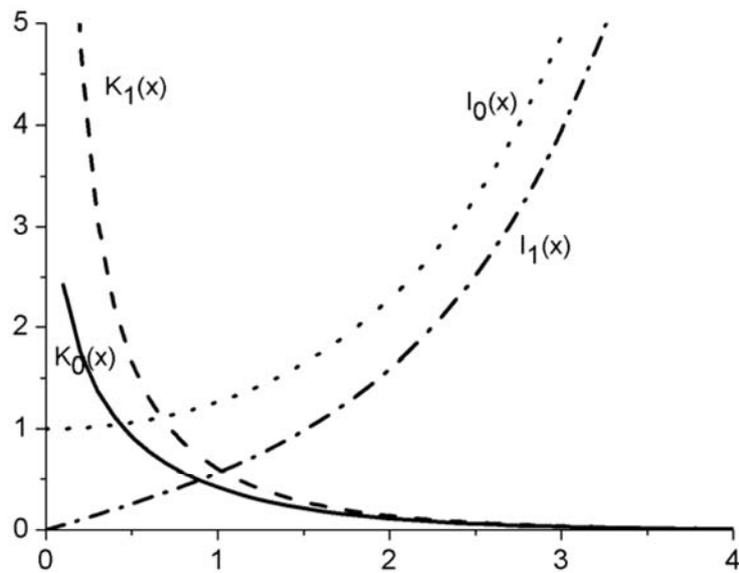


图 2-3 第一类和第二类虚宗量贝塞尔函数

Fig.2-3 The first and second kind of Bessel function with imaginary argument

对导模来说，已知在芯径里是驻波解，所以有 $\beta^2 < k_0^2 n_2^2$ 。另外，芯径包含原点，而第二类贝塞尔函数在 $r \rightarrow 0$ 时，有 $Y_m \rightarrow -\infty$ ，因此芯径的解只包含第一类贝塞尔函数。在二氧化硅和空气包层里，导模的场是衰减的，所以有 $\beta^2 > k_0^2 n_1^2, \beta^2 > k_0^2 n_0^2$ ，因此它的解是第一类虚宗量贝塞尔函数与第二类虚宗量贝塞尔函数的线性叠加。已知当 $r \rightarrow \infty$ 时，第一类虚宗量贝塞尔函数 $I_m \rightarrow \infty$ ，因此导模在空气包层中的解只包含第二类虚宗量贝塞尔函数。利用先前定义的归一化参数，电磁场纵向分量可写成如下形式：

$$\begin{aligned}
E_z &= \begin{cases} A_1 J_m \left(\frac{Ur}{a_2} \right) e^{im\theta}, & 0 \leq r < a_2 \\ \left(A_2 K_m \left(\frac{Wr}{a_2} \right) + A_3 I_m \left(\frac{Wr}{a_2} \right) \right) e^{im\theta}, & a_2 \leq r < a_1 \\ A_4 K_m \left(\frac{Vr}{a_1} \right) e^{im\theta}, & a_1 \leq r < \infty \end{cases} \\
H_z &= \begin{cases} B_1 J_m \left(\frac{Ur}{a_2} \right) e^{im\theta}, & 0 \leq r < a_2 \\ \left(B_2 K_m \left(\frac{Wr}{a_2} \right) + B_3 I_m \left(\frac{Wr}{a_2} \right) \right) e^{im\theta}, & a_2 \leq r < a_1 \\ B_4 K_m \left(\frac{Vr}{a_1} \right) e^{im\theta}, & a_1 \leq r < \infty \end{cases}
\end{aligned} \tag{2.10}$$

上式中的八个系数： A_1 ， A_2 ， A_3 ， A_4 ， B_1 ， B_2 ， B_3 ， B_4 可以通过电磁场边界条件求得。为了求解的方便我们在计算的过程中定义了如下的参数：

$$S_1 = im\beta(U^2 + W^2)K_m(W)$$

$$S_2 = im\beta(U^2 + W^2)I_m(W)$$

$$S_3 = im\beta \frac{a_2^2}{a_1} V^2 K_m \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right) - im\beta a_1 W^2 K_m \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right)$$

$$S_4 = im\beta \frac{a_2^2}{a_1} V^2 I_m \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right) - im\beta a_1 W^2 I_m \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right)$$

$$S_5 = UW^2 \omega_0 \varepsilon_0 n_2^2 K_m(W) \frac{J_{m-1}(U) - J_{m+1}(U)}{2J_m(U)} + U^2 W \omega_0 \varepsilon_0 n_1^2 \frac{K_{m-1}(W) - K_{m+1}(W)}{2}$$

$$S_6 = UW^2 \omega_0 \varepsilon_0 n_2^2 I_m(W) \frac{J_{m-1}(U) - J_{m+1}(U)}{2J_m(U)} + U^2 W \omega_0 \varepsilon_0 n_1^2 \frac{I_{m-1}(W) - I_{m+1}(W)}{2}$$

$$S_7 = WV^2 \omega_0 \varepsilon_0 n_1^2 a_2 \left(K_{m-1} \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right) - K_{m+1} \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right) \right) / 2 - W^2 V \omega_0 \varepsilon_0 n_0^2 a_1 K_m \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right) \frac{K_{m-1}(V) - K_{m+1}(V)}{2K_m(V)}$$

$$S_8 = WV^2 \omega_0 \varepsilon_0 n_1^2 a_2 \left(I_{m-1} \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right) - I_{m+1} \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right) \right) / 2 - W^2 V \omega_0 \varepsilon_0 n_0^2 a_1 I_m \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right) \frac{K_{m-1}(V) - K_{m+1}(V)}{2K_m(V)}$$

$$T_1 = UW^2 \omega_0 \mu_0 K_m(W) \frac{J_{m-1}(U) - J_{m+1}(U)}{2J_m(U)} + U^2 W \omega_0 \mu_0 \frac{K_{m-1}(U) - K_{m+1}(U)}{2}$$

$$T_2 = UW^2 \omega_0 \mu_0 I_m(W) \frac{J_{m-1}(U) - J_{m+1}(U)}{2J_m(U)} + U^2 W \omega_0 \mu_0 \frac{I_{m-1}(U) - I_{m+1}(U)}{2}$$

$$\begin{aligned}
T_3 &= WV^2\omega_0\mu_0a_2\left(K_{m-1}\left(\frac{a_1W}{a_2}\right)-K_{m+1}\left(\frac{a_1W}{a_2}\right)\right)/2-W^2V\omega_0\mu_0K_m a_1\left(\frac{a_1W}{a_2}\right)\frac{K_{m-1}(V)-K_{m+1}(V)}{2K_m(V)} \\
T_4 &= WV^2\omega_0\mu_0a_2\left(I_{m-1}\left(\frac{a_1W}{a_2}\right)-I_{m+1}\left(\frac{a_1W}{a_2}\right)\right)/2-W^2V\omega_0\mu_0I_m a_1\left(\frac{a_1W}{a_2}\right)\frac{K_{m-1}(V)-K_{m+1}(V)}{2K_m(V)} \\
T_5 &= -im\beta(U^2+W^2)K_m(W) \\
T_6 &= -im\beta(U^2+W^2)I_m(W) \\
T_7 &= im\beta\left(W^2a_1-V^2\frac{a_2^2}{a_1}\right)K_m\left(\frac{a_1W}{a_2}\right) \\
T_8 &= im\beta\left(W^2a_1-V^2\frac{a_2^2}{a_1}\right)I_m\left(\frac{a_1W}{a_2}\right)
\end{aligned} \tag{2.11}$$

$$\begin{aligned}
F_1 &= \frac{(S_6T_7-S_8T_5)(T_2T_3-T_4T_1)-(S_2T_3-S_4T_1)(T_6T_7-T_8T_5)}{(S_1T_3-S_3T_1)(T_6T_7-T_8T_5)-(S_5T_7-S_7T_5)(T_2T_3-T_4T_1)} \\
F_2 &= \frac{(S_6T_8-S_8T_6)(T_2T_3-T_4T_1)-(S_2T_4-S_4T_2)(T_6T_7-T_8T_5)}{(S_1T_4-S_3T_2)(T_6T_7-T_8T_5)-(S_5T_8-S_7T_6)(T_2T_3-T_4T_1)}
\end{aligned} \tag{2.12}$$

这些参数的定义完全是为了简化方程推倒的繁杂过程，并没有深究其背后的物理意义。经过了数学上的推导，我们最终求解出了三层波导的模式本征方程。由于定义了上述的参数，就使得本征方程的表达方式显得特别简单，即

$$F_1 = F_2 \tag{2.13}$$

2.3 亚波长直径液芯光纤的光学传输特性

下面我们通过求解亚波长直径液芯光纤的本征方程（方程 2.13），详细讨论它的光学传输特性。

2.3.1 单模条件和传播常数

亚波长直径液芯光纤的单模条件和标准光纤是一样的^[5]

$$V = \pi \frac{D}{\lambda_0} (n_2^2 - n_1^2)^{1/2} \leq 2.405 \tag{2.14}$$

由方程（2.14）决定的单模条件如图 2-4 所示，实线以下区域为单模传输。液芯光纤在可见和近红外波段的单模临界直径具体见表 2-1。从表中我们可以清

楚地看到对于入射光波长为 $0.8\mu\text{m}$ 的非线性光学研究波段，当纤芯直径小于 $0.897\mu\text{m}$ 时，光纤内的光可以认为是单模传输的；同样，当入射光波长为 $1.55\mu\text{m}$ 的通信波段时，单模条件为光纤纤芯直径小于 $1.801\mu\text{m}$ 。我们所说的亚波长直径液芯光纤是完全符合此要求的。所以，我们完全可以认为光信号在亚波长直径液芯光纤中的传输为单模传输，我们的计算可以局限于仅求解基模 HE_{11} 的结果。

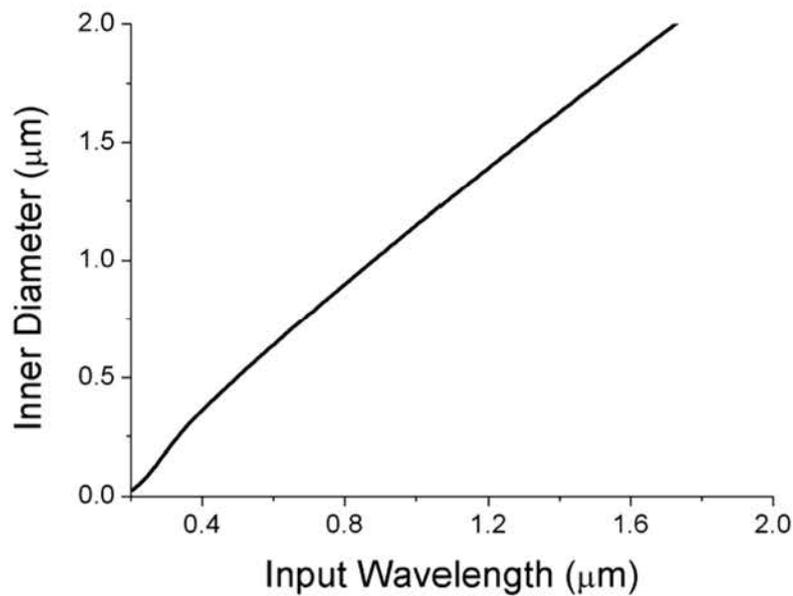


图 2-4 液芯光纤的单模条件

Fig. 2-4 Single mode condition of Liquid-Core Fiber

波长 (nm)	532 (Nd:YAG ps 激光)	632.8 (He-Ne 激光)	800 (蓝宝石 fs 激光)	1550 (光通信)
Dc (nm)	545	665	897	1801

表 2-1 液芯光纤的单模临界直径

Table 2-1 Critical diameter for single mode propagation

下图是对于 $0.8\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$ 两种不同入射光的情况下，所求得的传播常数 β 与光纤纤芯直径 D 之间的关系。在计算之前，我们定义了光纤纤芯半径和光纤包层半径之间满足一定的比例关系，这里以我们购买所得的空心光纤内外径比例为准（将在第三章中详细介绍其可行性），即 5: 150，本章所有的计算（除特别

说明外) 都将采用这个假设比例。

$$a_1 = 150a_2 / 5 \quad (2.15)$$

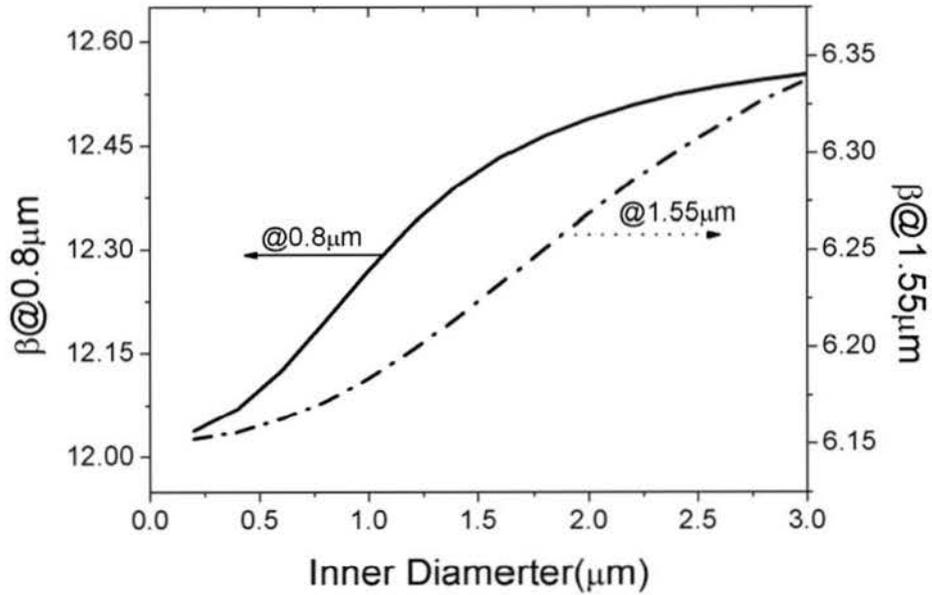


图 2-5 亚波长直径液芯光纤的传播常数

Fig. 2-5 Propagation constant of SLF

2.3.2 电场分布

通过严格求解方程 2.5 我们可以得到电场各分量的解析表达:

$$E_z = \begin{cases} AJ_m \left(\frac{Ur}{a_2} \right), & 0 \leq r < a_2 \\ BK_m \left(\frac{Wr}{a_2} \right) + CI_m \left(\frac{Wr}{a_2} \right), & a_2 \leq r < a_1 \\ DK_m \left(\frac{Vr}{a_1} \right), & a_1 \leq r < \infty \end{cases}$$

$$\begin{aligned}
E_\phi &= \begin{cases} i \frac{a_2^2}{U^2} \left(\frac{im\beta}{r} AJ_m \left(\frac{Ur}{a_2} \right) - \frac{\omega_0 \mu_0}{2a_2} UE \left(J_{m-1} \left(\frac{Ur}{a_2} \right) - J_{m+1} \left(\frac{Ur}{a_2} \right) \right) \right), & 0 \leq r < a_2 \\ -i \frac{a_2^2}{W^2} \left(\frac{im\beta}{r} \left(BK_m \left(\frac{Wr}{a_2} \right) + CI_m \left(\frac{Wr}{a_2} \right) \right) - \right. \\ \left. \frac{\omega_0 \mu_0}{2a_2} W \left(F \left(K_{m-1} \left(\frac{Wr}{a_2} \right) - K_{m+1} \left(\frac{Wr}{a_2} \right) \right) + G \left(I_{m-1} \left(\frac{Wr}{a_2} \right) - I_{m+1} \left(\frac{Wr}{a_2} \right) \right) \right) \right), & a_2 \leq r < a_1 \\ -i \frac{a_1^2}{V^2} \left(\frac{im\beta}{r} DK_m \left(\frac{Vr}{a_1} \right) - \frac{\omega_0 \mu_0}{2a_1} VL \left(K_{m-1} \left(\frac{Vr}{a_1} \right) - K_{m+1} \left(\frac{Vr}{a_1} \right) \right) \right), & a_2 \leq r < \infty \end{cases} \\
E_r &= \begin{cases} i \frac{a_2^2}{U^2} \left(\frac{im}{r} \omega_0 \mu_0 EJ_m \left(\frac{Ur}{a_2} \right) + \frac{\beta}{2a_2} UA \left(J_{m-1} \left(\frac{Ur}{a_2} \right) - J_{m+1} \left(\frac{Ur}{a_2} \right) \right) \right), & 0 \leq r < a_2 \\ -i \frac{a_2^2}{W^2} \left(\frac{im}{r} \omega_0 \mu_0 \left(FK_m \left(\frac{Wr}{a_2} \right) + GI_m \left(\frac{Wr}{a_2} \right) \right) + \right. \\ \left. \frac{\beta}{2a_2} W \left(B \left(K_{m-1} \left(\frac{Wr}{a_2} \right) - K_{m+1} \left(\frac{Wr}{a_2} \right) \right) + C \left(I_{m-1} \left(\frac{Wr}{a_2} \right) - I_{m+1} \left(\frac{Wr}{a_2} \right) \right) \right) \right), & a_2 \leq r < a_1 \\ -i \frac{a_1^2}{V^2} \left(\frac{im}{r} \omega_0 \mu_0 LK_m \left(\frac{Vr}{a_1} \right) + \frac{\beta}{2a_1} VD \left(K_{m-1} \left(\frac{Vr}{a_1} \right) - K_{m+1} \left(\frac{Vr}{a_1} \right) \right) \right), & a_1 \leq r < \infty \end{cases}
\end{aligned} \tag{2.16}$$

其中的参数定义如下：

$$\begin{aligned}
A &= (F_1 K_m(W) + I_m(W)) / J_m(U) \\
B &= F_1 \\
C &= 1 \\
D &= \left(F_1 K_m \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right) + I_m \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right) \right) / K_m(V) \\
F &= ((S_1 T_4 - S_3 T_2) B + (S_2 T_4 - S_4 T_2)) / (T_1 T_4 - T_3 T_2) \\
G &= ((S_1 T_3 - S_3 T_1) B + (S_2 T_3 - S_4 T_1)) / (T_2 T_3 - T_4 T_1) \\
E &= (FK_m(W) + GI_m(W)) / J_m(U) \\
L &= \left(FK_m \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right) + GI_m \left(\frac{a_1 W}{a_2} \right) \right) / K_m(V)
\end{aligned} \tag{2.17}$$

由于波导内外的磁场分量与电场分量分布相似，因此这里只讨论电场分量。当我们只考虑基模情况时，上面各式中 $m=1$ 。此时我们可以得到电场强度在光纤各个方向上的具体分布曲线（图 2-6）。我们计算了入射光波长为 $0.8\mu\text{m}$ 时的

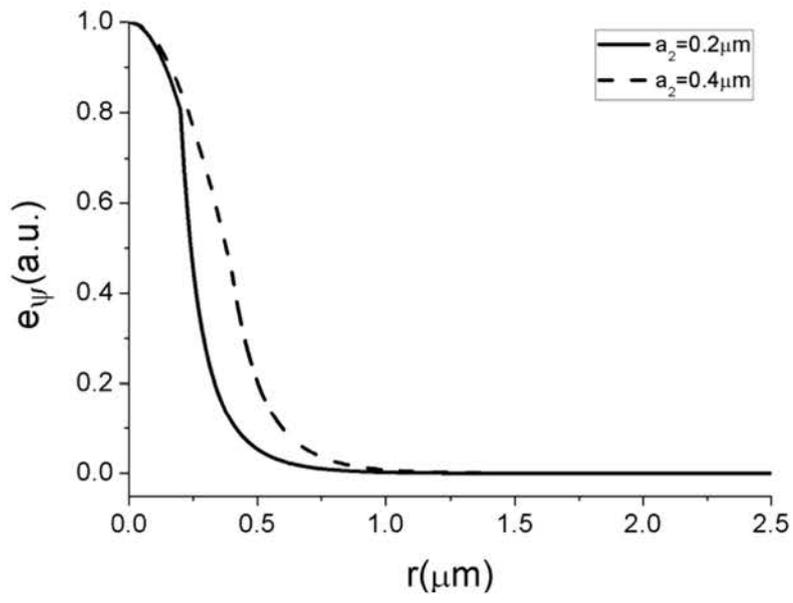
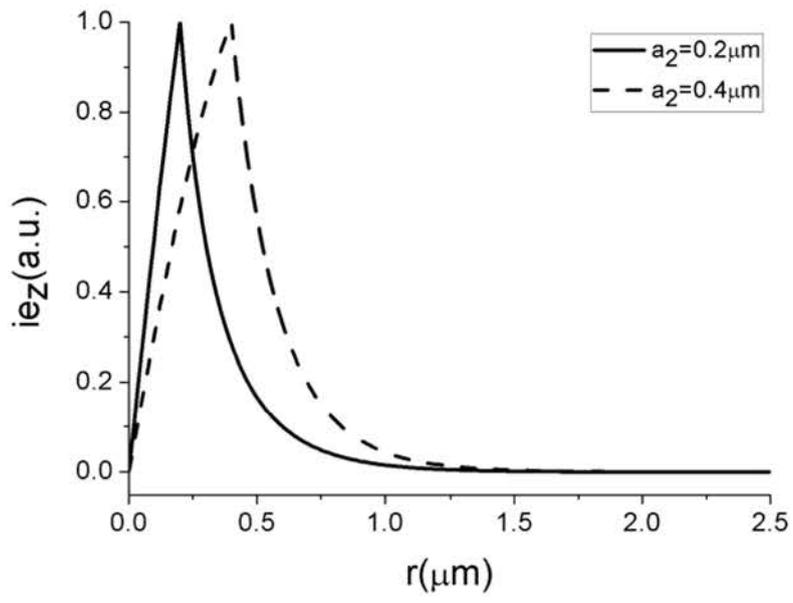
亚波长直径液芯光纤的 e_z, e_ϕ, e_r ，之所以选择 $0.8\mu\text{m}$ 的波长是因为它是我们通常所用的非线性光学的研究波段。亚波长直径液芯光纤在非线性质上具有非常优越的特性，这一点我们在后面的章节中还会进一步讨论。

图 2-6 中实线代表内径为 400nm 的光纤，虚线是内径 800nm 的光纤中的场量分布。由于在波导界面，电场在法向方向不连续，切向方向连续，所以我们对电场分量 e_r 进行了处理，让其乘以材料的介电常数 ε ，使曲线在 $r = a_2$ 处连续。为了便于对比，我们把所得结果进行了归一化。从图中可以得出结论：亚波长直径液芯光纤有着对光场的束缚能力很好，大部分的能量都集中在光纤内传播。

为了能够更直观的看到这种亚波长光纤在光的束缚力上的优势，我们画出了光纤的传播有效率 η 随光纤内径的变化关系（图 2-7）。根据定义， η 的表达式如下：

$$\eta = \frac{N_{core}}{N_{core} + N_{cladding}} \quad (2.18)$$

式中 N_{core} 表示光纤芯径内的能流， $N_{cladding}$ 表示在芯径外的能流，包括氧化硅包层和空气包层中的能流。从图 2-7 中不难发现，即便是在很细的液芯光纤中（光纤纤芯半径 $a_2 < 0.2\mu\text{m}$ ），绝大部分光（>97%）仍然在光纤的纤芯中传播，即对光的束缚作用很强，这一点与传统的亚波长直径氧化硅线有很大的不同。



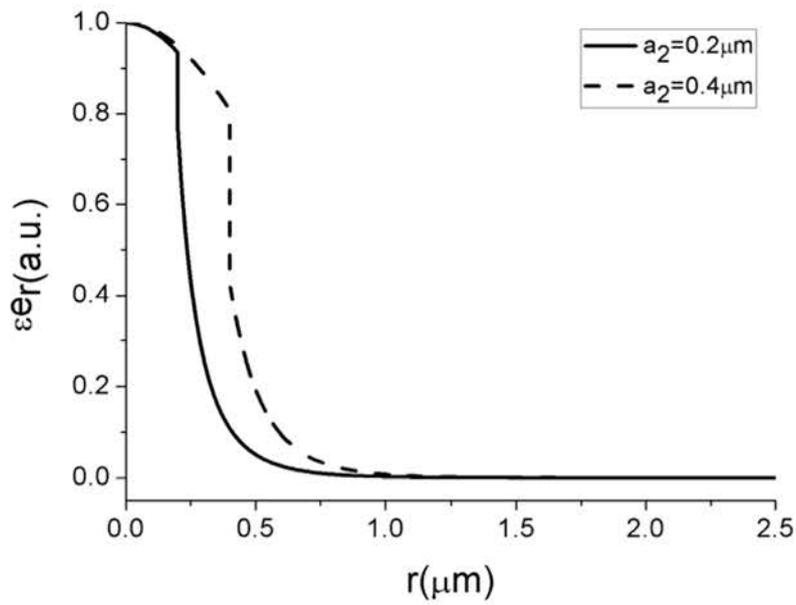


图 2-6 亚波长直径液芯光纤各电场分量的分布
 Fig. 2-6 Partition distribution of electro field of SLF

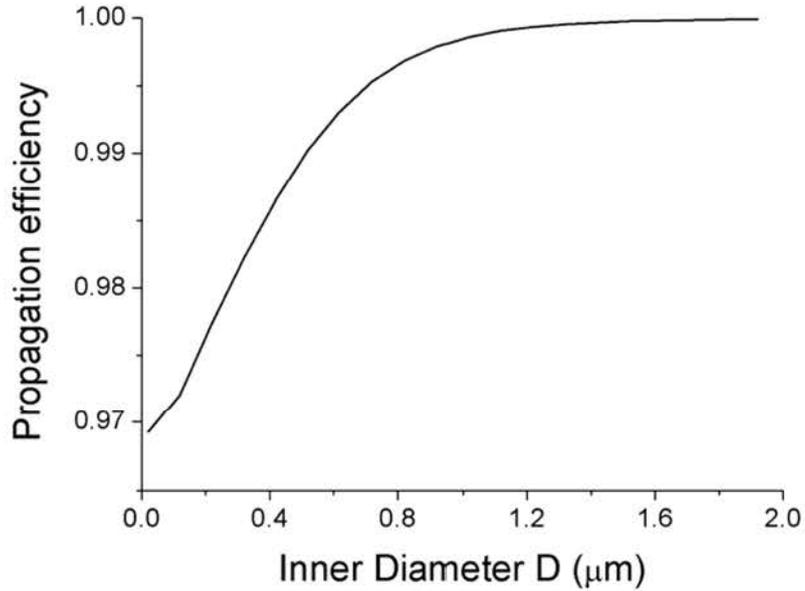


图 2-7 亚波长直径液芯光纤的传输有效率与内径的关系
 Fig. 2-7 Propagation efficiency of SLF versus its inner diameter

波导芯内约束能量越多，越能减小能量扩散，则有利于提高集成的密度和减小相互的干扰^[5,6]。所以亚波长直径液芯光纤有着很好的集成优势。

2.3.3 弯曲损耗

基于上一节的分析，我们发现亚波长直径液芯光纤对光的束缚力是非常好的，比传统亚波长直径氧化硅线有很大的加强。这一点对于光的传输特性来说无疑是很好的，因为它很大程度上降低了传输的损耗。对于我们所关心的光纤非线性效应来说，这种特性也是有利的，因为较低的传输损耗率可以极大的加强有效非线性作用距离 L_{eff} ，从而提高光纤的非线性效应。

要全面的了解一种光纤的损耗情况，除了搞清传统的传输损耗以外，还有必要研究一下光纤的弯曲损耗，因为在很多实验或应用中，光纤大都会出现不同程度的弯曲。亚波长直径氧化硅光纤因为具有很大的瞬逝场^[7]，其弯曲损耗很大，这就阻碍了普通情况下的信号传输，这一点是我们希望避免的。基于以上考虑，我们考察了亚波长直径液芯光纤的弯曲损耗。

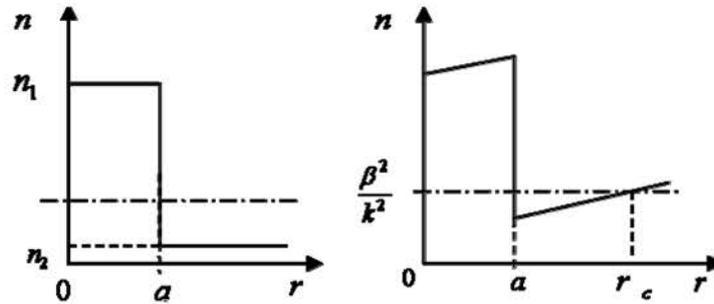


图 2-8 光纤弯曲损耗的模型图

Fig. 2-8 Model of bending loss of fiber

弯曲损耗的产生主要是光纤的折射率分布在弯曲的情况下发生了变化，如图 2-8 所示。在非弯曲情况下，其折射率分布如左图，有效传播折射率比包层大，因此光被束缚在纤芯传播。在弯曲情况下，折射率分布如右图，此时包层折射率可能等于甚至大于部分有效传播折射率（当 $r \geq r_c$ 时），从而导致光波的泄漏，带来损耗。

光纤弯曲主要分成两种弯曲形式：微弯和宏弯。

微弯损耗就是光纤受到不均匀应力的作用，例如受到侧压力或者套塑光纤受到温度变化时，光纤轴产生微小不规则弯曲，其结果是传导模变换为辐射模而导致光能损耗。相比其他损耗而言，光纤的微弯损耗是非常小的，通常可以忽略。

宏弯损耗是在光纤弯曲时，曲率半径存在一个临界值 R_c ，当曲率半径大于

这个临界值之前，因弯曲而引起的附加损耗很小，以致可以忽略不计；当小于这个临界值时，附加损耗按照指数规律迅速增加^[8]。因此研究亚波长直径液芯光纤的传输特性时应该考虑其宏弯损耗尤其是临界弯曲半径。

光纤的宏弯损耗可用公式 $L_s = 10\log(\exp(2\alpha L))$ 来计算。其中损耗系数 α 由光纤结构、弯曲半径和波长决定，对于基模可表示为^[9]

$$\alpha = T \exp(2Wa - 2W^2R/3\beta^2) / 2\sqrt{R} \quad (2.19)$$

上式中参数分别为：

$$T = 2ak^2 / 2\sqrt{\pi WV^2}, k^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2, W^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2, V^2 = a^2 k_0^2 (n_1^2 - n_2^2)。$$

上述公式中的 β 是光纤传播常数， R 代表光纤弯曲半径， a 为光纤半径。

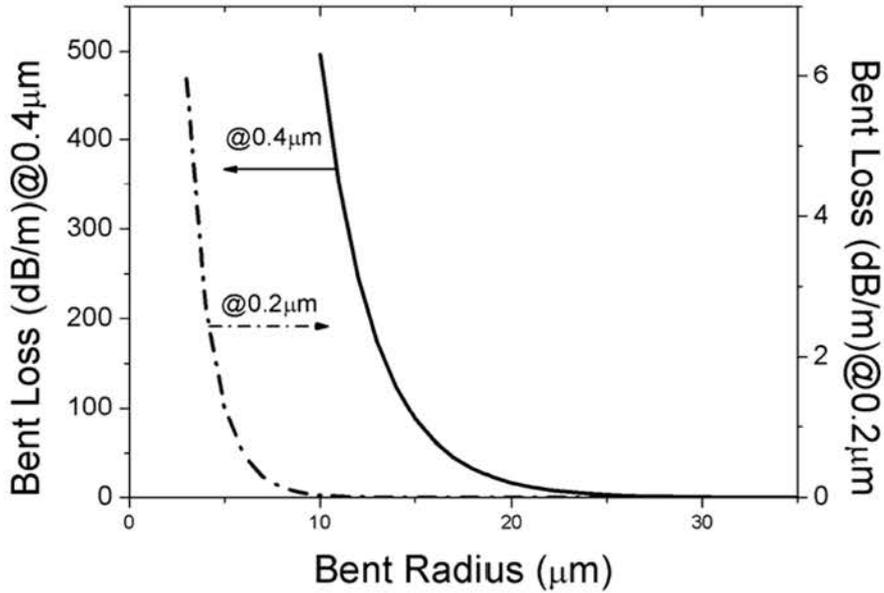


图 2-9 不同直径亚波长液芯光纤的宏弯损耗

Fig. 2-9 Macro-bending loss of SLF with different inner radius

图 2-9 中，所用的光纤纤芯半径 a_2 分别为 $0.2\mu m, 0.4\mu m$ ，入射光 $\lambda = 0.8\mu m$ ，可以看出亚波长直径液芯光纤的临界弯曲半径已达到微米量级。对于半径为 $0.4\mu m$ 的液芯光纤在弯曲曲率半径大于 $20\mu m$ 时宏弯损耗都可以忽略，而对于半径 $0.2\mu m$ 的液芯光纤，弯曲曲率半径在 $10\mu m$ 以下时才出现明显的损耗。这完全达到了一般的实验和应用要求。

2.3.4 色散特性

色散是指光到达接收端的时延差,对于在光纤中传播的光来说,主要考虑其群速度色散。在单模光纤中,虽然只有一个基模,但基模的群速度与频率有关,光脉冲的不同频谱分量具有不同的群速度,因此脉冲展宽现象仍然存在。

光纤中的群速度色散关系式如下所示^[10]:

$$Dispersion = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (2.20)$$

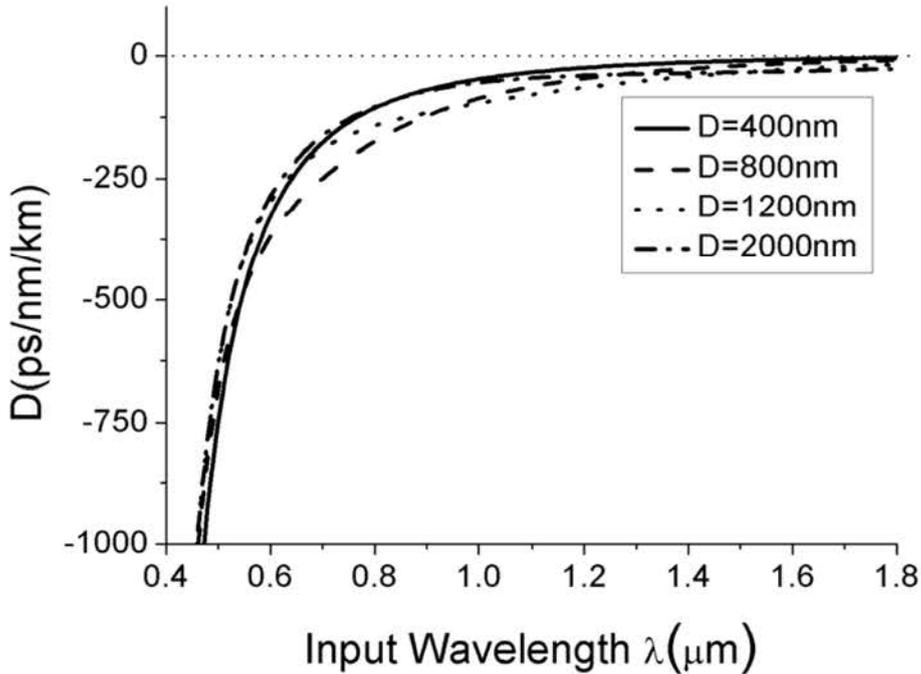


图 2-10 不同直径亚波长液芯光纤的群速度色散

Fig.2-10 GVD of SLF with different inner diameters

图 2.10 反映的是不同尺寸亚波长直径液芯光纤的群速度色散。从图中我们得出关于亚波长直径液芯光纤色散的一些性质:

- (1) 亚波长直径液芯光纤的色散系数随波长变化基本呈现递增形式,与材料色散的趋势非常相似。
- (2) 亚波长直径液芯光纤在 $1.6\mu\text{m}$ 以下的波长范围内基本没有色散零点,所有的色散零点都位于长波段处。
- (3) 亚波长直径液芯光纤的色散系数与内径的相关性不大,随内径变化的变化非

常微小。

以上几点性质的产生是由于亚波长直径液芯光纤的色散主要受到材料色散的影响，而波导色散对其影响非常小。

2.3.5 非线性特性

非线性光学是激光出现后迅速发展起来的学科。非线性光学研究的对象是：入射光与介质作用后产生的光学效应与入射光强不成正比，例如与入射光强的平方或三次方成比例。此时，不同频率的入射光经与介质作用后可以产生能量的转换。在高强度电磁场中任何电介质对光的响应都会变成非线性，光纤也不例外。从其基能级看，介质非线性响应的起因与施加到它上面的场的影响下束缚电子的非谐振运动有关，结果导致电偶极子的极化强度 P 对于电场 E 是非线性的，但满足通常的关系式：

$$P = \varepsilon_0(\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} : EEE + \dots) \quad (2.21)$$

ε_0 是真空中介电常数， $\chi^{(j)}$ ($j=1,2,3,\dots$) 为 j 阶电极化率，考虑到光的偏振效应， $\chi^{(j)}$ 是 $j+1$ 阶张量。

随着光纤通信容量不断的提高，非线性光学的重要性日益突出。在此我们将研究非线性光学中的一个重要参数——非线性系数 γ 。其表达式如下^[10]：

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\int n_2 S_z^2 d^2r}{\left(\int S_z d^2r\right)^2} \quad (2.22)$$

式中 n_2 是材料的非线性折射率，对于二硫化碳，有 $n_2 \sim 1.2 \times 10^{-18}$ ^[11]， S_z 是波印廷矢量。根据定义，其具体形式如下：

$$S_z = \frac{1}{2} |a_j|^2 \operatorname{Re} \left\{ \overline{E_j} \times \overline{H_j} \cdot \hat{z} \right\} = \frac{1}{2} |a_j|^2 E_j \times H_j \cdot \hat{z} \quad (2.23)$$

a_j 是 j 阶模的振幅，当我们只考虑基模时， $j=1$ 。如此，可以得到非线性系数 γ 关于光纤直径的变化关系，如图 2-11 所示：

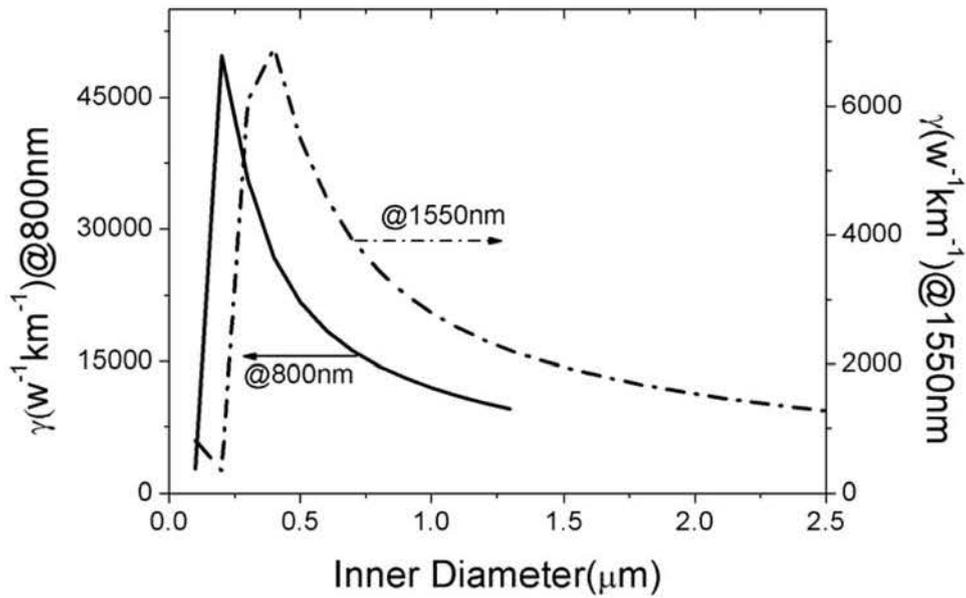


图 2-11 不同波长下亚波长直径液芯光纤的非线性系数随内径的变化关系

Fig 2-11 Nonlinear coefficient of SLF versus its inner diameter at different input wavelength

图中我们画出了两种入射波长下液芯光纤的非线性系数随光纤内径的变化情况。非线性系数随着内径增大基本呈现先增大到最大值然后减小的趋势，入射波长越大，对应最大非线性系数的光纤内径也增大。对于 800nm 的入射光，亚波长直径液芯光纤的非线性系数在光纤内径 $D \sim 0.2\mu\text{m}$ 时达到最大，约为

$4.9 \times 10^4 \text{W}^{-1} \text{km}^{-1}$ 。而对于 1550nm 的入射光，则在 $D \sim 0.4\mu\text{m}$ 时有最大值

$6.9 \times 10^3 \text{W}^{-1} \text{km}^{-1}$ 。以上数据都比相同尺寸的亚波长氧化硅线的最大非线性系数增大了数百甚至上千倍[12]。这就说明了亚波长直径液芯光纤在非线性光学领域有着它独特的优势，将成为研究各种非线性光学效应的新型材料。这将成为我们研究亚波长直径液芯光纤的主要方向。

2.4 本章小结

本章，我们提出了一种新型的亚波长直径光纤-亚波长直径液芯光纤并对其光学传输特性进行了全面的探讨。从模型建立到 Maxwell 方程的严格求解，我们逐一得到了光纤的传播常数、场量分布、弯曲损耗、色散及非线性。从模拟结果可以看出，亚波长直径液芯光纤具备一系列特性。首先对光场的束缚作用很强，

有着很好的集成优势；其次它的色散曲线相对平坦，容易控制；最显著同时也是我们最关注的一点则是，亚波长直径液芯光纤的非线性系数非常大，这就使其在非线形光学领域有了巨大的应用前景。

参考文献

1. 张树霖. 近场光学显微镜及其应用. 北京: 科学出版社. 2002.
2. D. Derickson (Editor). Fiber optic test and measurement. Upper Saddle River, New Jersey: Prentice-Hall, Inc., 1998.
3. P. Klocek, Handbook of Infrared Optical Materials. New York: Marcel Dekker Inc.,1991.
4. A. Samoc, "Dispersion of refractive properties of solvents: Chloroform, toluene, benzene, and carbon disulfide in ultraviolet, visible, and near infrared", Journal of applied physics, 94, 6167 (2003).
5. Snyder A W, Love J D. Optical waveguide theory. New York: Chapman and Hall, 1983.
6. C. Manolatu, S.G. Johnson, S. Fan, et al..High-density integrated optics. J. Lightwave Technol.,1999, 17:1682-1692.
7. Tong L., Lou J. & Mazur E., "Single-Mode Guiding Properties of Subwavelength-Diameter Silica and Silicon Wire Waveguides", Opt. Express, 2004, vol. 12(6), pp. 1025-1035.
8. 廖延彪, "光纤光学", 北京, 新华书店总店北京发行所, 2001.
9. Bell Laboratories, Crawford Hill Laboratory, Holmdel, New Jersey 07733, "Curvature loss formula for optical fibers", Optical Society of America, Journal, 66, 216 (1976).
10. Agrawal G. P., "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, 1989.
11. S.Couris, M.Renard, O.Faucher, B.Lavorel, R.chaux, E.Koudoumas, X.Michaut, "An experimental investigation of the nonlinear refractive index (n_2) of carbon disulfide and toluene by spectral shearing interferometry and z-scan techniques" Chem. Phys. Lett. 2003, 369,318-324.
12. Zhu Y., Chen X. F., Xu Y. H., et al., "Propagation Properties of Single-Mode Liquid-Core Optical Fibers with Subwavelength Diameter", J Lightwave Technol, 2007, vol. 25(10), pp. 3051-3056.

第三章 亚波长直径液芯光纤的制备

上一章，我们对亚波长直径液芯光纤的光学传输特性进行了理论研究。计算结果显示这种光纤具有非常高的非线性系数，这将使其在该领域有非常重要的应用。为了能够进一步从实验上研究亚波长液芯光纤在非线性光学方面的应用，我们必须先完成对它的制备。与现有的亚波长直径二氧化硅线相比，亚波长直径液芯光纤的制备存在一些优势，比如在保存方面。由于亚波长液芯光纤的芯径处于亚波长尺寸时，其包层仍在微米量级，所以具有较好的柔韧性和抗弯曲性，保存起来相对容易。同时，在拉锥要求上，同样由于光纤总尺寸是在微米量级，降低了对拉锥工艺的要求，从而大大降低了制备难度。在本章中，我们将详细介绍制备亚波长直径液芯光纤的方法，分为亚波长空心光纤的制备和液体的封装进行讨论。在成功制备了亚波长直径液芯光纤后，我们测量了它的光学传输能力。

3.1 亚波长直径空心光纤的制备

所谓亚波长直径空心光纤，即芯径在亚波长尺寸的空心光纤，由传统的空心光纤经过拉锥制备所得，这种制备方法和传统的亚波长直径二氧化硅线类似。下面我们首先介绍亚波长直径氧化硅线的制备历史以及我们的制备方法，然后进一步用以制备亚波长直径空心光纤。

3.1.1 亚波长直径氧化硅线的制备

首先，我们以传统单模光纤为对象，进行了拉锥光纤的前期实验探索和研究。

3.1.1.1 制备历史

对于小直径氧化硅线的制作方法的研究早在 19 世纪末已有报道。1887 年，Boys C. V. 小组首先采用简单的弩弓装置用射箭的方式来拉制石英细线，并对拉制而成的石英细线的基本性质进行了研究，提出了应用设想^[1]。在这之后，陆续有其他的研究人员对石英线的制作和性质进行了研究，提出了一些不同的制作方法^[2]。概括来说，早期拉制石英线的方法有三种，这些方法都是基于石英在熔融

状态时具有很好的粘滞性，可以拉出距离很长的线，而不会变成一个个分散的液滴。

第一种方法就是上文中提到的 Boys C. V. 最初所采用的方法。他们将石英圆棒较粗的一端用手捏着，或者固定在夹子上，细的一端用封蜡粘在麦秆做的箭上后一同放置于弩弓的木柄上的发射位置上。用吹管焰加热，当石英细端处于均匀融化状态时发射弓箭。随着飞射而出的箭，就拉制出一条石英线。实验证明如果要获得越细的线，发射的箭就必须具有越高的速度。采用这一种方法一般需要进行多次重复实验才能获得所需要的直径。

第二种方法与第一种方法类似，主要的区别使用弹射器来代替弓箭。由于弓箭拉制的石英线直径很小，如果需要拉制一些直径较大的石英线，就只能使用弹射器来拉制。不过，如果选择合适的弹射速度和加热长度，这种方法也是可以拉制小直径的石英线的。只是弹射器的操作复杂，获得的石英线的直径均匀性也没有弓箭方法得到的好。

第三种方法则是单独用火焰拉制。利用高压氧气吹管焰的火焰气的摩擦力来克服导致产生球型液滴的表面张力，并带动熔融石英向前，使石英线沿着火焰气方向向外投出。这一方法操作简单，在两分钟内就可获得大量石英线，只是获得的石英线大都缠结在一起，类似蛛网，分离较困难。该方法获得的石英线长度一般在一英尺以上，线直径特别小。

以上这些早期的拉制石英线的方法存在可控性差，所用机械构造复杂，材料损耗大，无法准确估计所获得的现直径等大问题，而且当时最细的石英线直径也在微米量级以上，远没有达到亚波长的量级。

2003 年，浙江大学童利民小组在 Nature 杂志上提出了一种全新的制作亚波长直径氧化硅线的方法，并通过这种方法成功制备了多根亚波长直径的氧化硅光纤^[3]。在这篇报道中，他们提出了采用两步高温拉锥方法来制备亚波长直径的氧化硅光纤。制备所使用的原料是标准的单模光纤（SMF-28, Corning Inc.），制备的第一步和传统光纤火焰拉制方法类似。用一个小型的甲醇灯，通过火焰加热拉锥，将光纤一端拉伸成直径为几个到几十微米，长度为几个毫米的氧化硅线。第二步则与传统方法不同，在原来的火焰中插入一根具有圆锥形头部的蓝宝石光纤，使蓝宝石光线吸收火焰的热量在头部周围形成一个适宜拉锥的温度分布。再

将第一步得到的氧化硅线的末端在高温下软化，粘在蓝宝石头部上。绕蓝宝石光纤的对称轴旋转光纤将氧化硅线缠绕在蓝宝石光纤上。在适当控制蓝宝石光纤上的温度后，以一定的速度慢慢拉伸微米直径的氧化硅线，最终形成亚波长直径的氧化硅光纤。因为亚波长直径二氧化硅线具备一系列优良特性，所以对于这样一篇标志着亚波长直径氧化硅光纤制备成功的出现，无疑是开拓了光纤制备和光纤非线性效应研究的新篇章。

3.1.1.2 我们的制备方法

前面讨论了亚波长二氧化硅线的各种相关制备方法。我们的研究表明，要想拉制出足够长度且直径相对均匀的亚微米直径光纤，维持一个不随拉锥光纤直径动态变化且稳定的加热源是非常关键的。于是我们提出了一种新型拉锥装置，并成功拉制出亚微米直径且连续不断长达十几厘米的拉锥光纤。以下是对拉锥实验的初步尝试及新型拉锥装置的详细描述。

为从实验中加深对光纤拉锥方法的认识，我们首先用非常简单的装置进行第一次制备尝试。装置如图 3-1 所示，光学防震台作为实验平台，酒精灯为加热源，将剥去包层后的光纤固定在两台步进电机转台之间并保持光纤的等高。为保证火焰的稳定，将整套装置置于有良好密封性的实验室内，在实验过程中我们发现，当加热段光纤一旦达到软化温度这段光纤便即刻变软并开始随步进转台逐渐拉长，随着光纤的进一步拉细，转台速度需相应逐渐加大否则软化光纤便会因自身重力而下垂导致直径的不均匀性甚至断裂。

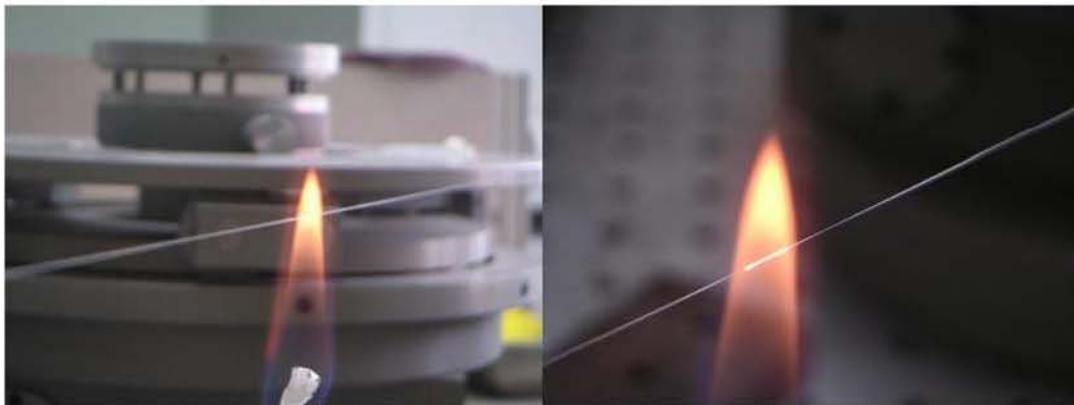


图 3-1 用火焰熔融拉伸光纤

Fig.3-1 Drawing fibers using flame as the heat source

初步尝试后，我们总结了一些重要的经验：

1、加热源的温度要尽可能高于氧化硅的软化温度（ 1660°C ）。较高的温度使光纤更易于拉伸，所需的拉力也较小。若热源温度不够，则需要更大的拉拽力，同时也会增加所需的加热时间，加热时间过长使光纤变脆，这都会使光纤易于断裂；但若温度过高，则光纤又会直接熔融而来不及对其进行拉锥。因此加热源的温度选择很重要，应稍高于氧化硅软化温度。

2、热源形式的选择上可以做出一定的调整，在保证现有点热源的温度稳定性的同时，尝试条形热源，增加温度分布的均匀性，制作满足不同需要的光纤。

3. 拉伸速度需可调。在加热一段时间后，光纤的软化程度会加深，此时光纤会应自身的重力下垂，也更容易断裂。此时应适当加快拉伸速度以适合软化程度。

4. 拉伸过程中应尽量保持平稳，拉伸方向应与光纤摆放方向一致。

由此我们提出了新的拉锥装置及加热源——条形加热电炉，如图(3-2)所示。

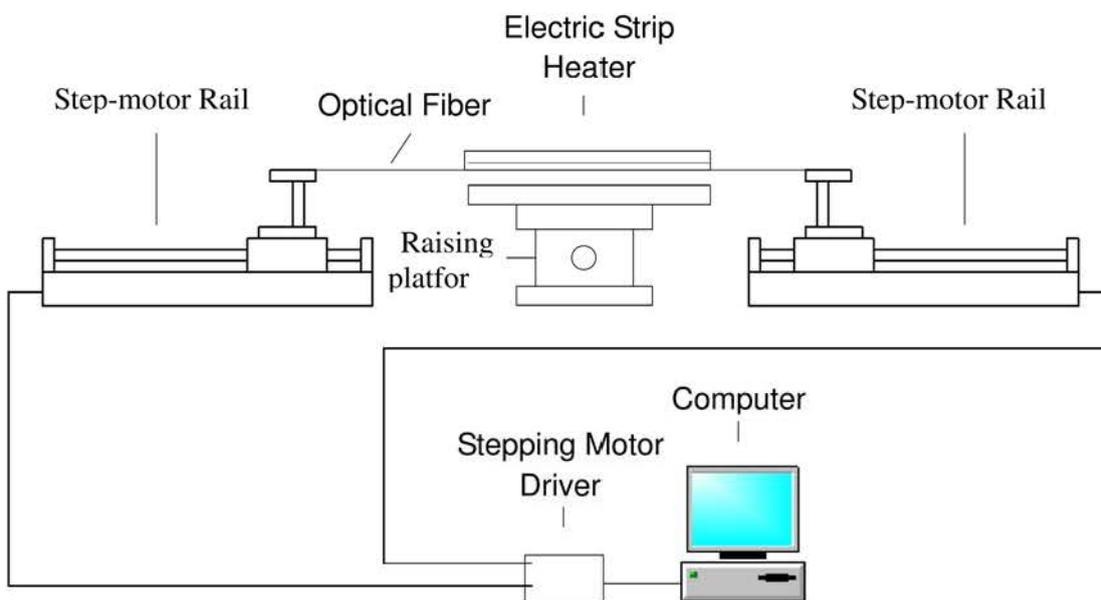


图 3-2 (a) 新型的制备双锥形光纤实验装置

Fig. 3-2(a) A novel experiment setup for fabricating biconical taper fibers

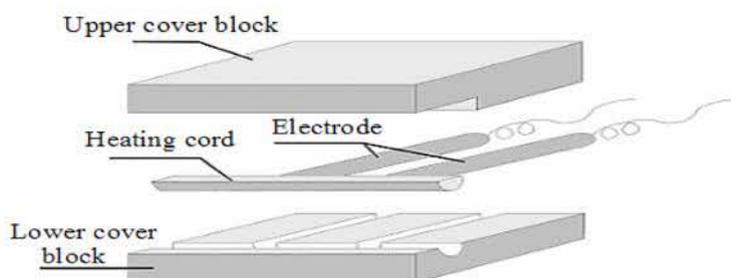


图 3-2 (b) 条形加热电炉的构造

Fig.3-2(b) Configuration of the heating unit

因为条形炉具有较为密闭的腔体，使用条形的加热元件，能在较长的长度上保持稳定的温度场，且不形成气流，能在一定程度上保证加热源的稳定性。

为保证条形电炉能达到设计参数要求，我们咨询了上海康泰耐高温材料厂并制成成品如图 3-3 所示。

加热炉体采用三氧化二铝纤维，粉末状易于加工成型以及随实验进行调整。

加热元件使用的是二硅化钼电热棒。二硅化钼电热元件（硅钼棒）是一种以二硅化钼为基础制成的电阻发热元件，其在氧化气氛下高温使用，表面玻化，生成一层光亮致密的石英（ SiO_2 ）玻璃膜，能保护硅钼棒不再氧化，因此硅钼棒元件具有独特的高温抗氧化性。在氧化气氛下，元件最高使用温度为 1800°C 。加热温度完全符合实验的需求。

我们设置的加热炉槽长为 15cm，加热丝有三种长度，5cm、8cm 和 11cm，以适应不同的实验条件。加热后炉腔 3cm、6cm 和 9cm 内恒温温度不低于 1700°C 。

硅钼棒为低压高电流发热元件，供电单元使用 0~220V 输出可调变压器以及 220V/5V 固定变压器串联，调节可调变压器以达到所需电流。图 3-4 为可调变压器 100V 输出时通电发热的加热炉。用光学高温测温仪测得其炉腔内温度大约为 1650°C ，此时加热元件上的电流约为 120A。



图 3-3 条形电加热炉

Fig.3-3 Electric strip heater

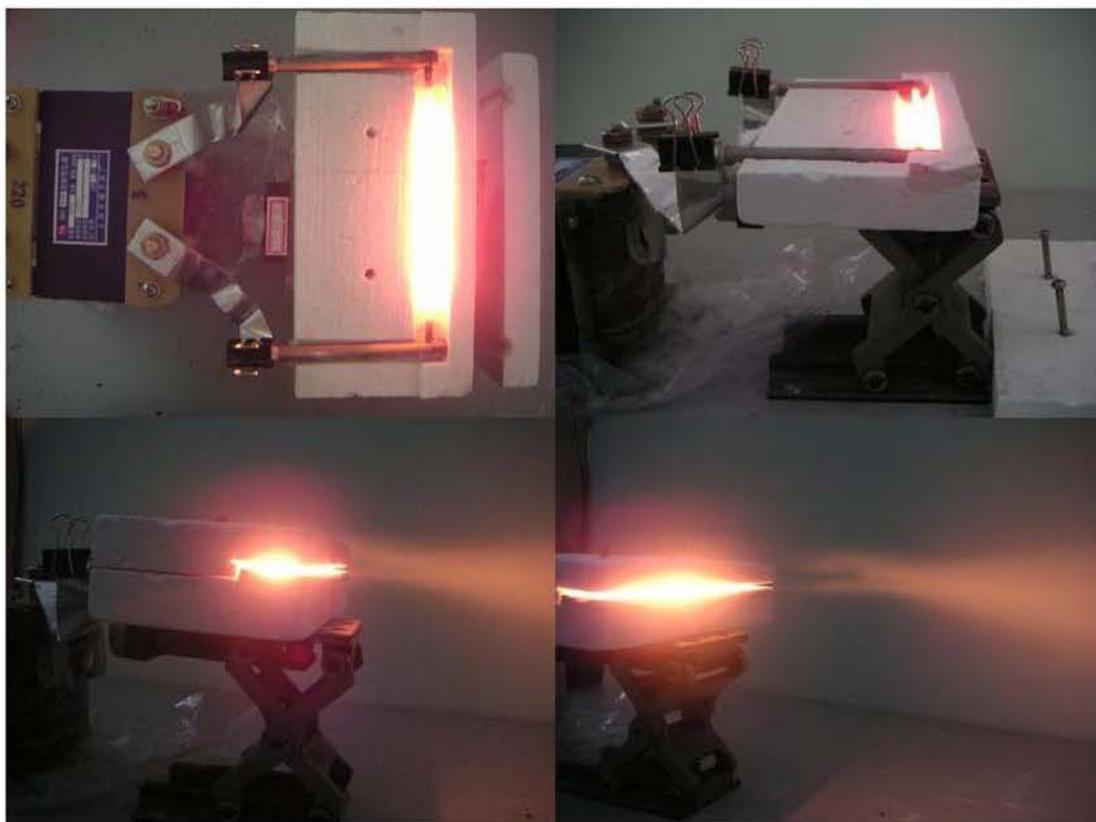


图 3-4 通电后加热丝发热

Fig.3-4 Exothermic electric strip heater



图 3-5 左图：5cm、8cm 及 11cm 的硅钨棒发热元件。右图：拉锥台全貌

Fig.3-5 Left: 5cm, 8cm and 11cm long heater. Right: whole view of the tapering device

除了对于热源的改造以外，我们对原有的拉锥装置也进行了改进，使用两个可控的电动平移台来替代原有的电机转台（图 3-5）。两个固定和平移台上的两维调整架作为光纤固定的基座，通过调节两维调整架可以使两个基座同线，实现光纤拉锥方向与光纤摆放方向一致的要求。我们用特别加工的 V 型槽作为光纤夹具，固定在两边的基座上。同时，我们将整个条形电加热炉安放在一个可以前后平行移动的升降台上，方便调整热源与光纤之间的位置。整个拉锥过程通过电脑

控制两个平移台的移动速度来实现。在拉锥过程之前，首先固定好光纤，并调整加热源的位置，使光纤平行位于条形电加热炉内加热丝的正上方，为了不使光纤因重力下垂而掉在加热丝上熔断，将光纤与加热丝的距离控制在0.5cm。

为实现拉锥光纤直径的均匀性，要求拉锥速度可调，我们因此编写了控制步进电机拉锥速度的控制程序，将拉锥进程进行分段控制。以使用8cm加热棒加热时为例。拉锥的起始阶段，可调变压器置于150V输出，以使条形炉内温度迅速达到光纤的软化温度。在这一过程中光纤逐渐软化而并未完全熔融，为防止光纤软化下垂而掉落在加热丝上，在此阶段以微速起拉光纤，两端的步进导轨速度约为0.5mm/s。拉出1~2厘米之后，将变压器置于130V输出来保持炉腔内的温度又不会使光纤过快熔融；同时，调节步进导轨速度至1~2mm/s。在拉出3~4cm后，再次降低变压器输出至120V，步进导轨速度逐渐增大到5mm/s。最后撤去电压并使步进导轨速度逐渐降低至0。整个过程视拉锥长度一般为1min~1.5min之间。

上述为速度较快的拉锥方式，较难控制且光纤容易断裂。另一种拉锥过程在将电压置于120V使光纤软化后一直置于100V，而拉锥速度始终定于0.05~0.1mm/s上。这样拉制10cm左右的拉锥光纤，持续时间在10min以上。在拉制过程中，光纤不易产生断裂；但由于加热时间较长，光纤变脆，拉制完成后处理光纤时容易脆断，不利于后期操作。

另外，对于使用三种不同长度的加热棒作为热源，越短的加热棒越容易控制拉锥过程。如较容易把握熔融温度，并且光纤熔融所造成的弯曲下垂较少；而较长的加热棒的温度较难把握，而且长跨度的光纤弯曲下垂较容易触碰到加热棒而需要增加光纤与加热棒之间的距离，这样又降低了加热效果。但是，使用较长的加热棒得到的拉锥光纤，有较长的直径均匀距离。

通过调节速度与电压的不同匹配，我们可以拉制出直径在0.6~1 μ m，长度在十厘米左右的亚微米光纤，可以符合实验的不同要求^[4]。由于所选用的加热源为清洁的高发热效率的电加热丝，因而拉出的光纤表面较为清洁，没有燃烧产物等光纤附着物。

3.1.2 亚波长直径空心光纤的制备及测量

前一小节，我们介绍了亚波长氧化硅线的制备方法，由于我们所用的空心光

纤材料是石英，性质与氧化硅十分相像，因此前述拉锥方法一样可用于制备亚波长空心光纤。下面我们将讨论制备亚波长空心光纤时的一些改进和结果。

我们所使用的原始空心光纤是从英诺色谱公司 (Polymicro) 购买所得，有四种型号：TSP002150、TSP005150、TSP025360 和 TSP050360。在拉锥实验中，我们主要使用的是 TSP002150、TSP005150 两种空心毛细管，分别为内径 $2\ \mu\text{m}$ 外径 $150\ \mu\text{m}$ 和内径 $5\ \mu\text{m}$ 外径 $150\ \mu\text{m}$ 。光纤实样图如图 3-6。下面以 TSP002150 为例进行拉锥过程和结果的说明。



图 3-6 制备亚波长直径空心光纤所用的空心光纤

Fig. 3-6 Capillary used in fabricating sub-wavelength hollow fiber

拉锥装置如前一小结所述，为光学防震平台、两个可控的电动平移台、光纤固定基座、V 型槽、加热源等组成，如图 3-7 所示。

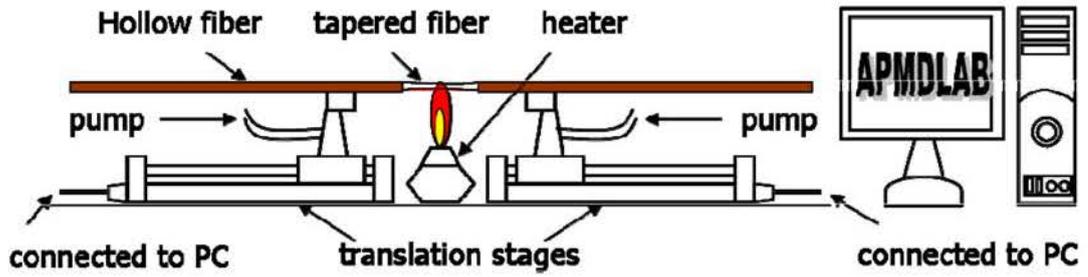


图 3-7 亚波长直径空心光纤的制备装置

Fig. 3-7 Equipment setup used in fabricating sub-wavelength hollow fiber

以上拉锥示意图中的酒精灯仅作为加热源的代表而非实际热源。实际实验中，我们分别用硅钼棒和酒精灯作为加热源进行了一系列拉锥探索，部分结果如 3-1 所示，拉锥过程中需要注意克服的具体问题和前面氧化硅线的拉锥是一样的。由表中数据可知在制备亚波长直径空心光纤时，硅钼棒可以拉制出直径更小的光纤但均匀度不好且易断，而酒精灯下拉制出的光纤直径较大但均匀度好易控制。所以我们可以根据具体需要，对拉锥热源进行选择。

热源种类	所用时间	拉制总长	最大半径 (外径)	最小半径 (外径)	所用时间	结果
硅钼棒条形炉 (200V)	5min	50mm	60 μ m	30 μ m	5min	未断
	6min	60mm	60 μ m	20 μ m	6min	断
	1min	10mm	12 μ m	8 μ m	1min	断
	4min	42mm	25 μ m	15 μ m	4min	未断
酒精灯外焰	15min	66mm	103 μ m	99 μ m	15min	未断
	11min	46mm	82 μ m	80 μ m	11min	未断

表 3-1 制备亚波长直径空心光纤的实验尝试和结果

Table3-1 Fabrication and results of sub-wavelength hollow fiber

我们对拉锥所得的光纤直径用显微镜进行了初步测量，图 3-8 是其中由 TSP002150 拉锥所得的四组光纤。由于光纤内径很小，在衍射情况下测量不准，因此我们以测量外径为准，并假设内外径同比例缩小，即按原始比例如 2: 150（或 5: 150）计算内径大小，所得最小内径可到 300nm 以下。图中，我们可以明显看到大小均匀的光纤空心孔径。

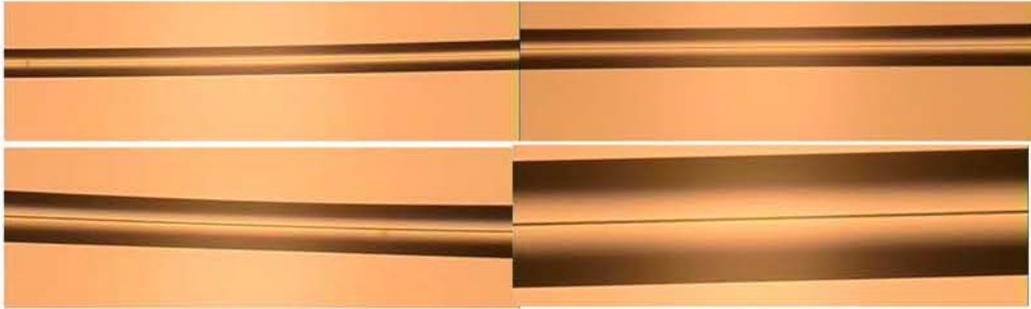


图 3-8 显微镜下的拉锥空心光纤：OD=26, 35, 50, 130

Fig.3-8 the overall picture of tapered hollow core fiber

为了验证我们在前面所作的关于在拉锥情况下光纤内径外同比例缩小的假设，我们对拉锥光纤进行了 SEM 测试，精确测量了内径和外径大小。图 3-9 是其中的两组空心光纤，光纤孔径大小分别为 $0.69\mu\text{m}$ 和 $0.206\mu\text{m}$ ，外径分别为 $55.75\mu\text{m}$ 和 $31.38\mu\text{m}$ ，比例接近 2: 150。我们对测量所得的孔径和外径大小进行了拟合，结果如图 3-10 所示。

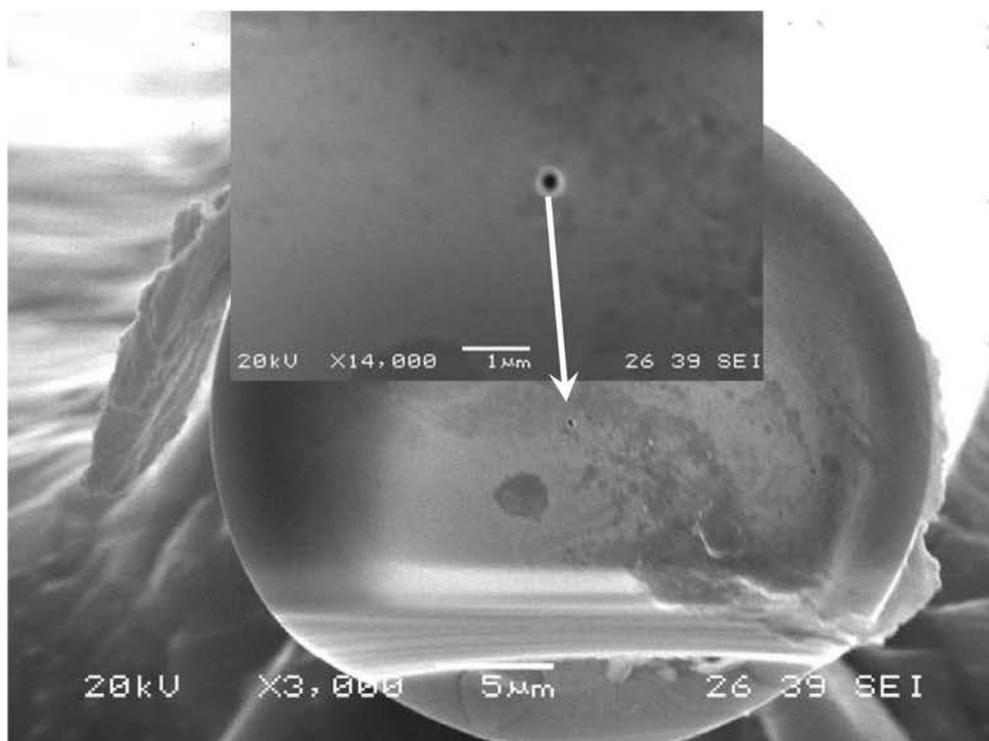
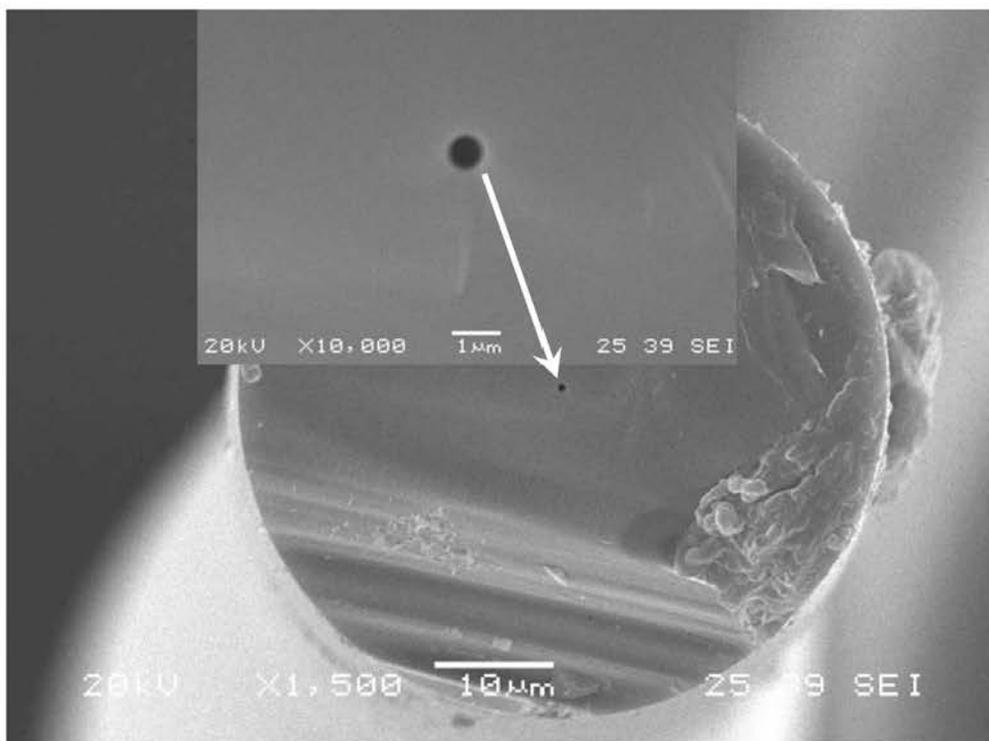


图 3-9 亚波长空心光纤的 SEM 图像

Fig.3-9 SEM of SHF

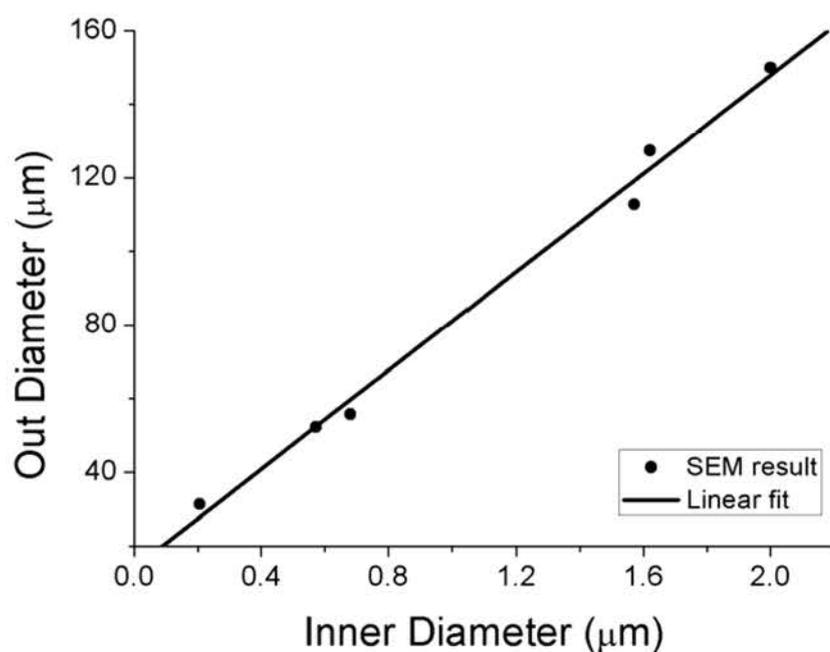


图 3-10 亚波长直径空心光纤孔径与外径关系

Fig. 3-10 Relationship between hollow radius and outer radius of SLF

图 3-10 的拟合结果显示，空心光纤的孔径 a_2 和外径 a_1 之间基本满足线性关系： $a_1 = Pa_2$ ，其中比例系数 $P=67$ ，这个系数略小于原材料的孔径与外径之比 $150:2=75$ ，但与之也很接近。所以，我们可以认为在拉锥过程中，空心光纤的孔径和外径基本是同比例缩小的，在以后的实验中，我们基于此结论，将通过测量外径大小以计算亚波长光纤孔径大小。

通过以上制备及测量，我们已成功制备各种尺寸的亚波长直径空心光纤（最小可达到 200nm）用于下一步实验。

3.2 亚波长直径液芯光纤的实现

完成了亚波长直径空心光纤的制备，我们的任务是把液体注入光纤孔径并保证液体留在其中，以形成我们需要的亚波长直径液芯光纤。

我们是首次提出亚波长直径液芯光纤的概念并对其进行系统研究的组，所以有关亚波长直径液芯光纤的参考内容几乎没有，但是历史上对液芯光纤已有很多报道。所以我们首先调研了历史上制备液芯光纤的方法。由于液芯光纤的芯料是液体，大家都知道液体是一种流体而且大部分具有挥发性，所以它不同

于普通的石英光纤可以直接暴露于空气中使用，而要对其进行密闭封装保证液芯光纤的稳定性。因此对于液芯光纤的制备就包括液体的注入和封装两部。已有的研究里^[5-9]，液体注入主要有气压法和虹吸法，封装有 T-型管和集成波导两种。

所谓气压法就是利用外界压强或者气体泵的作用，强制把液体压入空心孔径，这种方法高效很高，因此被广泛使用。虹吸法是利用毛细管的虹吸作用，让液体自动进入空心孔径，这种方法需要的时间较长但是简单易操作。当液体成功注入空心孔径后，需要对其封装保存，这时候往往是用 T-型管实现，即在空心光纤两端加两个 T-型石英玻璃管，并用石英波片密封。石英波片的作用是作为光波的耦合窗口。这种方法的操作简单，但是由于石英波片的耦合损耗大，所以会影响耦合效率，参考文献可知当利用 50um 孔径的光纤实验时，T-型管法的传输效率大概在 25%左右。另一种封装方法是最近刚刚兴起的，即集成波导。这将会解决耦合的问题，也是未来光纤发展和应用的方向。但是由于该方法要求的设备和工艺复杂，所以在我们的现有实验中，我们采用的是第一种 T-型管的封装方法。

我们设计的 T-型三通管如图 3-11 所示，长度是 96mm，直径 10mm 壁厚 1mm，三通管一端(B 端)粘厚度 1mm 直径 10mm 的石英波片作为耦合窗口，另一端(C)用石英帽封死，石英帽中间有一个直径为 1.5mm 的小孔，用做空心光纤的入口，上端(A)也是用中间开口的石英帽封死，小孔用作液体的注入口。



图 3-11 T-型三通管设计图和实物图

Fig. 3-11 Model and Picture of T-branch in use

考虑到经过拉锥后的亚波长直径空心光纤尺寸小，受到外力则易断裂，且空心光纤重量轻，在管中悬空时容易下垂，这将影响光的耦合，因此在进行封装前我们先将空心光纤置于石英毛细管中，以保护光纤不受外界作用。根据光纤和 T-型三通管的参数，我们选择了两种不同粗细的毛细管（图 3-12），直径

分别为 0.5mm 和 1mm。先用两根 0.5mm 的毛细管套在拉锥光纤两端，再用一根 1mm 的毛细管套在中间起连接作用。两端 0.5mm 的毛细管的作用是在保证光纤不断的情况下，尽量保证光纤稳定存在三通管中并不倾斜。中间套用的 1mm 粗的毛细管的作用就是连接两边的细毛细管，并和三通管粘在一起。之所以用这种粗的毛细管是考虑到三通管石英帽的小孔径有 1.5mm，用细的毛细管时必定需要很多的胶封在空隙处，这样不仅造成胶的浪费而且增加了密封难度，同时两根三通管的中间部分是暴露于空气的，所以我们需要硬度更高的管子也就是粗的毛细管，这样不容易断裂。



图 3-12 石英毛细管

Fig.3-12 silica capillary

用毛细管封好的亚波长直径空心光纤，穿过 T-型三通管一端的石英帽小孔进入管子，两根管子面对面通过毛细管连接在一起，如图 3-13 所示。这里需要注意几点问题，首先是操作平台一定要稳定水平，保证 T-型管处于等高水平状态；其次是要尽量保证空心光纤置于三通管的中间位置，这对后续的耦合实验非常重要；最后光纤端面要尽量靠近石英波片但又不能接触，这是因为若光纤离断面太远则聚焦无法到达，直接接触石英波片又会造成很大的光散射，所以最好保持约 0.1mm 的距离。另外如三通管之间的距离、所用毛细管的长度等细节也是非常重要的，通过实验发现，这些数据都要根据具体所用的光纤型号进行合理的调整以达到最佳的封装结果。至此，亚波长直径空心光纤的封装已完成，下一步就是注入液体的过程，仍以图 3-13 说明。通过上端的石英帽小

孔，我们首先将液体（如二硫化碳）注入一端的 T-型管（图图中中的左端），并将此端抬高，利用毛细虹吸和重力的作用使液体自行进入空心孔径。大约放置 5-6 小时（根据孔径大小调整放置时间）后，液体将完全注满空心孔，此时我们再把另一端的 T-型管注满液体，目的是防止液体挥发在液芯光纤中形成空气柱。最后我们再把石英帽的小孔用胶封住，实现整根液芯光纤的密闭保存用于后续实验。自此，我们的亚波长液芯光纤已制备完成。

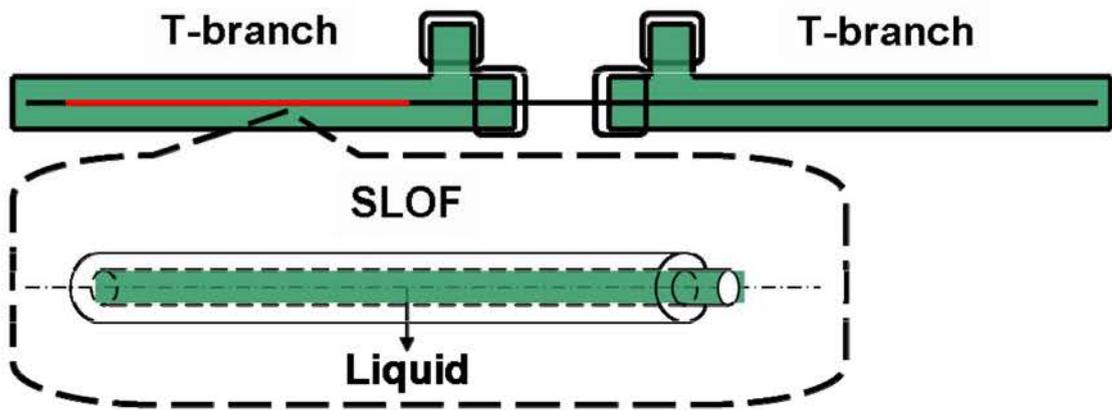


图 3-13 亚波长直径液芯光纤的封装

Fig.3-13 Sealing-up setup of sub-wavelength liquid fiber

需要指出的是，因为我们是第一次制备亚波长直径液芯光纤的组，所以我们的方法也是在探索中一点点的改进并在继续改进中。上面所述的是我们现在用的比较多的制备方法也是比较成熟的，但也存在一些问题，如制备过程长、重复利用率低等，对于这些问题我们也提出了新的设想并已在试验过程中。

3.3 亚波长直径液芯光纤光学传输特性的测量

对于封装完毕的液芯光纤，我们进行了初步的通光实验以验证该制备方的可行性。

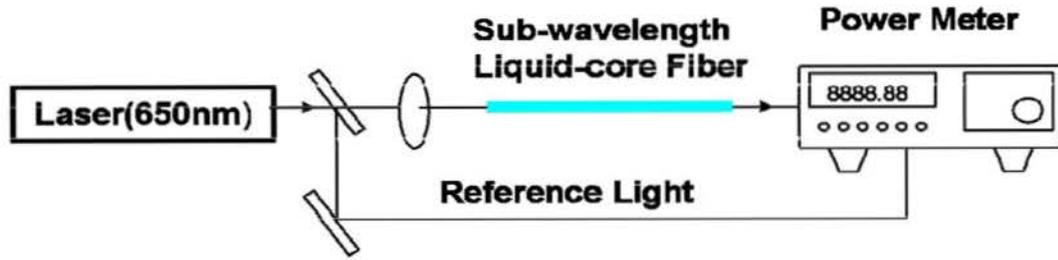


图 3-14 液芯光纤通光实验光路图

Fig. 3-14 Test setup for sub-wavelength liquid-core fiber

实验中，我们采用中心波长为 650nm 的半导体激光器作为光源，利用 10×透镜聚焦，液芯光纤固定在五维调整架上，功率计用来测量输入端和输出端的能量。图 3-14 是我们的光路图，具体装置图如 3-15 所示。实验中，为了防止光从 T-型管空隙间穿过影响结果的测量，我们在两根三通管中间加了两片三层黑纸挡住光纤波导之外的光。这样我们在输出端可以看到明显的中间亮斑，可确定为光波导，亮斑周围有一个光环，可认为是由毛细管散射所形成。

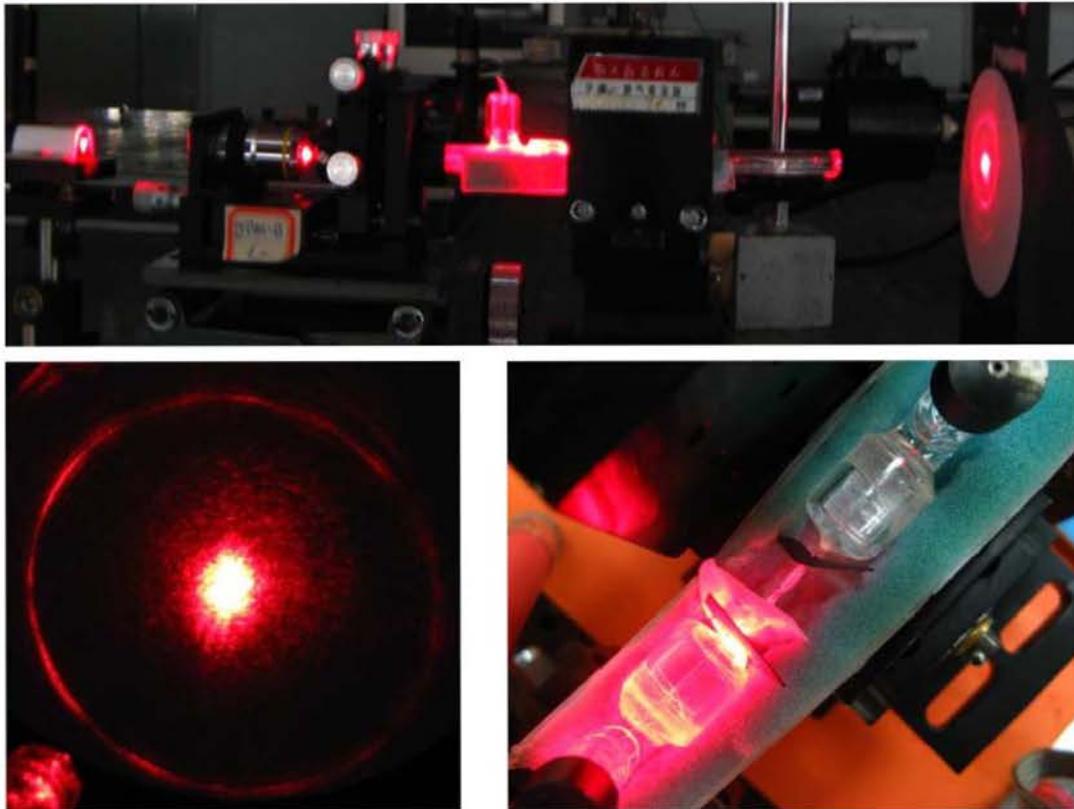


图 3-15 液芯光纤通光实验装置图

Fig. 3-15 Picture of SLF with light propagation

为了更好的了解我们制备所得的液芯光纤的光学传输能力，我们对各种孔径的光纤进行了通光实验，包括经过拉锥的和未经拉锥的光纤，并测量了输

入输出光的能量。我们把光纤的原始直径，拉椎后直径，输出光能量，透射率等作为数据制成了表格，示于表 3-2。实验所用的输入光能量为 $P_0 = 3.85mW$ 。

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
空心光纤 (ID/OD μm)	50/360	50/360	25/360	5/150	2/150	2/150	2/150	2/150
实验光纤 (ID/OD μm)	50/360	10/72.4	2/30	5/150	2/150	1/77	0.57/42	0.37/28
出射功率 (μW)	1400	1600	1000	300	166	166	124	81
透射率 (%)	36.8	42.1	26.3	7.9	4.4	4.4	3.3	2.1

表 3-2 亚波长光纤的通光实验数据

Table 3-2 Result data of SLF's propagation

表格中，我们对于透射率的定义为：
$$\text{透射率} = \frac{\text{输出功率}}{P_0}$$
。由于实验条件的

限制，每一次通光的环境不可能完全相同，而且光纤端面也会有所不一致，这将导致每次的耦合效率不能完全正确，但我们每一次都是将耦合状态调到最佳时记录下来数据，在误差允许范围内，上述数据可以说明一些问题。

首先，我们可以清楚的看到，光纤的透射率随着光纤原始孔径的减小明显降低，这是因为光纤的耦合端口是未经拉椎的，即原始尺寸大的液芯光纤耦合断面大，能接受到的光也多，从而透射率大。粗略的比较一下，透射率与入射断面大小（即光纤的原始孔径大小）之间存在类似线性的关系（图 3-16）。这说明液芯光纤的损耗主要是来自端面耦合的损耗，而传输损耗非常小。与先前其他做液芯光纤的组相比[5]，用相同孔径光纤时（如 $50\mu m$ 内径），我们的透射率要高很多，基本可以达到 40%，所以我们制备的方法是有意义并且成功的。我们对亚波长直径液芯光纤的传输损耗进行了更深一步的研究，使用 CCD 对光纤在传输路径方向上的图像进行拍摄，然后使用专门的软件采集图像中的各点的传输能量，并利用这个能量在传输路径上的分布情况对光纤的传输损耗进行测量。通过测量我们可以发现，孔径为 560nm 的亚波长直径液芯光纤在液体内部的传输损耗为

1.312dB/cm (图 3-17), 这个值比以相同制备方式制备的同样粗细的亚波长直径氧化硅光纤要好很多了^[5]。

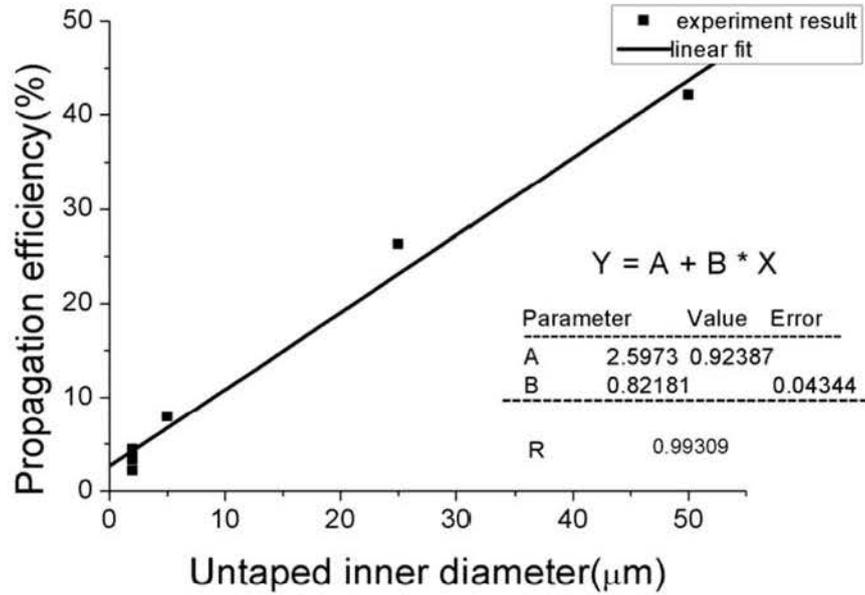


图 3-16 透射率与光纤原始孔径大小的关系

Fig.3-16 Propagation efficiency of LCOF versus un-taped inner diameter

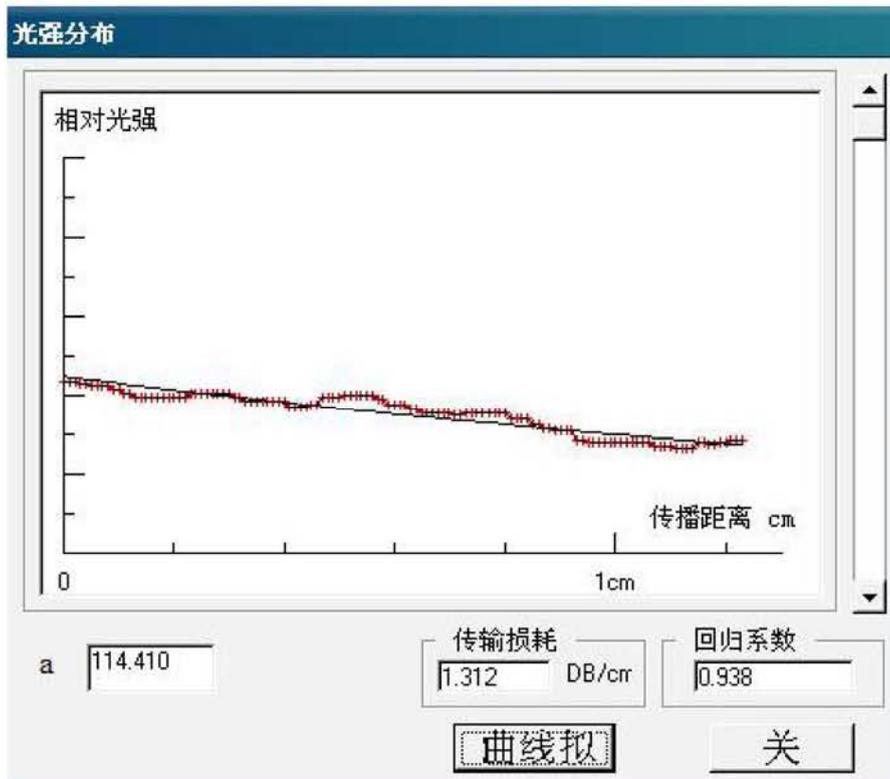


图 3-17 亚波长直径液芯光纤的传输损耗

Fig. 3-17 Transfer loss of sub-wavelength liquid fiber

另外，当我们专门考察原始孔径为 $2\mu\text{m}$ 的一组光纤时，如表 4-2 中灰色显示的数据，可以看到经过拉锥后，随着拉锥尺寸减小到一定值，透射率显著降低。为更直观的了解透射率和拉锥光纤孔径的关系，我们对所得数据进行了拟合，结果如图 3-18 所示。图中显示的透射率与光纤直径间的关系曲线与亚波长直径液芯光纤的传输有效率的曲线趋势非常相似。这也从实验上验证了亚波长直径光纤的传输特性。

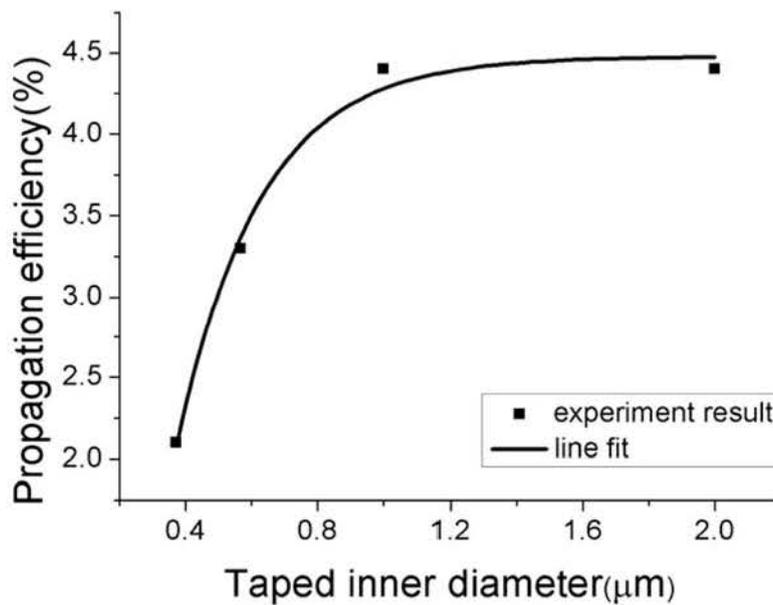


图 3-18 透射率与拉锥孔径的关系

Fig. 3-18 Experiment results of propagation efficiency of LCF

综上，我们成功自制了亚波长直径液芯光纤，最小孔径小于 300nm ，并能使光束在光纤中低损耗传导。我们制备的亚波长直径液芯光纤的传输损耗低，耦合效率也比已有报道高。由上一章对亚波长直径液芯光纤的理论计算中，我们知道此种光纤具有非常好的非线性系数，所以我们制备了的亚波长直径液芯光纤将有可能打开非线性领域的研究新热潮。

3.4 本章小结

本章中，我们首先讲述了制备亚波长直径液芯光纤的全过程，主要包括亚波长直径空心光纤的拉制和亚波长直径液芯光纤的封装。我们通过光纤熔融加热拉锥法成功制备出了不

同直径的各类亚波长直径空心光纤，最细的空心孔径达到了 $0.2\mu\text{m}$ ；同时，我们利用自己设计的 T 型三通管来封装制备成的空心光纤，并利用虹吸和重力作用将液体灌入空心孔径中。为了证明该种制备方法的可行性，我们在第二个部分中测试了我们所制备的各种直径的液芯光纤的传输特性。在实验中我们证明，我们所制备的各种尺寸的液芯光纤中，纤芯内径大于 $0.3\mu\text{m}$ 都可以做到很好的通光，其测得的传输损耗远小于亚波长直径氧化硅光纤。最后，我们提出了亚波长直径液芯光纤在非线性领域的应用展望。

参考文献

1. Boys C V. On the production, properties, and some suggested uses of the finest threads. *Philos. Mag.*, 1887, 23: 489-499.
2. Threfall R. On laboratory arts. London: Macmillan and Co., Limited, 1898.
3. Tong L. M., Gattass R. R., Ashcom J. B., et al., "Subwavelength-Diameter Silica Wires for Low-Loss Optical Wave Guiding", *Nature*, 2003, vol. 426(6968), pp. 816-819.
4. Shi L., Chen X., Liu H., et al., "Fabrication of Submicron-Diameter Silica Fibers Using Electric Strip Heater", *Opt. Express*, 2006, vol. 14(12), pp. 5055-5060.
5. Ross H. B. & McClain W. M., "Liquid Core Optical Fibers in Raman Spectroscopy", *Appl. Spectrosc.*, 1981, vol. 35(4), pp. 439-442.
6. Yiou S., Delaye P., Rouvie A., et al., "Stimulated Raman Scattering in an Ethanol Core Microstructured Optical Fiber", *Opt. Express*, 2005, vol. 13(12), pp. 4786-4791.
7. Dumais P., Callender C. L., Noad J. P., et al., "Integrated Optical Sensor Using a Liquid-Core Waveguide in a Mach-Zehnder Interferometer", *Opt. Express*, 2008, vol. 16(22), pp. 18164-18172.
8. Yin D., Schmidt H., Barber J. P., et al., "Optical Characterization of Arch-Shaped Arrow Waveguides with Liquid Cores", *Opt. Express*, 2005, vol. 13(26), pp. 10564-10570.
9. Kristian Nielsen *et al*, "Selective filling of photonic crystal fibers", 2005 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 7 L13-L20

第四章 液芯光纤及亚波长直径液芯光纤的应用探索

经过前几章节的叙述,我们已经完整的介绍了我们所提出的亚波长直径光波导家族中的一个全新成员——亚波长直径液芯光纤。对于它的光学性质、传输性质、实验制备等,我们做出了深入的分析 and 讨论。在这一个章节中,我们将着重对亚波长直径液芯光纤的应用进行探讨。因为亚波长直径液芯光纤也是液芯光纤家族中的一分子,所以我们首先提出了两个液芯光纤的应用,分别是在光网络中和拉曼光学中的应用,其次我们进一步深入到亚波长直径液芯光纤在非线性光学领域的潜在应用。

4.1 液芯光纤的应用

液芯光纤可以说是我们提出的亚波长直径液芯光纤的母体之一,因此在我们系统研究亚波长直径液芯光纤的过程中,同时探讨了液芯光纤的应用。我们提出了液芯光纤的两个新应用:光网络中用作低弯曲损耗的传输连接光纤,拉曼散射中用作化学分析和超连续光谱产生。

4.1.1 弯曲损耗低并可调的液芯光纤用于通信网络

随着互联网用户和对通信网络带宽容量要求的急剧增加,全光网络通信成为未来通信网的发展方向。但是普通通信光纤在小直径弯曲的情况下,会产生很大的弯曲损耗,从而限制了在光纤到户 (FTTH) 和光纤到桌 (FTTD) 通信中的应用,这对于全光网络的实现是致命的。因此制备低弯曲损耗的光纤成为了研究热点,降低光纤的弯曲损耗的主要任务是在光纤弯曲时能很好的束缚光强。各界研究者已经提出各种实现低弯曲损耗的光纤模型,如:拉锥光纤, D-型光纤, 多孔光纤等^[1-7]。以上各种光纤可以很好的解决弯曲损耗问题,最小弯曲半径可以达到微米量级,将有望解决光纤到户的难题。但是,上述方案中的光纤存在制备工艺复杂难操作的问题,从而阻碍了其商用化的进程。

在本文第二章中,我们已经从理论上对亚波长直径液芯光纤的弯曲损耗进行了讨论,发现其临界半径非常小(微米量级)。这一特性的实现实际上是液芯光

纤的纤芯和包层的折射率大，增大了对光强的束缚性的必然结果。基于此，我们提出利用液芯光纤实现通信中低弯曲损耗的要求。为了与传统传输光纤匹配，在下面的讨论中，我们假定液芯光纤的空心孔半径为 $4\mu\text{m}$ 。

为了使光纤损耗实现可调，我们选择用两种液体（甲苯和氯仿）的混合溶液作为液芯光纤的芯料来说明其在弯曲传输中的优势。常温下（ 20°C ），甲苯、氯仿以及二氧化硅的折射率如下[8, 9]：

$$n_{\text{toluene}}(\lambda) = 1.474775 + \frac{0.699031 \times 10^{-2}}{\lambda^2} + \frac{2.1776 \times 10^{-4}}{\lambda^4} \quad (4.1)$$

$$n_{\text{chloroform}} = 1.431364 + \frac{0.563241 \times 10^{-2}}{\lambda^2} - \frac{2.0805 \times 10^{-4}}{\lambda^4} + \frac{1.2613 \times 10^{-5}}{\lambda^6} \quad (4.2)$$

$$n_{\text{silica}}^2 = 1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - (0.0684043)^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - (0.1162414)^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - (9.896161)^2} \quad (4.3)$$

在特定压强下，混合溶液的折射率可视为各自折射率的线性叠加，假设溶液中的甲苯浓度为 ρ ，则混合溶液的折射率可写为：

$$n_{\text{mixture}} = \left[n_{\text{toluene}}|_{T=20^\circ\text{C}} + \frac{dn_{\text{toluene}}}{dT} \times (T - 20) \right] \times \rho + \left[n_{\text{chloroform}}|_{T=20^\circ\text{C}} + \frac{dn_{\text{chloroform}}}{dT} \times (T - 20) \right] \times (1 - \rho) \quad (4.4)$$

其中 $dn_{\text{toluene}}/dT = -5.273 \times 10^{-4}$ ， $dn_{\text{chloroform}}/dT = -6.328 \times 10^{-4}$ [10] 分别是甲苯和氯仿的折射率温度系数。对于二氧化硅包层， $dn_{\text{silica}}/dT \sim -4 \times 10^{-6}$ ，在计算中可以忽略。

我们知道，在光网络通信应用中，光纤的单模传输是很重要的，所以我们首先计算了此种混合型液芯光纤的单模传输条件。利用公式 2.12，我们得到液芯光纤的单模条件如图 4.1，实线以下区域即单模传输区域。左图是在甲苯浓度为 45% 时光纤半径和入射波长之间的关系，右图是波长在 1550nm 时半径与甲苯浓度之间的关系图。我们可以看到在通信波段，常温情况下，只要甲苯浓度不高于 46% 则此种液芯光纤为单模传输。接下来，我们的模拟将在甲苯浓度为 45% 的假定下进行，局限于基模传输情况。

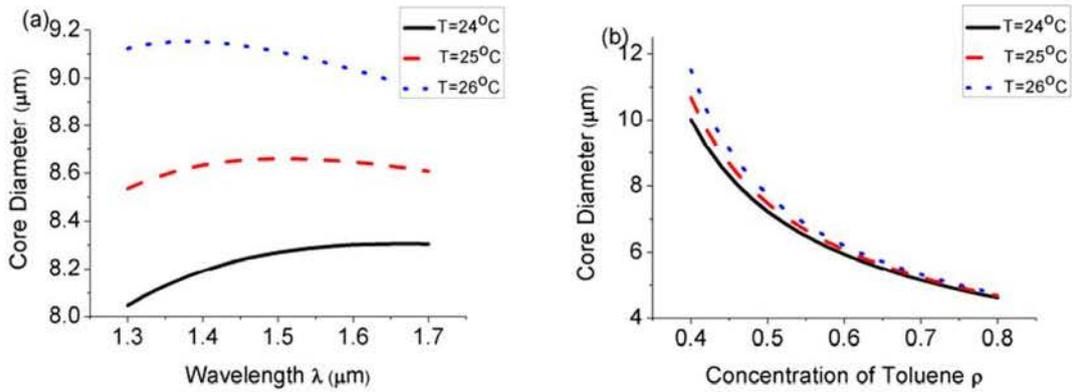


图 4-1 混合液芯光纤的单模条件
Fig.4-1 Single mode condition of LCOF

利用第二章中的弯曲损耗公式，我们计算了在 25°C 时混合液芯光纤的弯曲损耗，并和传统传输光纤（SMF28）进行了比较（图 4-2）。从图中可明显看到，在相同的弯曲半径下液芯光纤具有比传统光效低得多的弯曲损耗。如在弯曲半径为 5mm 时，液芯光纤的损耗仅仅有 0.089dB/m，而传统传输光纤却有 27dB/m。为了更直观的说明液芯光纤在弯曲时的优势，我们在图 4-3 中标出了两种光纤的弯曲临界半径 R_c ，该半径的物理意义是：当弯曲半径大于 R_c 时，光纤的弯曲损耗很小可以忽略，而当弯曲半径降到 R_c 以下，弯曲损耗将以指数形式急剧增加从而不可忽略^[11]。该半径的计算可有公式 $R_c = 3\beta^2(0.347 + 2Wa)/2W^3$ 得到。我们看到液芯光纤的弯曲半径比传统光纤降低了一个数量级，可到达亚毫米量级，已经符合光纤传输中的要求。

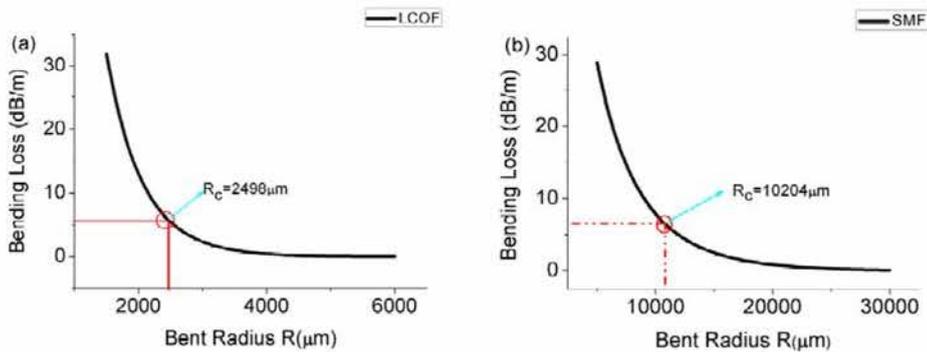


图 4-2 液芯光纤和传统光纤的弯曲损耗
Fig.4-2 Bent loss of LCOF and SMF28

另外，我们还研究了在特定弯曲半径下，弯曲损耗随光纤内径的变化关系以

及随传输波长的变化关系（图 4-3），假定温度都是常温（25°C）。图中虚线代表弯曲半径为 10mm 的情况，实线是 5mm 的情况。当光纤半径减小时，对光场的束缚力降低，因此弯曲损耗增大，如（a）图所示。至于（b）图中，液芯光纤的损耗随波长增大反而增大，这是因为在波长增大时，液芯包层折射率差变大，使得光波导的束缚能力加强。无论是随半径变化还是波长变化，可以肯定的是液芯光纤的弯曲损耗普遍要比传统传输光纤小一个数量级左右。

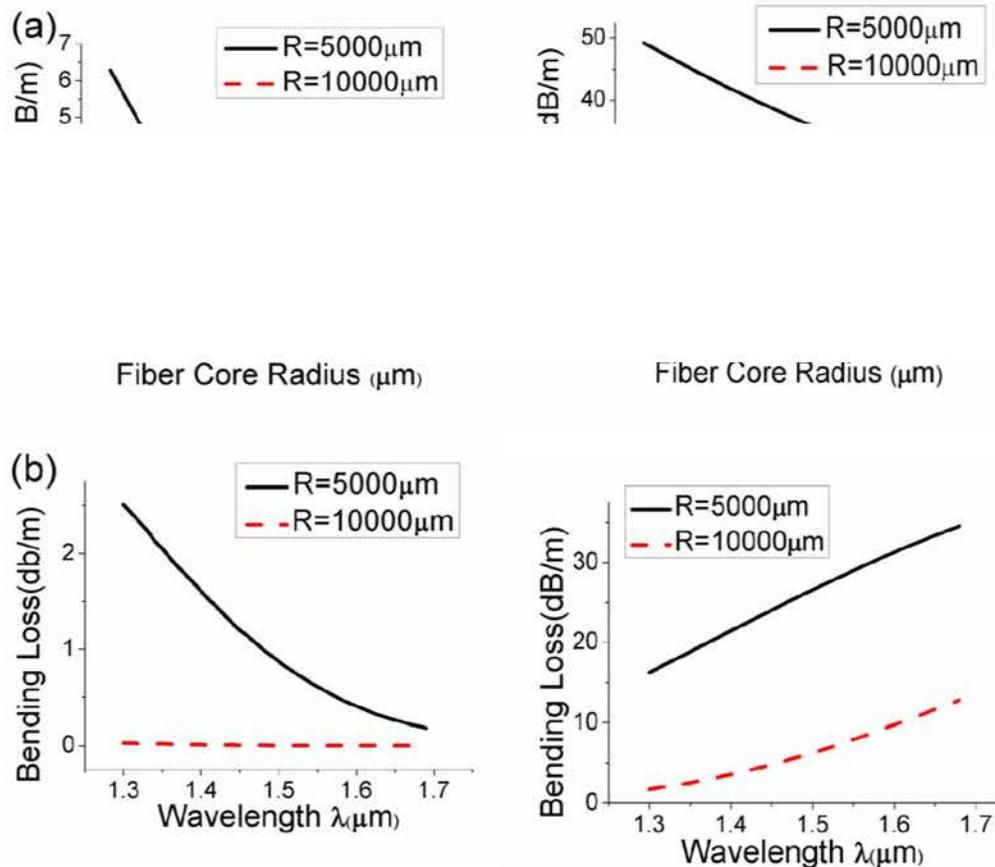


图 4-3 光纤弯曲损耗随半径和波长的变化关系：液芯光纤（左），传统光纤（右）

Fig.4-3 Bent loss versus inner radius and wavelength: LCOF (left); SMF28 (right)

自此，我们已对液芯光纤的弯曲损耗进行了系统计算，结果显示该种光纤在小半径弯曲时，损耗远远低于传统通信光纤。由于液体的折射率可以通过温度等外界因素进行调解，所以液芯光纤的弯曲损耗具有可调的优势。液芯光纤制备简单，目前已有商用化的大孔径液芯光纤存在，因此通信需求的液芯光纤的制备有着很好的技术基础。随着科技快速的发展，只要解决液芯光纤与传统通信光纤之间的耦合问题，则弯曲损耗极低的液芯光纤必定在未来全光通信网络中找到立足

之地。

4.1.2 被增强和展宽的拉曼光谱用于分子学和光谱学的研究

印度物理学家拉曼在 1928 首次发现了光散射的拉曼效应。后来科学家们发现，在任何分子介质中，自发拉曼散射将一小部分（一般约为 10^{-6} ）入射功率由一光束转移到另一频率下移的光束中，频率的下移量由介质的振动模式决定，即任何分子介质都存在拉曼效应。量子力学对拉曼效应的描述为：入射光波的一个光子被另一个分子散射成为另一个低频光子，同时分子完成其两个振动态之间的跃迁。入射光作为泵浦产生称为斯托克斯波的频移光。1962 年观察到用很强的泵浦光产生的受激拉曼散射（SRS），在介质中斯托克斯波迅速增长，以致大部分泵浦能量转移到斯托克斯波上，从此，人们对 SRS 进行了广泛的研究，并被用于激光器、超连续光谱、红外紫外光的产生等领域^[12-16]。随着对 SRS 技术的不断进步，人们不仅观察到非常强的斯托克斯光并观察到了反斯托克斯光。

分子介质中拉曼散射的原理如图 4-4 所示，一个振动能级的电子受激（或自发）跃迁到一个虚拟态，然后回落到另一振动能级，前后振动能级之间的能量差即表示在辐射出的光波频率上。当电子从高（低）振动能级转移到低（高）振动能级时，即辐射出斯托克斯（反斯托克斯）光。从拉曼光谱的产生机制，我们看到每一种分子所固有的振动模式决定了其光谱性质，也就是说通过检测分子的拉曼光谱就可以研究其内部复杂的能级结构和振动模式，从而进一步对分子进行检测。因此拉曼光谱技术在化学、物理学、生命科学、信息科学等各领域都有着广泛的应用。

光纤可以大大增加光场的作用距离，从而使斯托克斯光得到不断的积累加强，另外光纤对光波有一个很好的束缚作用，小的作用面积增大了光场能量密度，这两个特点使得光纤成为研究拉曼散射的重要工具。利用光纤技术，可以提高拉曼光谱强度；提高泵浦光对于斯托克斯光转换效率至 60%~90%^[17]；降低受激喇曼的阈值功率，实现光纤喇曼激光器和光纤拉曼放大器等^[12,13]。自 1970 年贝尔实验室首次提出液芯光纤^[18]开始，便吸引了世界各地的研究者并尝试将其用于研究液体的拉曼光谱^[19-26]。

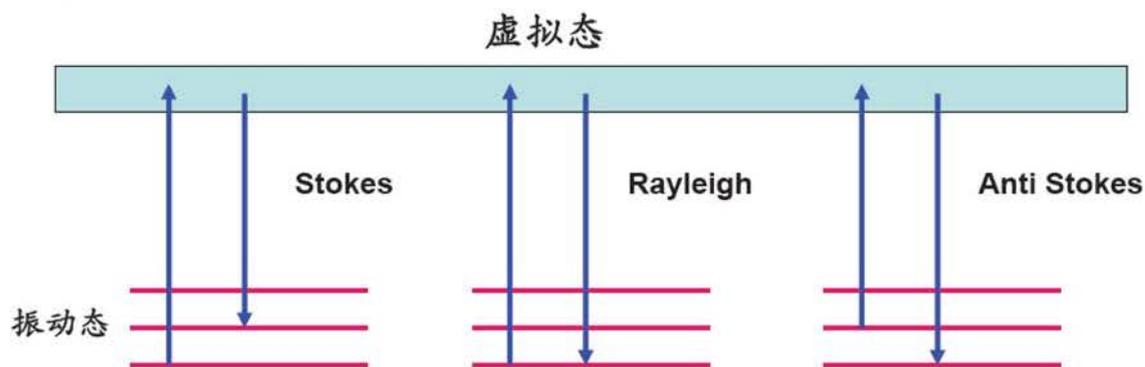


图 4-4 拉曼散射原理图

Fig.4-4 principle of Raman Scattering

虽然液芯光纤中的拉曼光谱研究已有很多报道，但大部分仍停留在对单种液体的光谱进行分析[27]。我们都知道，在物理化学中，物质间的相互作用是普遍存在，相当复杂但又非常重要的现象。为了解决此问题，我们提出了液芯光纤拉曼光谱的一个新应用，即混合液芯光纤中拉曼效应可以用来分析液体分子间的相互作用并在超连续光谱中有潜在应用。我们设想，两种具有相近振动能级的液体，如果混在一起，则能级间会有相互作用从而影响各能级的振动能量，这种微小变化会在拉曼光谱中得以显现。但是，这种相互作用引起的变化是非常微小的，利用体介质很难观察到，幸运的是，我们有液芯光纤增强拉曼光谱的理论指导。接下来是我们进行的具体实验研究。

我们选用两种被广泛研究的有机液体，甲苯和氯仿作为样品，制备了各种混合比例的液芯光纤，并检测了它们的拉曼光谱。之所以选择甲苯和氯仿，是基于两个原因，首先甲苯和氯仿的折射率分别大于和小于二氧化硅包层的折射率，这样可以通过调节混合浓度使折射率分布符合光波导要求。另外，甲苯和氯仿都具有 C-H 键的振动，如果我们前面关于混合液芯光纤中拉曼效应应用的假设正确的话，这两种液体的 C-H 振动的相互作用就将导致输出光谱的变化以供进一步分析。

图 4-5 是我们的实验光路图。泵浦光源采用的是 Nd:YAG 激光器，中心波长 532nm，脉宽 50ps，重复频率 10hz，峰值功率可达 $2 \times 10^4 W$ 。出射激光依次经过衰减片、全反镜，然后利用两个光阑对光斑进行限位优化，最后用 10× 透镜聚焦到液芯光纤耦合端口。液芯光纤固定在五维调整架，光纤出射光谱直接用光谱仪进行探测。这里，我们使用的液芯光纤孔径为 $50 \mu m$ ，外径 $360 \mu m$ ，长度 22cm。

液芯光纤的入射能量控制在 40-80mw，光纤的耦合效率可达 30%-40%。以下我们选取入射功率在 60mw 左右的结果进行分析，此时的拉曼散射效果已经很明显。

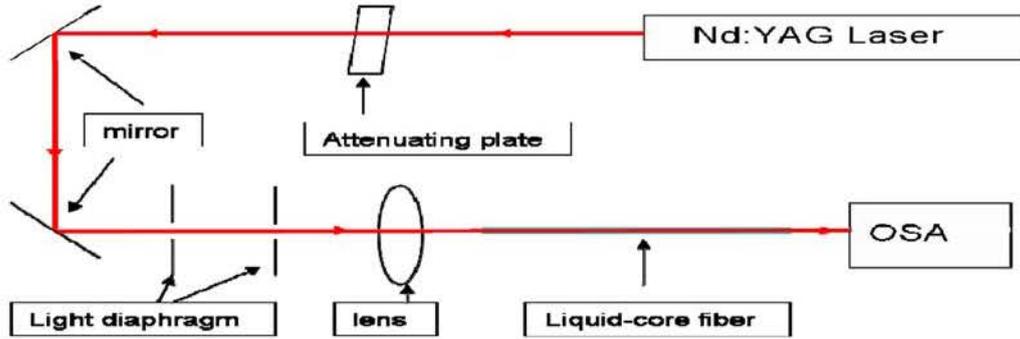


图 4-5 液芯光纤拉曼实验光路图

Fig.4-5 Experimental setup of SRS in LCOF

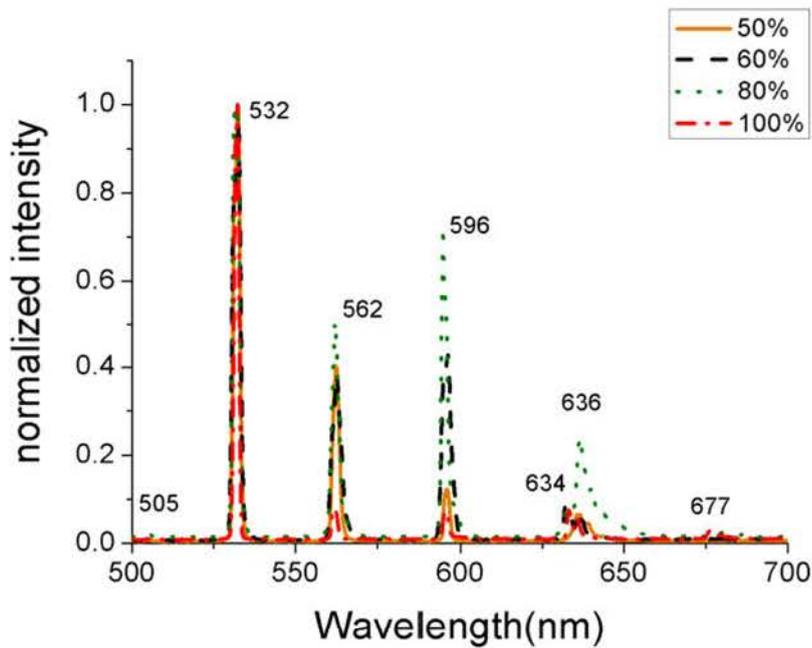


图 4-6 各种混合浓度的拉曼光谱

Fig.4-6 Raman spectra from different mixture ratios

我们测试了多种混合浓度的溶液的拉曼光谱，主要有 100%、80%、60%和 50% 甲苯的溶液，图 4-6 是一组典型结果图。图中所示光谱是对泵浦光进行归一化后的结果，所以可以直观地比较各种浓度时的散射强度。可以肯定的是，混合溶液的拉曼光谱普遍比纯甲苯溶液（即 100%浓度）要明显很多，这就是氯仿与甲苯相互作用后的外在表现之一。我们将在后面详细分析这种分子间相互作用导致的

光谱的变化。至于氯仿浓度增加，拉曼光谱又相对变弱的原因，可以通过甲苯和氯仿的折射率来解释。因为在室温下，532nm 的光波段，甲苯和氯仿的折射率分别为 1.50 和 1.449^[8]，而二氧化硅包层的折射率是 1.461^[28]，即当氯仿浓度增加时，芯层的折射率相应减小，从而降低了液芯光纤对光波的束缚作用，减弱了拉曼散射的总效果。

图 4-6 中，我们标出了几个主要的峰的位置，除泵浦源 532nm 的峰外，还有 562nm, 596nm, 634nm, 636nm 和 677nm，另外甲苯浓度为 80%和 60%的溶液还有一个在 505nm 的小峰。对于这些脉冲峰的出现，有必要先考察甲苯和氯仿各自的拉曼散射特征。通过调研，我们知道氯仿溶液的主要振动和拉曼频移数据如表 4-1 所示^[29]。其中带 * 的 CCl Stretch 是它的本征振动（就是普通情况下最明显，最易观察到的拉曼振动），至于 CH 键的振动（1216 cm^{-1} ）则非常弱。而甲苯的本征振动是苯环的振动（1006 cm^{-1} ），它的 CH 键的振动是 3060 cm^{-1} ，如图 4-7 所示^[30]。

有了关于甲苯和氯仿的拉曼频移的标准数据后，我们对实验所得数据进行了计算分析。对于光谱中出现的脉冲峰我们逐一计算了拉曼频移，结果如表 4-2。表中的频移是每个峰值相对前一峰而言，由结果可知我们所得光谱图主要显示的是甲苯苯环的振动（1006 cm^{-1} ），一共可以观察到苯环高至四阶的拉曼散射，这在体材料中是很难观察到的。至于 636nm 处的脉冲峰，通过计算发现它对于泵浦光 532nm 的频移正好是 3060 cm^{-1} ，即此表征的是甲苯 CH 键的振动。即我们的实验所得的拉曼光谱图和标准甲苯的拉曼振动符合的非常好，这说明我们的结果是值得信赖的。但是让我们不能理解的是，实验中却始终没有观察到氯仿的振动，为了解释这个现象我们猜想氯仿的拉曼振动要比甲苯弱。通过查阅文献，我们发现氯仿的拉曼散射截面确实比甲苯小了很多^[31,32]，因此在混合溶液中，甲苯的强拉曼散射完全抑制了氯仿的相对弱的拉曼散射。

振动类型	CCl Stretch *	CH Bend	CH Stretch
拉曼频移 (cm^{-1})	667	1216	3018

表 4-1 氯仿的主要振动和拉曼频移数据

Table4-1 Raman shift of Chloroform

振动类型	Aromatic Ring *	CH Stretch	CH Bend
拉曼频移 (cm^{-1})	1006	3060	1210

表 4-2 甲苯的主要振动和拉曼频移数据

Table4-1 Raman shift of Toluene

波长 (nm)	505	532	564	596	634	677
频移 cm^{-1}	-1006	0	1006	1006	1006	1006

表 4-3 拉曼光谱峰值数据的分析

Table 4-3 analysis of experimental result

在我们所得的实验结果中,除了可以看到甲苯和氯仿混合溶液产生了明显加强的甲苯拉曼光谱外,还有一个非常有意思的现象,即在波长 636nm 附近出现一个谱宽约 20nm 的非对称展宽带,这个展宽带在 80%和 60%甲苯浓度的混合溶液中都明显观察到。为了确定这个异常展宽带出现的可靠性,我们进行了多次重复实验,其中 80%甲苯弄得的容易基本上每一次都能看到,60%甲苯浓度的溶液在耦合效果好的情况下也都能观察到,而且展宽比 80%的更明显。基于所有的实验结果,我们可以肯定这里是甲苯和氯仿的混合溶液有着和纯甲苯不一样的振动存在,这使得在 636nm 附近出现一个展宽带。为了明确这一现象的物理意义,我们对 80%和 60%甲苯浓度的混合液体拉曼光谱单独进行了分析(图 4-8, 4-9)。

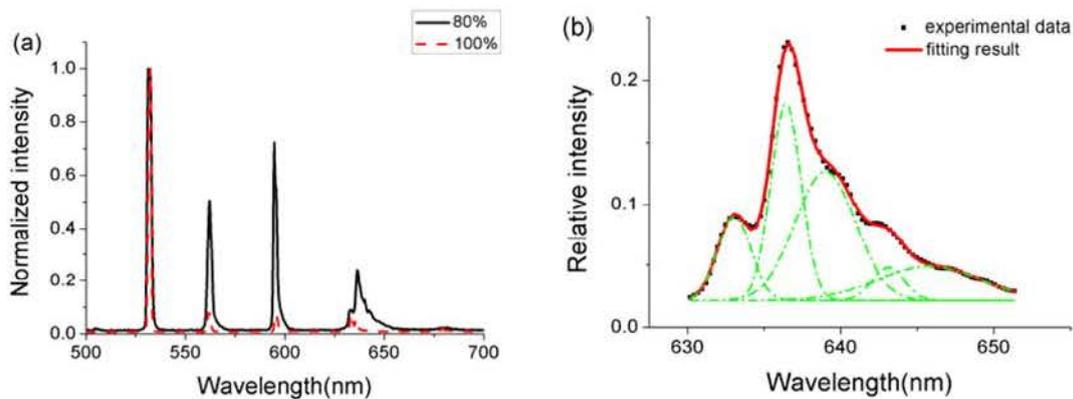


图 4-7 甲苯浓度为 80%的拉曼光谱及分析

Fig.4-7 Raman spectra of LCF with 80% toluene

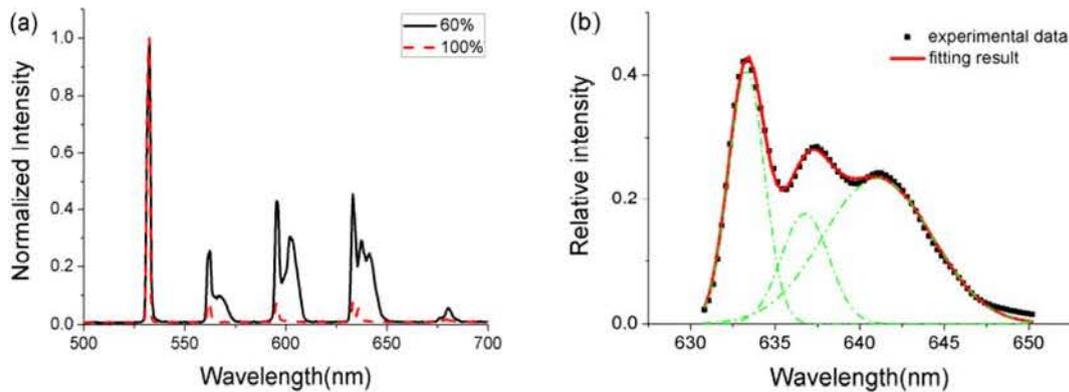


图 4-8 甲苯浓度为 60%的拉曼光谱及分析
Fig.4-8 Raman spectra of LCF with 60% toluene

首先我们分析了 80%甲苯浓度的拉曼光谱，将其与纯甲苯时的光谱相比较有明显的增强和展宽效果（图 4-8 左）。我们着重分析第三个拉曼峰的宽带，为了明确这个宽带的成因，我们首先对其进行了高斯拟合。图 4-8（b）显示了我们的一组拟合结果，五个高斯波可以很好的拟合这里的展宽带。不同实验光谱的拟合峰值略有偏移，但都在 634nm，636nm，641nm，645nm 附近。经过计算可知，由泵浦光源激发的苯环振动（ 1006 cm^{-1} ）三级拉曼峰和氯仿 CH-Stretch（ cm^{-1} ）的一级拉曼位于 634nm，而 636nm 处的峰是甲苯 CH 振动的一级拉曼。641nm 和 645nm 处的峰是由苯环二级拉曼（596nm）激发的甲苯和氯仿的 CH-bend 振动

（ 1210 cm^{-1} ， 1216 cm^{-1} ）。以上所述的各种振动有一个共同特点，那就是跃迁能级能量差相近，频移非常接近，这有可能导致他们之间相互共振并促进了混合溶液在此处的拉曼效应增强。我们初步认为这与分子间的费米共振有关，即相近振动能级间的电子会彼此交换能量^[33]。这种分子与分子间的微弱共振经过光纤的长距离传输累计后被放大，从而出现了光谱中非常强的被展宽的 630nm-650nm 处的宽带。由于分子间的相互作用对温度、光强及各种环境都是非常敏感的，这就造成了我们前面提到的结果光谱的微小区别。这里的宽带现象给了我们一个启发：这种光谱机制可以被用于实现超连续光谱的产生。

由 60%甲苯浓度的溶液中，我们得到了一组更明显的展宽拉曼光谱（图 4-9）。在此图中，不仅苯环（ 1006 cm^{-1} ）和 CH-stretch（ 3060 cm^{-1} ， 3018 cm^{-1} ）被激发增强，甚至 CH-bend（ 1210 cm^{-1} ， 1216 cm^{-1} ）也被有效的激发了出来。从图

4-9 可以清晰地看到几个新出现的峰, 568nm, 603nm, 642nm, 这些新出现的峰分别是由泵浦源 (532nm)、一阶苯环拉曼 (562nm)、二阶苯环拉曼 (596nm) 激发的 CH-bend (1210 cm^{-1} , 1216 cm^{-1}) 的拉曼峰。因为 CH 振动之间的相互作用, 使得本来很弱的 CH-bend 振动被加强, 在拉曼光谱中看到了它们的重要贡献。各种振动的拉曼光谱相互叠加, 然后形成了图 4-9 (a) 所示的各个展宽的光谱带, 其中展宽最明显的还是 636nm 附近的从 630nm 到 650nm 的非对称带。它可以用三个高斯光很好的拟合 (图 4-9b)。三个拟合波峰分别是 633nm, 637nm 和 641nm, 他们表征了苯环、CH-stretch、CH-bend 的拉曼振动。基于这种现象, 我们可以推断, 如果采用更多种液体使相互作用的振动能级增加, 那么这些振动都将被一定程度的加强最后实现更加宽的光谱带。比如, 如果在我们的甲苯氯仿混合溶液中加入二甲苯, 一种具有 1148nm, 1417nm, 2985nm 和 3045nm 的有机物^[34], 则在适当的浓度配比下, 将有望使本实验中的第二个宽带和第三个宽带连接起来, 从而实现超宽光谱的输出。这无疑是一种产生超连续光谱的简单又有效的方案。

我们可以想象, 当增加液芯光纤的长度或缩小其面积 (即亚波长直径液芯光纤) 时, 拉曼效应也会被加强, 因此输出光谱的展宽现象也会更明显。同时, 如果将液芯光纤换成液芯光子晶体光纤, 那么由于 PCF 的禁带传输原理, 输出光谱的部分光波段将会被选择性的过滤掉, 如文献[35]所述情况。这就实现了输出波段的可控可调, 对下一步的光学研究有着非常重要的作用。不仅输出哪个波段可以控制调节, 输出什么波长的波段也同样可以调节。因为在这里, 我们产生超连续光谱的原理是液体受激拉曼散射, 而每一种物质都具备各自独一无二的拉曼光谱, 所以通过选择合适的液体, 就可以产生我们所希望展宽的波段。

统观我们所有的实验结果, 甲苯和氯仿的混合溶液的拉曼光谱与纯甲苯的相比, 明显增强并有些新的峰的出现。这种现象的出现理应归功于分子间的相互作用, 所以我们的这种混合液芯光纤拉曼光谱的研究还可以用来分析分子间的相互作用。另外, 如前文分析的, 分子相近振动能级间的相互作用会使彼此振动增强, 拉曼光谱相互叠加, 有望实现可选择的超连续光谱产生。因此, 我们的发现在物理和化学上都有着不可忽略的应用前景。

4.2 亚波长直径液芯光纤的应用探索

前面第二章的理论部分,我们已经系统地讨论了亚波长直径液芯光纤的光学传输特性。其中一个最引人注目也是最重要的一个特性就是,亚波长直径液芯光纤具有非常大的非线性系数,本节中我们就其在非线性光学领域的应用给予说明。

4.2.1 亚波长直径液芯光纤中的超连续光谱

超连续光谱,是指由介质非线性效应产生的一种谱宽很宽的光谱,随着技术的发展,超连续光谱的谱宽已从最初的几十纳米到现在的一千多纳米。超连续光谱可以作为宽光源和可调光源用于实验和生产,它是产生超短脉冲的重要方法^[36,37],因此具有非常重要的研究意义。由于超连续谱光源能在很大的谱宽范围内同时产生高重复频率的超短脉冲,是 WDM 和 OTDM 和混合系统中极具潜力的光源^[38,39],因此它又有着相当重要的现实意义。超连续谱的产生机制包括一系列复杂的非线性过程,主要包括受激拉曼散射(SRS),自相位调制(SFM),四波混频效应(XFM)等。因为光纤可以大大增加光的作用距离,所以光纤被广泛用来产生超连续谱,但早期的研究结果不佳,直到前几章介绍的2003年浙江大学童利明等人首次成功制备亚波长直径氧化硅线。因为亚波长直径氧化硅线比传统光纤的直径小很多,大大提高光波束缚力和相互作用,使非线性有了显著提高,同时该种光纤存在可见波段的色散零点,这对各种非线性效应的实现提供了条件。自那时起,各界关于亚波长直径光纤和亚波长直径 PCF 中的超连续谱研究就一直是个炙热课题并时时有新突破^[40-44]。

与亚波长直径氧化硅线相比,亚波长直径液芯光纤的非线性又有了将近3个数量级的提高,因此它在非线性超连续光谱中的应用是非常明朗的。为了直观地了解亚波长直径液芯光纤在超连续谱中的用武之地,我们选择了芯径半径为 $0.6\mu\text{m}$ 的液芯光纤(cs_2),对传输在其中的波长为 $0.8\mu\text{m}$,脉宽为 100fs 的光信号的传输情况进行了数值模拟,结果如下图所示。从图4-10我们可以看出当入射光的峰值功率达到了 10000W 时(即重复频率 84MHz 条件下平均功率 84mW),信号传播了 1cm 之后频域上就出现了展宽,并产生了很好的超连续谱。而同样的

情况在同样直径的亚波长氧化硅光纤上却要传播 5cm 才能够实现^[45]。

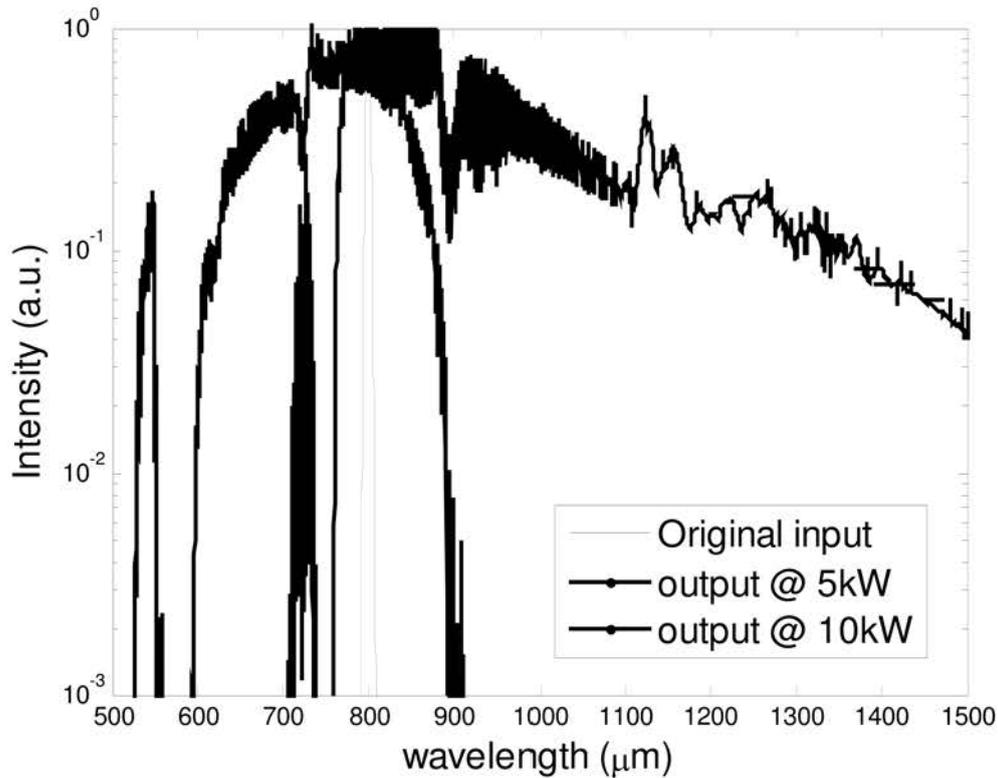


图 4-9 亚波长直径液芯光纤的超连续模拟

Fig.4-9 Simulation of SC-generation in SLCOF

利用亚波长直径液芯光纤产生超连续谱有相比亚波长直径氧化硅线和亚波长直径 PCF 还有着独特的优势。首先如以上模拟结果所示，亚波长直径液芯光纤中的非线性效应要比相同直径氧化硅线强，从而可以节约材料或降低了阈值，另外如我们在第三章中提到的，制备亚波长直径液芯光纤时只是要求纤芯孔径达到亚波长尺寸而包层仍停留在微米尺寸，相比相同尺寸的氧化硅线要容易制备和保存。而光子晶体光纤，其本身的制备工艺要求就非常高，虽然 PCF 早已商业化，但大家都知道其价格昂贵，主要还是用于实验研究。所以，我们发现的亚波长直径液芯光纤在超连续谱领域的研究价值无疑有着重要的指导作用。

4.2.2 亚波长直径液芯光纤的偏振控制

我们在上一小节中论过对于亚波长直径液芯光纤在超连续谱产生方面的理论模拟。通过分析，我们了解了该种光纤具有比现有的亚波长直径光纤更好的超连续光谱产生效果。在这一节中，我们将讨论其另一个非线性应用——偏振控制，这主要针对具有双折射效应的亚波长直径液芯光纤而言。

理论上的亚波长直径液芯光纤具有标准的圆对称性，不具备双折射效应。但对于实际情况中，我们只需要对光纤的施以一定的外加作用，就会使光纤产生一定的双折射特性。

对于具有双折射特性的光纤，之前就有过对于其偏振控制的研究^[46-49]。对于具有两个主轴的双折射光纤，我们可以根据两个主轴的传播速度不同，将其分为慢轴和快轴。那么偏振入射光就可以分解成两个方向的分量，分别沿慢轴和快轴的折射率传播。在低功率下（忽略非线性效应），入射连续波偏振方向与慢（或快）轴成一个角度，其偏振态沿光纤从线偏振转变为椭圆偏振，再转变为圆偏振，然后在称为拍长的长度上以周期性的方式回到线偏振态。而在高功率下，需要考虑非线性双折射效应。若入射功率大到接近线性和非线性双折射平衡所需的临界值 $P_{cr} = 3|\Delta\beta|/(2\gamma)$ ，则会破坏前面所说的周期演化而出现偏振不稳定现象，即输入光功率和偏振态的微小变化将导致输出偏振态很大的变化^[50]。

偏振不稳定性现象可以通过光纤的有效偏振拍长 L_B^{eff} 的变化来直观的理解，图 4-10 是光束沿快轴和慢轴方向有效拍长随入射功率 P_0 的变化情况^[50]。当 $\theta = 90^\circ$ （快轴）， $P_0 = P_{cr}$ 时，有效偏振拍长变为无穷大，即偏振无法恢复到原始状态，光纤中出现了偏振不稳定性。但是随着入射功率继续加大，有效拍长又会出现新的有限值，偏振态又重新恢复到周期演变的过程。

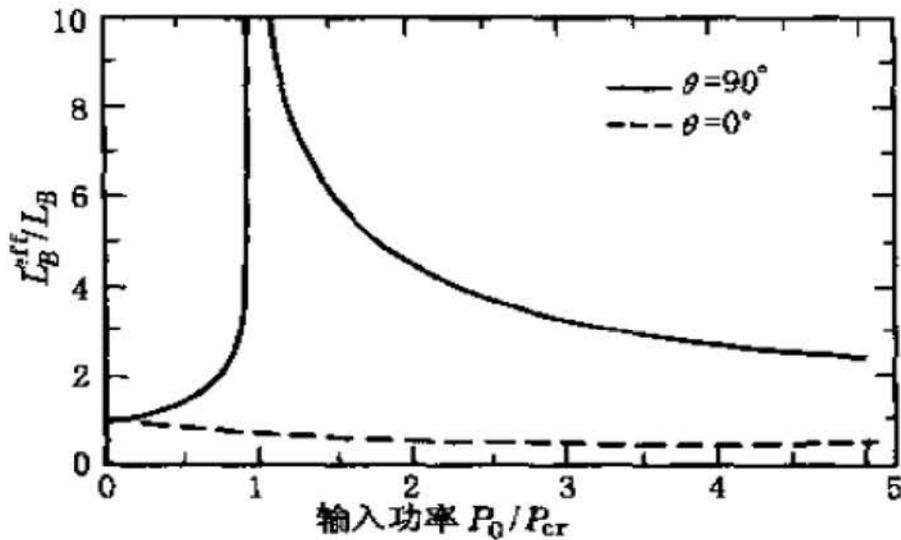


图 4-10 光束沿快轴（实线）和慢轴（虚线）的偏振
Fig. 4-10 The polarization of light along the fast and low axis

为了更好的理解该种偏振变化随入射光强的演变过程，我们计算了在不同功率下，偏振拍长随入射光方向角的变化关系（图 4-11）

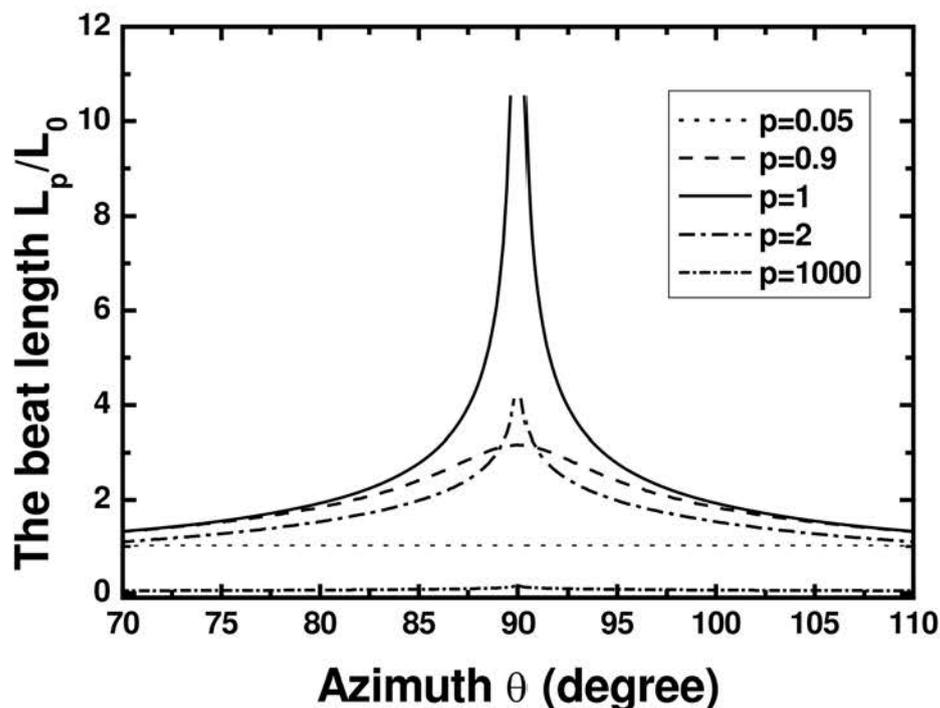


图 4-11 不同光强下的拍长与方向角之间的变化关系

Fig. 4-11 the beat length as a function of the input polarization azimuth at different input powers

图中 $P = P_0 / P_{cr}$ 为归一化功率。从拍长的变化关系中，我们可以看出当光纤的入射功率很小，相对于非线性效应很小的情况时，拍长相对于方向角是恒定不变的，所以在任何的方向角初始条件下，都能够恢复到原来的偏振方向；在光纤的入射功率变大到 $P=1$ 时，在方向角接近 90° 的位置处，出现了一个奇点，此时的拍长趋向于无穷大，在这样的位置上偏正就不可能恢复到初始的状态；当光强进一步增大以后，奇点位置的拍长再度回到了有限值，这样就使偏振态又可以回到初始状态了。从偏振变化的机理来说，当入射光接近快轴方向偏振时，非线性双折射减去固有双折射，减去的量取决于入射功率，结果折射率减小，有效偏振拍长 L_B^{eff} 增加。当入射功率达到某一临界值 P_{cr} 时，非线性双折射可以抵消固有双折射，使 L_B^{eff} 变成无穷大；当光纤功率进一步增加，非线性双折射大于固有双

折射，使 L_B^{eff} 重新变为有限值。这里的 L_B^{eff} 的定义式可在文献[50]中找到。

对于普通的光纤，因为非线性系数 γ ($\sim 10/w/km$) 有限， P_{cr} 基本在 $1kW$ 量级。而对于亚波长直径液芯光纤，由于具有比普通光纤四个数量级的非线性系数 γ ，可以大大降低这个临界阈值 P_{cr} ，通常这个临界值在 $10mW$ 左右。这样在实际情况中，我们就可以在低功率环境下研究液芯光纤中的偏振不稳定现象，大大降低了对实验条件的限制。

光纤中这种偏振不稳定的性质有一个实际应用意义，那就是当输入功率与临界值十分接近时，在方向角 90° 附近，在出射端就可以发现随着入射端偏振微扰的加入，而在出射端发现剧烈的偏振变化。如果再加入相应的检偏装置，可以将这种偏振方向的变化转化为光强的变化，从而产生一种对于输入偏振极其灵敏的光开关。根据我们前面的分析，这种光开关的功率阈值可以降低到毫瓦量级，使传统意义上的全光控制开关变成了可能。

4.3 本章小结

本章我们主要从光学传输和非线性两个方面，按照液芯光纤到亚波长直径液芯光纤的顺序讨论了其应用前景。首先理论模拟了液芯光纤的弯曲损耗，比传统通信光纤降低了一到二个数量级，提出其在未来全光网络中的用途。在非线性光学方面，我们创新性地提出混合液芯光纤，并将其用于测量混合液体的拉曼光谱，该种光谱可以用来分析分子振动模式间的相互作用，为分子学研究提供了一种新的方法；同时混合液芯光纤的拉曼光谱还具有展宽拉曼光脉冲的应用，有望实现波长可选择的超连续光谱。最后，我们还提出了两个亚波长液芯光纤在非线性光学里的潜在应用，包括超连续谱产生和偏正控制。理论模拟显示，亚波长直径液芯光纤比现有的亚波长直径光纤在超连续谱的产生方面具备一定的优势；而亚波长直径液芯光纤的超高非线性系数又使其具备在光强大于 $1mw$ 就可以达到偏振稳定的特性，这将有可能成为一种新型光开关。

参考文献

1. D. Bulla and J. Love, "Bend loss in silica optical fiber with low refractive index coating", in *Optical Fibre Technology/Australian Optical Society, 2006. ACOFT/AOS 2006. Australian Conference on*, pp. 78-80
2. J. Fini, "Bend-resistant design of conventional and microstructure fibers with very large mode area", *Opt. Express* **14**, 69 (2006).
3. H. Chiu, F. Hsiao, C. Chan, C. Chen, "Compact and low-loss bent hollow waveguides with distributed brag reflector", *Opt. Express* **16**, 15069 (2008).
4. N. Healy and C. Hussey, "Minimizing bend loss by removing material inside the caustic in bent single-mode fibers", *Appl. Opt.* **45**, 4219 (2006).
5. J. Van Erps, C. Debaes, T. Nasilowski, J. Watt'e, J. Wojcik and H. Thienpont, "Design and tolerance analysis of a low bending loss hole-assisted fiber using statistical design methodology", *Opt. Express* **16**, 5062 (2008).
6. P. Watekar, S. Ju, Y. Yoon, Y. Lee and W. Han, "Design of a trenched bend insensitive single mode optical fiber using spot size definitions", *Opt. Express* **16**, 13545 (2008).
7. K. Makino, T. Ishigure, and Y. Koike, "Waveguide Parameter Design of Graded-Index Plastic Optical Fibers for Bending-Loss Reduction", *J. lightwave technol.* **24**, 2108 (2006).
8. A. Samoc, "Dispersion of refractive properties of solvents: Chloroform, toluene, benzene, and carbon disulfide in ultraviolet, visible, and near infrared", *J. appl. phys.* **94**, 6167 (2003).
9. P. Klocek, *Handbook of Infrared Optical Materials* (Marcel Dekker, New York, 1991).
10. H. El-Kashef, "Study of the refractive properties of laser dye solvents: toluene, carbon disulphide, chloroform, and benzene", *Optical Materials*, **20**, 81 (2002).
11. 廖延彪, "光纤光学", 北京, 新华书店总店北京发行所, 2001.
12. S. I. Kablukov, S. A. Babin, D. V. Churkin, A. V. Denisov, D. S. Kharenko, "Frequency doubling of a broadband Raman fiber laser to 655 nm", *Optics Express*, **17**, 5980-5986, 2009.
13. Hanna D. C., Percival R. M., Smart R. G., et al., "Continuous-Wave Oscillation of Holmium-Doped Silica Fibre Laser", *Electronics Letters*, 1989, vol. 25(9), pp. 593-594.
14. Ilya V. Fedotov, Andrei B. Fedotov, Dmitrii A. Sidorov-Biryukov, Konstantin V. Dukel'skii, Viktor S. Shevandin, Aleksei M. Zheltikov, "Spectronanoscropy of photonic wires and supercontinuum generation by parametrically coupled Raman sidebands", *Optics Letters*, **33**, 800-802, 2008.
15. Peter T. Rakich, Yoel Fink, Marin Soljačić, "Efficient mid-IR spectral generation via spontaneous fifth-order cascaded-Raman amplification in silica fibers", *Optics Letters*, **33**, 1690-1692, 2008.

16. Katagiri T, Yamamoto YS, Ozaki Y, Matsuura Y, Sato H, "High Axial Resolution Raman Probe made of a Single Hollow Optical Fiber", *Applied Spectroscopy*, 63, 103-107, 2009.
17. Walrafen G. E. & Stone J., "Intensification of Spontaneous Raman Spectra by Use of Liquid Core Optical Fibers", *Appl. Spectrosc.*, 1972, vol. 26(6), pp. 585-589.
18. E. P. Ippen, "Low-Power Quasi-cw Raman Oscillator", *Applied Physics Letters*, 16, 303-305, 1970.
19. Mark Holtz, Purnendu K. Dasgupta, Genfa Zhang, "Small-Volume Raman Spectroscopy with a Liquid Core Waveguide", *Analytical Chemistry*, 71, 2934-2938, 1999.
20. HOWARD B. ROSS, WILLIAM M. McCLAIN, "Liquid Core Optical Fibers in Raman Spectroscopy", *Applied Spectroscopy*, 35, 439-442, 1981.
21. Guang S. He, Gen C. Xu, Yang Pang, and Paras N. Prasad, "Temporal behavior of stimulated Kerr scattering in a CS₂ liquid-core hollow-fiber system", *Journal of the Optical Society of America*, 8, 1907-1913, 1991.
22. Guang S. He and Gen C. Xu, "Efficient Amplification of a BroadBand Optical Signal Through Stimulated Kerr Scattering in a CS₂ Liquid-Core Fiber System," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28, 323-329, 1992.
23. Arthur H. Hartog, "A Distributed Temperature Sensor Based on Liquid-Core Optical Fibers," *Journal of Lightwave Technology*, 1, 498-509, 1983.
24. Yonghao Xu, Xianfeng Chen and Yu Zhu, "High Sensitive Temperature Sensor Using a Liquid-core Optical Fiber with Small Refractive Index Difference Between Core and Cladding Materials," *Sensors*, 8, 1872-1878, 2008.
25. Kuribara, M. and Takeda, Y., "Liquid-core optical fibre for voltage measurement using Kerr effect," *Electronics Letters*, 19, 133-135, 1983.
26. Rui Zhang, Jörn Teipel, and Harald Giessen, "Theoretical design of a liquid-core photonic crystal fiber for supercontinuum generation," *Optics Express*, 14, 6800-6812, 2006.
27. Y. Chen, L. Wang, X. Lu, Y. Chen and M. Qiu, "Stimulated Raman scattering and four-wave mixing from a mixture of carbon disulfide and phenylethanol in a hollow optical fiber," *Opt. Lett.* 16, 1469-1471 (1991).
28. P. Klocek, *Handbook of Infrared Optical Materials*. New York: Marcel Dekker Inc., 1991.
29. Edwin L. Sibert, Edwin L. Sibert, "Vibrational relaxation in liquid chloroform following ultrafast excitation of the CH stretch fundamental", *Journal of Chemical Physics*, 116, 237-257, 2002.
30. J. K. Wilmschurst, H.J. Bernstein, "The Infrared and Raman Spectra of Toluene, toluene-cx-d, m-xylene, and m-xylene-ota'-d," *Can. J. Chem.*, 35, 911-925, 1957.
31. C. E. Foster, B. P. Barham, P. J. Reid, "Resonance Raman intensity analysis of chlorine

- dioxide dissolved in chloroform: The role of nonpolar solvation," *J. Chem. Phys.* 114, 8492-8503 (2001).
32. J. MCCLUNG, D. WEINER, "Measurement of Raman Scattering Cross Sections for Use in Calculating Stimulated Raman Scattering Effects," *J. Opt. Soc. Am.* 54, 641-643 (1964).
 33. C. Veas and J.L. McHale, "Intermolecular Resonance Coupling of Solute and Solvent Vibrational Modes," *J. Am. Chem. Soc.* 111, 7042-7046 (1989).
 34. H. J. Marrinan, N. Sheppard, "Relative Intensities of the Raman Lines of Carbon Tetrachloride, Chloroform, and Methylene Chloride," *J. Opt. Soc. of Am.* 44, 815-819 (1954).
 35. S. Lebrun, P. Delaye, R. Frey, and G. Roosen, "High-efficiency single-mode Raman generation in a liquid-filled photonic bandgap fiber," *Opt. Lett.* 32, 337-339 (2007).
 36. P. Tzankov, T. Fiebig, and I. Buchvarov, "Tunable femtosecond pulses in the near-ultraviolet from ultrabroadband parametric amplification," *Appl. Phys. Lett.* 82, 517-519 (2003).
 37. J. Y. Zhou, H. Z. Wang, X. G. Huang, Z. G. Cai, and Z. X. Yu, "Generation of frequency-tunable ultrashort optical pulses with liquid-core fibers," *Opt. Lett.* 16, 1865-1867 (1991).
 38. T. Morioka, K. Mori and M. Saruwatari, "More than 100-wavelength-channel picosecond optical pulse generation from single laser source using supercontinuum in optical fibres," *Electron. Lett.* 29, 862-864 (1993).
 39. Sotobayashi H, Ditayama K. 325 nm bandwidth supercontinuum generation at 10 Gbit/s using dispersion flattened and nondecreasing normal dispersion fiber with pulse compression technique [J]. *Electronics Letters*, 1998, 34 (13) : 1336-1337.
 40. Agrawal A., Kejalakshmy N., Rahman B. M. A., et al., "Soft Glass Equiangular Spiral Photonic Crystal Fiber for Supercontinuum Generation", *Ieee Photonic Tech L*, 2009, vol. 21(22), pp. 1722-1724.
 41. Barviau B., Kibler B., Kudlinski A., et al., "Experimental Signature of Optical Wave Thermalization through Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fiber", *Opt Express*, 2009, vol. 17(9), pp. 7392-7406.
 42. Foster M. A., Dudley J. M., Kibler B., et al., "Nonlinear Pulse Propagation and Supercontinuum Generation in Photonic Nanowires: Experiment and Simulation", *Appl Phys B-Lasers O*, 2005, vol. 81(2-3), pp. 363-367.
 43. Foster M. A. & Gaeta A. L., "Soliton-Effect Compression of Supercontinuum to Few-Cycle Durations in Photonic Nanowires", *Opt Express*, 2005, vol. 13(18), pp. 6848-6855.
 44. Gattass R. R., Svacha G. T., Tong L. M., et al., "Supercontinuum Generation in Submicrometer Diameter Silica Fibers", *Opt Express*, 2006, vol. 14(20), pp. 9408-9414.
 45. Zhang R., Teipel J. & Giessen H., "Theoretical Design of a Liquid-Core Photonic Crystal

- Fiber for Supercontinuum Generation", *Opt. Express*, 2006, vol. 14(15), pp. 6800-6812.
46. Barad Y. & Silberberg Y., "Polarization Evolution and Polarization Instability of Solitons in a Birefringent Optical Fiber", *Physical Review Letters*, 1997, vol. 78(17), pp. 3290.
 47. Trillo S., Wabnitz S., Stolen R. H., et al., "Experimental Observation of Polarization Instability in a Birefringent Optical Fiber", *Applied Physics Letters*, 1986, vol. 49(19), pp. 1224-1226.
 48. Winful H. G., "Polarization Instabilities in Birefringent Nonlinear Media: Application to Fiber-Optic Devices", *Opt. Lett.*, 1986, vol. 11(1), pp. 33-35.
 49. Wabnitz S., "Modulational Polarization Instability of Light in a Nonlinear Birefringent Dispersive Medium", *Physical Review A*, 1988, vol. 38(4), pp. 2018.
 50. Agrawal G. P., "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, 1989.

第五章 总结与展望

5.1 主要结论

我们提出了一种全新的光纤——亚波长直径液芯光纤。本文从理论计算和实验制备两方面全面描述了该种光纤的各种光学性质，并对其在光学传输，非线性光学等领域的应用做了介绍及展望。具体工作如下：

首先，我们通过严格求解麦克斯韦方程的方式，成功计算出了亚波长直径液芯光纤的光学性质。主要包括传播常数，场量分布，传输有效率，弯曲损耗，群速度色散，非线性系数。通过与传统亚波长直径氧化硅线的比较，我们发觉了这种新型光纤具有后者所不具备的很多新性质，包括：更好的光纤束缚力，极小的光纤弯曲损耗，平坦的群速度色散区域，以及超过前者两个数量级以上的光纤非线性系数。这些新的特性都为此类光纤的超强非线性效应奠定了基础。

其次，我们实验探索了亚波长直径液芯光纤的制备方法。从亚波长直径氧化硅线的实验制备入手，我们逐渐总结出了一套亚波长直径空心光纤的熔融拉锥方法，得到内径小于 300nm 的空心光纤。然后利用自己设置的三通管，我们成功地往拉锥所得亚波长直径空心光纤中灌入液体并对其进行封装。最后，我们对制备所得的各种液芯光纤（最小直径小于 400nm）进行了通光实验，很好的验证了它们作为光波导的传播能力，其中光在液芯光纤中的传输损耗低至 1.312dB/cm ，与相关报道中的同样粗细的亚波长直径氧化硅光纤的损耗已经十分接近了。

最后，我们探讨了亚波长直径液芯光纤的实际应用。首先是液芯光纤的应用，我们着力研究了它在光学传输和受激拉曼散射两个方面的应用。通过理论计算知道，液芯光纤具有比通信光纤小一到两个数量级的弯曲损耗，因此将有望在全光网络中发挥作用。我们在实验上研究了混合液芯光纤的拉曼光谱，在对其进行分析后发现分子间的相互作用会使混合溶液的拉曼光谱相对纯液体有所加强和展宽，这种发现在分子学和光谱学领域有着重要的潜在应用。对于亚波长直径液芯光纤，我们主要探索了它在光纤超连续谱产生和偏正控制两方面的应用。利用求解非线性薛定谔方程，我们模拟了亚波长直径液芯光纤的超连续谱的产生情况。

模拟结果告诉我们，在超连续谱产生方面，亚波长直径液芯光纤具有其他光纤所没有的超低功率阈值，超短作用距离等巨大优势。另外，巨大的非线性效应也使原来在强光下才能表现出的一些现象，如双折射条件下的偏振不稳定现象，在弱光的条件下得以实现，为其在各类非线性器件上的应用奠定了基础。

5.2 研究展望

本文中虽然较为全面地阐述了对于亚波长直径液芯光纤的论述，但仍有一些方面的工作可以有待进一步的研究。

首先，在理论模拟的过程中，我们始终考虑的是某一截面上的亚波长直径液芯光纤的各类光学性质。换句话说，我们忽略了光线在传播方向上的整体结构。在实际情况中，因为我们所制备的亚波长直径光纤大多是双向锥形结构，所以如果要进一步完善亚波长直径光纤的理论模型，我们就要引入光纤在传播方向上的结构变化，这样才有利于更好更全面的了解光学信号在光波导中传播的完整过程。其次，通过设计不同结构的亚波长直径光纤，有可能得到更多更为有实用价值甚至全新作用的新型结构光纤。

其次，在实验制备的过程中，我们对于亚波长液芯光纤直径的控制仍然以估算为多，往往需要制备完成之后，切割端面在隧道电子显微镜下才能做到精确测量。然而这样，制备的光纤就会遭到破坏，无法继续使用。因此，我们需要通过其他的方法在制备的过程中同时完成测量监控。这样才能使制备过程更为实用，并增加实验的准确性。同时，我们分析指出，对于亚波长直径液芯光纤，现有的封装方式虽然可以成功制备出不同直径的光纤。但光纤的实际损耗，尤其是耦合端的巨大损耗，使它尽管在性能上具有超越普通光纤的特点，但要取代现有的固体光纤仍需要进一步的研究。所以对于如何更好的减少耦合损耗，是对于亚波长直径液芯光纤实际应用来说，急需解决的一个难题。

再次，亚波长液芯光纤具有极高的非线性系数，理论上可能存在着一些新的非线性现象，诸如弱光非线性等等。如何在现有的基础上，进一步探索新型光纤非线性效应是我们可以继续研究的一个重要课题。

最后，在液芯光纤在拉曼光谱的放大和展宽效应中，虽然我们对光谱产生原因进行了定性分析。得出费米共振导致相近振动能级间的相互作用，使得输出拉

曼光谱得到增强和展宽的结论。并因此提出，只要适当地选取液体种类，对应于不同的配比，我们可以实现波段可控的超连续光谱的假设。但是对于这种混合型液芯光纤增益和展宽的理论模型的建立以及定量上的计算，还是很值得研究和探索的。

致 谢

在此，我要衷心感谢所有师长、同学、朋友以及父母的关心和帮助，本论文的顺利完成有赖于他们在学习和生活上给予我的帮助与支持。

首先感谢导师陈险峰教授在我攻读硕士学位期间对我的悉心指导、关心和鼓励。陈险峰教授敏捷开阔的思路，认真严谨的科研工作态度，耐心细致的知识传授，民主开放的工作作风，平易近人和蔼亲切的品格使我获益匪浅，是良师是亲人也是朋友。

同样感谢陈玉萍副教授和石剑虹副教授，他们在我攻读硕士学位的三年中同样给了我很多的建议和帮助，开阔了我的视野，在此衷心的感谢他们！

另外要特别感谢许永豪博士在理论计算和实验工作中给与我的指导和帮助，我从他那里学到了很多。感谢实验室的同门师兄妹，与他们渡过了快乐的三年，相互探讨、闲时结伴，终是我生命中最难忘的一段回忆。感谢同班同学分享各自领域的知识和给予的帮助。

最后要感谢我的父母和我亲爱的小弟，他们给予我最大的关怀、支持和鼓励。愿他们身体健康，快乐幸福！

攻读硕士学位期间发表和录用的论文

- [1] **Fenfen Dai**, Yonghao Xu, Xianfeng Chen, “Enhanced and broadened SRS spectra of toluene mixed with chloroform in liquid-core fiber”, *Optics Express*, 2009, vol. 17 (22) , pp. 19882-19886.
- [2] **Fenfen Dai**, Yonghao Xu, Xianfeng Chen, “Tunable and Low Bending Loss of Liquid-core Fiber”, *Chinese Optics Letters*, Accepted 2009.6.18.

上海交通大学

学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名：

日期： 年 月 日

上海交通大学

学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并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。本人授权上海交通大学可以将本学位论文的全部或部分内 容编入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和汇编本学位论文。

保密，在___年解密后适用本授权书。

本学位论文属于

不保密。

(请在以上方框内打“√”)

学位论文作者签名：

指导教师签名：

日期： 年 月 日

日期： 年 月 日

上海交通大学
学位论文原创性声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名：戴志杰

日期：2010年1月13日

上海交通大学
学位论文授权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并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。本人授权上海交通大学可以将本学位论文的全部或部分内 容编入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和汇编本学位论文。

保密□，在___年解密后适用本授权书。

本学位论文属于
不保密。

(请在以上方框内打“√”)

学位论文作者签名: 戴茗茗

指导教师签名: 陈维峰

日期: 2010年1月13日

日期: 2010年1月13日