

基于酒精与磁流体填充的单模-空芯-单模光纤结构温度磁场双参数传感器

赵勇 蔡露 李雪刚 吕日清

A modal interferometer based on single mode fiber-hollow core fiber-single mode fiber structure filled with alcohol and magnetic fluid for simultaneously measuring magnetic field and temperature

Zhao Yong Cai Lu Li Xue-Gang Lü Ri-Qing

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 070601 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.070601

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070601>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

啁啾相移光纤光栅分布式应变与应变点精确定位传感研究

Phase shift chirped fiber Bragg grating based distributed strain and position sensing

物理学报.2017, 66(7): 070702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070702>

基于<sup>87</sup>Rb原子的大失谐光晶格的设计与操控

Design and control of large-detuned optical lattice based on <sup>87</sup>Rb atoms

物理学报.2017, 66(1): 010701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.010701>

基于本征荧光的生物气溶胶测量激光雷达性能

Research and analysis on lidar performance with intrinsic fluorescence biological aerosol measurements

物理学报.2016, 65(20): 200701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.200701>

一种以压力一维均匀分布为特征的长条形对顶压砧

A strip anvil apparatus with linear uniform pressure distribution

物理学报.2016, 65(10): 100701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.100701>

基于材料反射率谐振特性测试电磁参数的自由空间法

A novel free-space method of measuring of electromagnetic parameters based on the resonance property of reflectivity

物理学报.2012, 61(22): 220601 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.220601>

## 专题: 光纤传感

**编者按** 传感器技术近年来迅猛发展,已经逐步成为当代科技发展水平的重要标志,与通信技术、计算机技术并称信息产业三大支柱.在传感器家族中,光纤传感器以其体积小、重量轻、灵敏度高、响应速度快、抗电磁干扰、耐恶劣环境、可多参量测量、易于集成,可组成光纤传感网络并接入互联网的特点,处于传感器技术发展的前沿,现已广泛应用于航空航天、石油化工、电子电力、土木工程、生物医药等领域.光纤传感技术的形式主要体现为分立式和分布式:分立式光纤传感技术利用光纤敏感器件作为传感器来感知被测量的变化,光纤作为光信号的传输通道连接光源、光纤传感器及后端的解调装置;分布式光纤传感系统基于光纤瑞利散射、拉曼散射或布里渊散射等光学效应,利用光纤本身作为敏感元,可对沿途的光信号进行大范围、长距离传感.

“光纤传感”专题,汇集了各类分立式与分布式光纤传感器的最新研究成果,对其工作机理、关键器件设计等方面的创新研究和发展现状进行介绍.希望通过对传统和各类新型光纤传感器的深入研究,能够进一步推动光纤传感理论与技术的发展,让光纤传感器在更多领域找到用武之地,更好地服务国家建设,改善人民生活,保卫国家安全.

(客座编辑: 天津大学 刘铁根; 北京大学 龚旗煌)

# 基于酒精与磁流体填充的单模-空芯-单模光纤结构 温度磁场双参数传感器\*

赵勇<sup>1)2)†</sup> 蔡露<sup>1)</sup> 李雪刚<sup>1)</sup> 吕日清<sup>1)</sup>

1) (东北大学信息科学与工程学院, 沈阳 110819)

2) (东北大学流程工业综合自动化国家重点实验室, 沈阳 110819)

(2016年9月9日收到; 2016年12月7日收到修改稿)

提出了一种基于空芯光纤模间干涉原理的环境温度和磁场双参数传感器,为了使光入射进空芯光纤壁中,将空芯光纤与单模光纤错位熔接,传感部分用毛细玻璃管封装,空芯光纤内外分别填充酒精和磁流体.除了光纤材料的热光效应和热膨胀效应外,环境温度变化会引起两种溶液折射率的变化,而磁场变化仅引起空芯光纤外的磁流体折射率变化.理论计算可知空芯光纤壁中可支持多个模式传输并相互干涉,各模式传输相位对内外溶液折射率变化灵敏程度不同.因此,干涉谱中两个含有不同模式成分的波谷,即波谷1和波谷2,它们的漂移可以作为指示信号,通过建立敏感矩阵可同时解调出周围环境温度与磁场的变化.实验中,在28—58 °C范围内,温度传感灵敏度可达 $-468 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ ;在0—169 Oe范围内磁场传感灵敏度可达 $82 \text{ pm}/\text{Oe}$ .该传感器具有高灵敏度与高机械强度,并且能够实现温度与磁场的同时测量,有效消除了温度波动对磁场测量信号的干扰.

**关键词:** 磁流体, 空芯光纤, 模间干涉, 光纤传感

**PACS:** 06.30.Ka, 07.05.Fb, 07.07.Df, 07.55.Ge

**DOI:** 10.7498/aps.66.070601

\* 国家自然科学基金(批准号: 61425003, 61273059, 51607028)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhaoyong@ise.neu.edu.cn

## 1 引言

磁场的测量在许多领域如航空航天、海底环境监测等都是一个重要的环节. 近几年, 光纤磁场传感器因其体积小、重量轻、精度高, 能够适应恶劣的检测环境和可实现远距离传感等优点成为国内外学者密切关注的研究课题. 而磁流体作为一种光与磁场的媒介, 被广泛地引入光纤磁场传感器中. 磁流体<sup>[1]</sup>, 又称为磁性液体、铁磁流体或磁液, 是由强磁性粒子、基液以及表面活性剂三者混合而成的一种稳定的胶状溶液. 当外加磁场作用时, 磁性粒子结成链状, 沿磁场方向有序排列, 这导致了磁流体等效介电常数发生变化, 从而使其折射率发生改变. 利用磁流体的折射率可控特性与光纤传感器相结合, 可以间接测量出外界磁场的变化. 目前已实现的基于磁流体的光纤磁场传感器有 Fabry-Perot 微腔磁场传感器<sup>[2]</sup>, 锥形光纤磁场传感器<sup>[3]</sup>, 光子晶体光纤磁场传感器<sup>[4]</sup>, 模间干涉型光纤磁场传感器<sup>[5]</sup>等. 在众多光纤传感器类型中, 模间干涉光纤传感器因其结构灵活、制备工艺简单、成本低廉, 近年来备受关注<sup>[6-8]</sup>. 模间干涉光纤传感器是利用模式不匹配结构实现多种模式的激发. 由于高阶模式更容易受外界环境变化, 如温度、折射率、曲率等参数变化的影响, 因此引起模式间相位差的变化, 最终反映在干涉光谱上即特征波长的移动或能量的线性变化. 利用这一传感原理, 结合特种光纤, 如空芯光纤 (hollow core fiber, HCF)<sup>[9]</sup>、锥形光纤<sup>[10]</sup>等, 可以实现高灵敏度的折射率测量, 进而实现磁场传感. 2013年, Wang等<sup>[11]</sup>在《Optics Letters》上发表的一篇文章将经典的单模-多模-单模光纤结构与磁流体结合, 制作成模间干涉磁场传感器, 测量磁场灵敏度达  $-16.86 \text{ pm/Oe}$ . 2014年, Dong等<sup>[12]</sup>将单模光纤错位熔接节点与锥形熔接节点级联, 实现内嵌式的 Mach-Zehnder 模式干涉仪, 将其浸没在磁流体液体中测量磁场, 灵敏度可达  $26 \text{ pm/Oe}$ . Song等<sup>[13]</sup>将空芯光纤与单模光纤错位熔接, 形成模间干涉结构, 在结构外面包覆磁流体并用毛细管封住, 测量磁场灵敏度可达  $-0.02173 \text{ dB/Oe}$ . Liu等<sup>[14]</sup>将U形单模光纤固定在基底上, 传感部分浸没在磁流体中并用聚四氟乙烯套管封住, 实现高灵敏度的磁场传感, 波长和强度灵敏度分别可达  $0.374 \text{ nm/Oe}$ 和

$-0.4821 \text{ dB/Oe}$ .

在磁场测量过程中, 环境温度的变化常常带来扰动, 为测量增加不准确性, 同时, 温度在生产过程中也是一个重要的参数. 因此, 设计一种磁场与温度双参数同时测量的光纤传感器是十分有意义的工作. Zhao等<sup>[15]</sup>设计一种将磁场传感部分与布拉格光纤光栅 (fiber Bragg grating, FBG) 级联的结构, 实现对温度的补偿, 但是温度测量灵敏度较低. Wu等<sup>[16]</sup>利用多模光纤内模式热光系数相近的性质实现不易受温度扰动的磁场传感, 但是温度影响仍不能消除; Peng等<sup>[17]</sup>制作基于光子晶体光纤的温度不敏感磁场传感器, 但磁场灵敏度较低. 因此, 本文设计了一种基于模式间干涉原理的温度磁场双参数同时测量的光纤传感器, 利用单模光纤与空芯光纤的错位熔接点将光导入空芯光纤壁中传播, 形成模间干涉效应. 并利用空芯光纤内外填充的不同液体的热光效应以及磁流体的折射率可调谐效应, 将外界的温度变化与磁场变化转化为液体折射率的变化, 进而改变各模式相位, 将这一变化体现在干涉谱中. 选取干涉谱中两个含有不同模式成分的波谷, 检测其漂移量并建立敏感矩阵, 即可同时解调出磁场与温度的变化. 与参考文献<sup>[16]</sup>比较, 本文所提出的传感器不仅能够将双参数同时解调出来, 并且都具有较高的灵敏度, 温度传感灵敏度可达  $-468 \text{ pm/}^\circ\text{C}$ , 磁场传感灵敏度可达  $82 \text{ pm/Oe}$ , 灵敏度数值甚至高于单独测量磁场<sup>[11,18-21]</sup>或温度<sup>[22-26]</sup>的同类型光纤传感器.

## 2 传感原理

传感器结构示意图见图1. 宽谱光从一段单模传输光纤进入第一个单模-空芯光纤错位熔接点, 由于模式的不匹配, 一部分光损耗, 一部分光在空芯光纤壁中继续传播. 空芯光纤壁中可以容纳多个传导模式, 这些模式以不同的传播常数轴向传播并且发生模式间干涉, 在第二个融接点处一部分光重新进入单模光纤中向前传播. 当外界参量 (如温度、折射率、应变等) 的改变施加在光纤上时, 这些模式的相位发生变化, 输出光中携带被测量信息, 最终被解调设备接收. 本文中利用模间干涉结构对温度和折射率 (RI) 敏感的特性, 而获得外界磁场和温度的信息.

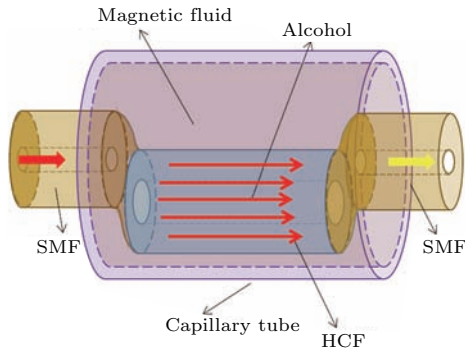


图1 单模-空芯-单模光纤错位熔接内填酒精外封磁流体结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of offset spliced single mode-hollow core-single mode fiber with inside alcohol and outside magnetic fluid.

值得一提的是,空芯光纤作为一种特种光纤,其横截面为同心圆环.当光在空芯光纤壁中传输时,模场分布是轴对称的而非中心对称或圆对称,并且各模式在空芯光纤与外部介质的内外交界面处倏逝场的能量不同.这将导致同一模式对环内外介质折射率变化的灵敏度不同.分别计算了LP<sub>01</sub>, LP<sub>31</sub>, LP<sub>51</sub>, LP<sub>71</sub>四个模式的有效折射率随环内、

外折射率变化而变化的曲线如图2所示,当只改变空芯光纤环内折射率时,环外折射率  $N_{out}$  设定为1,反之环内折射率  $N_{in}$  为1.此时由于光纤对低阶模式的束缚能力相对更强,LP<sub>01</sub>与LP<sub>31</sub>模式分布靠近石英管壁的中层,因此对环内外折射率变化的灵敏度均较低.而LP<sub>51</sub>与LP<sub>71</sub>模式对环内外折射率变化的灵敏度则均表现出较大差异.当环内外折射率同时变化时,可以看出对于LP<sub>51</sub>与LP<sub>71</sub>模式,环外折射率变化带来了更大贡献,并且LP<sub>51</sub>模式的灵敏度更高.这说明各模式间对环境介质折射率变化的敏感程度也有很大差异.

因此,如果在干涉谱中选择两个不同阶数模式参与的波谷作为特征波谷(波谷1和波谷2),其波长移动可表示为:

$$\Delta\lambda_{T1} = a_1k_1\Delta T + a_2k_2\Delta T + a_{01}\Delta T, \quad (1a)$$

$$\Delta\lambda_{T2} = a_3k_1\Delta T + a_4k_2\Delta T + a_{02}\Delta T, \quad (1b)$$

$$\Delta\lambda_{G1} = a_1k_3\Delta G + a_2k_4\Delta G, \quad (1c)$$

$$\Delta\lambda_{G2} = a_3k_3\Delta G + a_4k_4\Delta G, \quad (1d)$$

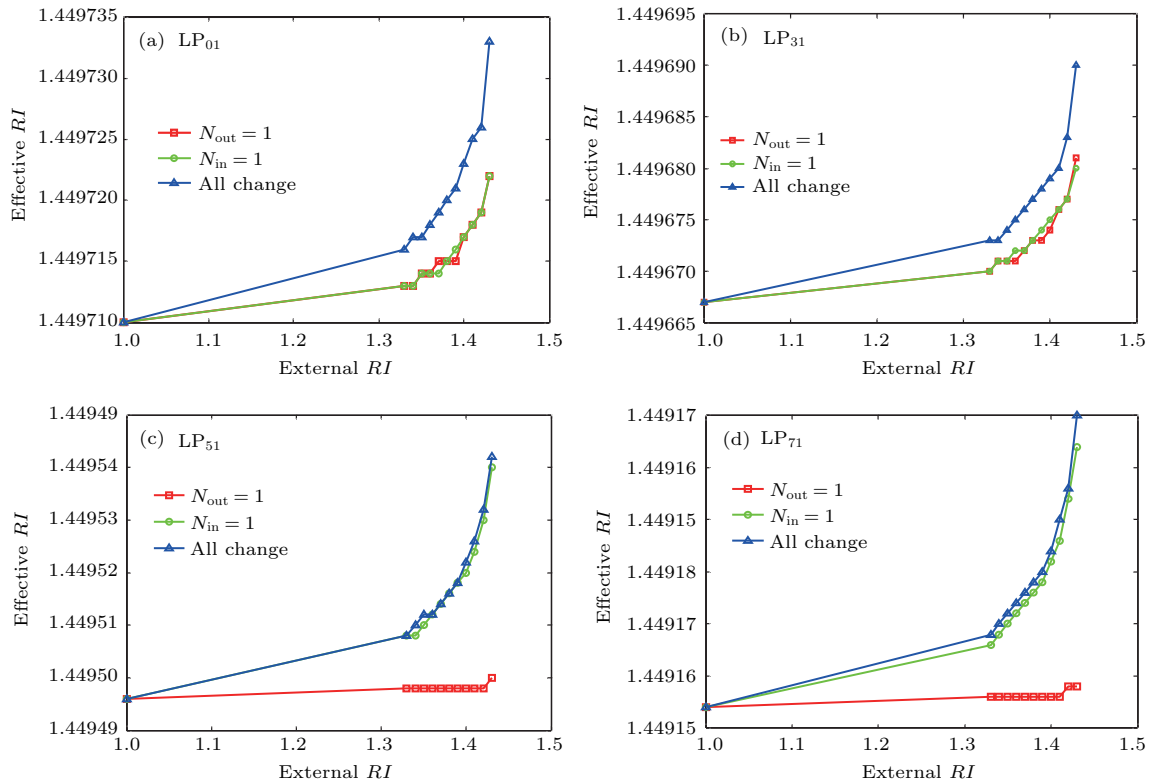


图2 (a) LP<sub>01</sub>, (b) LP<sub>31</sub>, (c) LP<sub>51</sub>, (d) LP<sub>71</sub> 四个模式有效折射率分别随着空芯光纤内、外以及同时的折射率变化而变化的曲线

Fig. 2. Effective refractive indices change of (a) LP<sub>01</sub>, (b) LP<sub>31</sub>, (c) LP<sub>51</sub> and (d) LP<sub>71</sub> with changed inside, outside and both refractive index.



其中,  $\Delta\lambda_{T1}$  和  $\Delta\lambda_{T2}$  分别为由温度变化引起的特征波谷 1 和波谷 2 的波长漂移量;  $\Delta\lambda_{G1}$  和  $\Delta\lambda_{G2}$  分别为是由磁场变化引起的波谷 1 和波谷 2 的波长漂移量;  $\Delta T$  和  $\Delta G$  分别为温度变化和磁场变化;  $k_1$  和  $k_2$  分别为环内介质和环外介质的热光系数,  $k_3$  和  $k_4$  环内外介质折射率对磁场变化的变化率;  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  和  $a_4$  分别为波谷 1 和波谷 2 对环内、外介质折射率变化的波长灵敏度;  $a_{01}$  和  $a_{02}$  为光纤材料本身热光效应和热膨胀效应造成的波谷 1 和波谷 2 漂移的温度灵敏度系数, 由于参与的模式不同, 因此热光系数稍有差别,  $a_{01} \neq a_{02}$ . 为了提高温度测量的灵敏度, 本文中选择在环内填充酒精(无水乙醇)作为温度增敏介质, 其折射率  $n_1 = 1.362@20^\circ\text{C}$ , 热光系数  $k_1 = -3.98 \times 10^{-4}$ . 环外填充水基磁流体作为磁性敏感介质, 折射率  $n_2 \approx 1.435@20^\circ\text{C}$ , 热光系数  $k_2 = -8 \times 10^{-5}$ , 最外层用石英毛细管封装. 由于酒精的折射率并不受外界磁场变化的影响, 因此  $k_3 = 0$ . 当温度和磁场同时变化时, 建立敏感矩阵:

$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda_1 \\ \Delta\lambda_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_1k_1 + a_2k_2 + a_{01} & a_2k_4 \\ a_3k_1 + a_4k_2 + a_{02} & a_4k_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta T \\ \Delta G \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$\Delta\lambda_1$  和  $\Delta\lambda_2$  分别是波谷 1 和波谷 2 的波长移动量. 如果能够在传感器的干涉谱中找到两个波谷, 其灵敏度系数使等式成立, 那么就能通过建立敏感矩阵求解出温度和磁场的变化.

### 3 传感器特性分析

#### 3.1 传感器的制作与填充

制作传感探头过程中使用的单模光纤是 Corning 公司生产的 SMF-28, 纤芯、包层直径分别为 8.2 和 125  $\mu\text{m}$ ; 所用空芯光纤外径 150  $\mu\text{m}$ , 内径 50  $\mu\text{m}$ . 中间段空芯光纤长度 46 mm, 未熔接前将其固定在载玻片上, 并在其一端处滴酒精. 将载玻片放置在显微镜下观察, 由于毛细现象, 酒精缓慢进入空芯光纤中, 如图 3(a) 所示. 由于酒精无色透明, 且折射率更接近空芯光纤壁, 因此在显微镜下观察到被填充的部分变为图中左侧透明状. 之后将填充酒精的光纤与两段单模光纤熔接, 所用熔接机型号为 FETEL178, 选择手动熔接程序, 调整错位量为 50  $\mu\text{m}$  左右, 如图 3(b). 电弧放电时, 放置在右侧的空芯光纤有轻微塌陷, 且两种光纤边缘处由于电弧高温而失去棱角, 融为一体形成圆滑的

类似于 S 形的流线, 将空芯光纤内的酒精牢牢密封住. 最后, 将内径为 1 mm 左右的毛细玻璃管套在单模-空芯-单模光纤结构外, 同样利用毛细现象将折射率为 1.43 左右的水基磁流体填充进管内. 由于水基磁流体黏度较小, 流动性大, 毛细管内填满之后迅速用热熔胶封住两端, 如图 3(c) 所示, 图 3(c) 下方插图是显微镜下观察到的毛细管局部放大图. 可以看出毛细管内均匀填充有黑红色磁流体, 而单模-空芯-单模光纤结构被包裹在磁流体中无法几乎无法分辨出来.

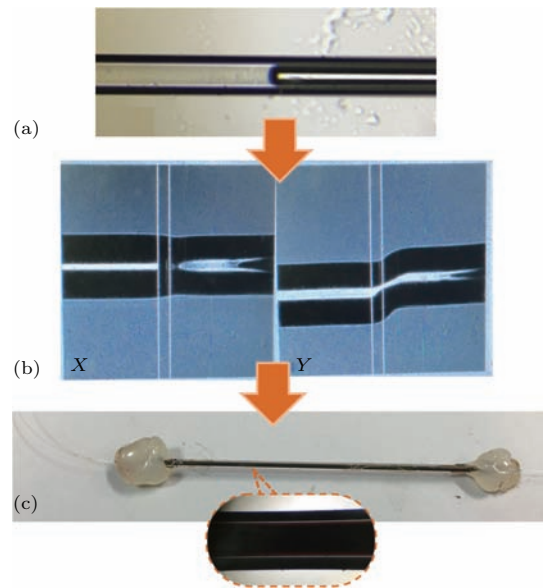


图 3 传感器制作过程 (a) 毛细作用将酒精填入空芯光纤局部图; (b) 错位熔接时 X 和 Y 方向显微图; (c) 封装后的传感器实物图

Fig. 3. Fabrication process of proposed sensor: (a) Local image of hollow core fiber filled with alcohol by capillary effect; (b) microscope images of offset splicing joint in X and Y directions; (c) photograph of packaged sensor.

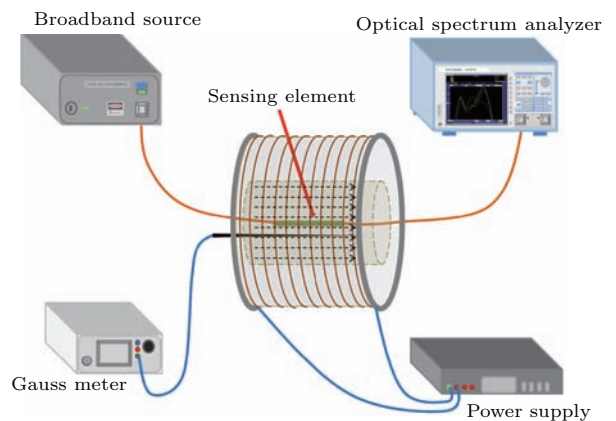


图 4 传感系统结构示意图  
Fig. 4. Schematic diagram of sensing system.

接下来将传感器两端的单模光纤与C波段宽谱光源和光谱分析仪连接,如图4所示,传感器系统便初步搭建完毕.

### 3.2 温度特性

在未套入外层毛细管时,对单模-空芯-单模光纤结构进行了温度特性测试.将该结构放入恒温箱中,随着温度升高用光谱仪记录透射光谱的变化,并将特征波长的移动量记录下来,如图5所示.在26—56 °C的范围内,随着温度的升高,1540 nm附近的波谷向短波长方向移动,这是因为酒精的热光系数为负数,而空芯光纤管壁中的多模干涉光谱会随着其周围折射率的升高而向长波长移动.从图2中可以知道空芯光纤内、外折射率变化导致各模式有效折射率的变化趋势是一致的,因此为了验证这一解释,对单模-空芯-单模光纤错位熔接并填充酒精的结构进行折射率特性测试,如图6所

示.对1535 nm附近的波谷在折射率变化范围为1—1.4285内进行监测,波谷位置用黑色三角标出.

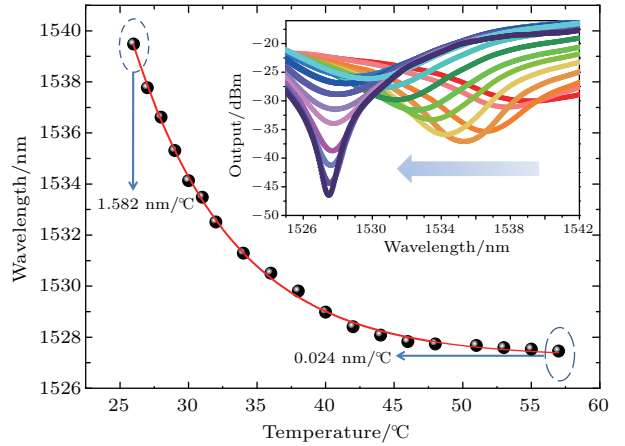


图5 单模-空芯-单模光纤错位熔接填充酒精结构的温度特性

Fig. 5. Temperature characteristic of single mode-hollow core-single mode fiber structure filled with alcohol.

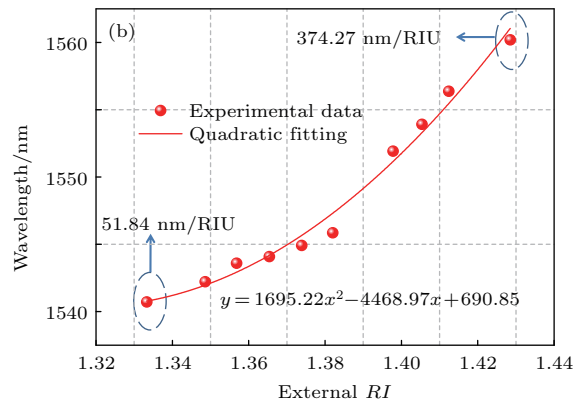
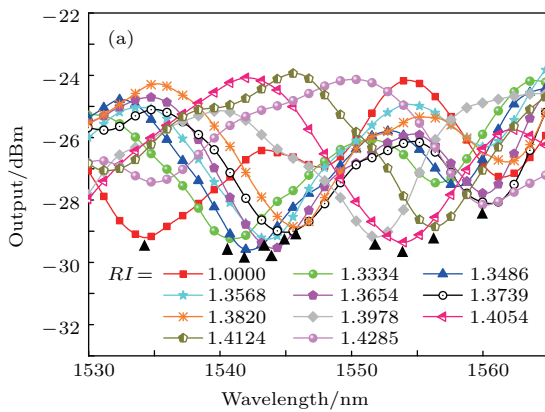


图6 单模-空芯-单模光纤错位熔接填充酒精结构的折射率特性

Fig. 6. Refractive index characteristic of single mode-hollow core-single mode fiber structure filled with alcohol.

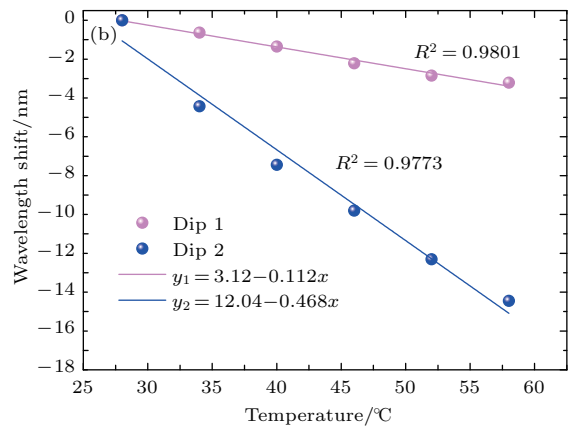
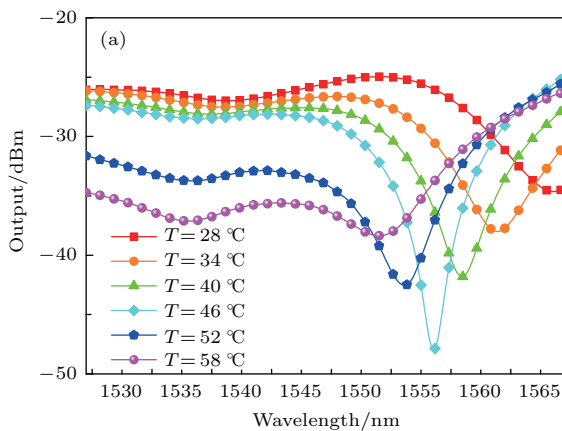


图7 单模-空芯-单模光纤错位熔接填充酒精外部封装磁流体结构的温度特性

Fig. 7. Temperature characteristic of MF packaged single mode-hollow core-single mode fiber structure filled with alcohol.

可以看出随着外界折射率的增加,图6(a)中的光谱随之红移,且折射率越高,移动的灵敏度越高.根据图6(b)中拟合曲线可知当折射率为1.3334时灵敏度为51.84 nm/RIU,当折射率为1.4285时灵敏度为374.27 nm/RIU.因此,对于图5中的温度特性曲线,当温度升高时,酒精折射率降低,干涉谱发生蓝移,而酒精折射率降低将使干涉谱的移动灵敏度降低,对应图6(b)中的二次拟合曲线,造成特征波长随温度升高而移动的曲线斜率降低.图5中的温度灵敏度在温度为26 °C时为-1.582 nm/°C,56 °C时灵敏度为-0.024 nm/°C.

接下来在单模-空芯-单模光纤结构的基础上外加毛细玻璃管并填充磁流体后进行封装.对此结构进行温度特性测试,同样将其放入恒温箱,控制恒温箱的温度在28—58 °C之间变化,其透射谱移动情况如图7(a)所示.由于填充了磁流体,原先的纤芯-包层-空气三层波导结构折射率分布改变,各模式有效折射率发生变化,因此干涉谱形貌有所改变.光谱中出现了波谷1和波谷2两个波谷,分别在1540和1565 nm附近,从图中可以看到波谷1较浅,消光比只有3 dB左右,而波谷2的消光比明显高于波谷1,最高时可达20 dB.这是由于光从单模光纤到空芯光纤中传播时激发出多个传导模式,而这些模式的传播常数和激励系数不同,也就是说它们的有效折射率和能量强度不同.这导致发生干涉时的相位和干涉强度都有所差异,表现在干涉谱中就是不同位置的波谷是由不同的模式参与干涉形成的.而且如图2中所描述的,各模式间对环境介质折射率变化的敏感程度有很大差异,各模式的热光系数也不尽相同,所以波谷1和波谷2的温度特性有较大差异.如图7(b)所示,可以看出,波谷1和波谷2在28—58 °C范围内的温度灵敏度分别为-0.112 nm/°C和-0.468 nm/°C,波谷2的灵敏度是波谷1的4倍,而我们知道灵敏度相差较大更有利于对双参数同时解调.实验中只将传感器加热至60 °C左右是因为更高的温度容易引起酒精沸腾(沸点70°左右),且有可能改变磁流体的性质.

### 3.3 磁场特性

将设计的传感结构沿平行磁场强度的方向放入图4所示的线圈中,高斯计探针与传感结构平行,实时检测线圈内磁场强度.为防止线圈通电后发热

使周围介质温度升高,线圈与水冷装置连接,保证其温度始终保持在室温(28 °C).实验中,通过调节电源电压和电流来改变由电生磁效应而在线圈中产生的磁场,线圈内磁场从0 Oe变化到169 Oe,每间隔42 Oe变化一次,每次稳定30 min,用光谱仪记录下光谱的变化,如图8(a)所示.可以看到,波谷1和波谷2都随着磁场强度的增加而向长波长方向移动,但是波谷2的移动量明显大于波谷1.这是因为当传感器平行于磁场方向时,磁流体的折射率会随着外界磁场的增加而增大<sup>[27]</sup>,由图6的结论可知,当折射率增大时,光谱会发生红移,所以外界磁场强度与干涉波谷的波长之间存在正比例关系.又由于波谷1和波谷2是不同阶模式参与而形成的,他们在光纤横截面方向的能量分布不同,有效折射率也不同,因此对外界折射率变化的敏感程度不同.将这两个波谷的移动量记录下来绘制成图8(b),由此可知波谷1与波谷2的磁场灵敏度分别为0.082 nm/Oe和0.037 nm/Oe.

## 4 温度与磁场双参数解调

目前为止,通过对单模-空芯-单模光纤错位熔接结构内部填充酒精外部封装磁流体的结构分别进行温度特性和磁场特性的实验测试,我们可以获得(2)式灵敏度系数矩阵中的四个参数 $a_1k_1 + a_2k_2 + a_{01}$ ,  $a_2k_4$ ,  $a_3k_1 + a_4k_2 + a_{02}$ ,  $a_4k_4$ ,它们分别是-0.112, -0.468, 0.082和0.037.对该矩阵求逆矩阵,代入(2)式可得

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \Delta T \\ \Delta G \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} -0.112 & -0.468 \\ 0.082 & 0.037 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \Delta \lambda_1 \\ \Delta \lambda_2 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} 1.081 & 13.671 \\ -2.395 & -3.272 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta \lambda_1 \\ \Delta \lambda_2 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (3)$$

因此,当环境的温度和磁场强度同时变化时,只要从光谱中读出波谷1和波谷2的移动量 $\Delta \lambda_1$ 和 $\Delta \lambda_2$ ,就可以通过(3)式分别求出温度和磁场强度的变化量<sup>[25]</sup>.从表1列出的各传感器性能参数可以看出,与此前的报道相比<sup>[11,18-26]</sup>,该传感器结构具有较好的温度和磁场灵敏度,并且在不额外增加FBG、长周期光纤光栅等器件的情况下解决了交叉敏感问题,结构简单,易于实现.



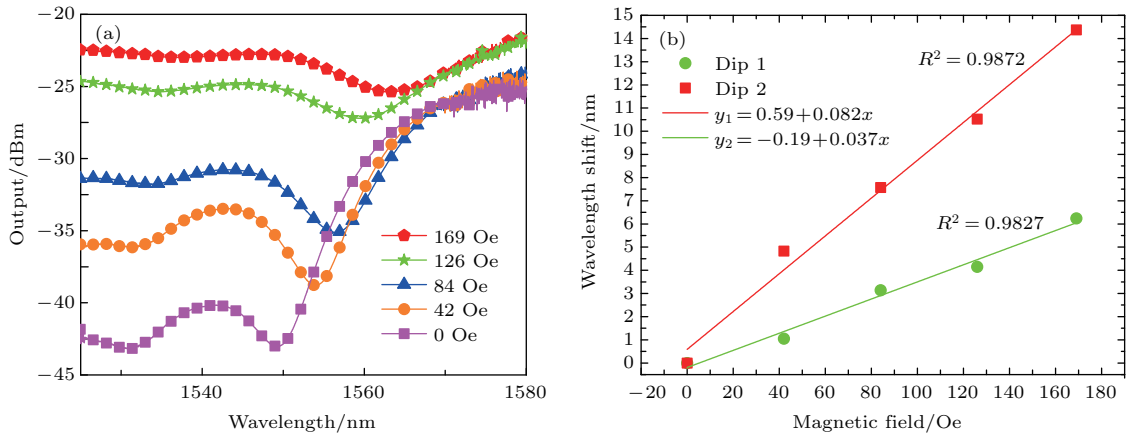


图8 单模-空芯-单模光纤错位熔接填充酒精外部封装磁流体结构磁场特性

Fig. 8. Magnetic field characteristic of MF packaged single mode-hollow core-single mode fiber structure filled with alcohol.

表1 不同结构传感器的磁场、温度传感器灵敏度对比

Table 1. Comparison among magnetic field and temperature sensitivities for different structures of sensors.

磁场传感			温度传感		
参考文献	传感结构	灵敏度/ $\text{pm}\cdot\text{Oe}^{-1}$	参考文献	传感结构	灵敏度/ $\text{pm}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$
[11]	被腐蚀的无芯光纤	16.86	[22]	多模光纤-细芯光纤	61.5
[18]	FP腔	11.73 (117.3 pm/mT)	[23]	双凸锥级联	70
[19]	双凸锥级联	32.53 (325.3 pm/mT)	[24]	多模-单模-多模光纤结构	88
[20]	S形拉锥	16.2 (162.06 pm/mT)	[25]	单模-多模-单模光纤反射式外加套管	92.6
[21]	方形无芯光纤	-18.7	[26]	单模-空芯-单模光纤锥形熔接	9.3
本文	空芯光纤错位熔接 内外填充不同液体	82			486

## 5 结 论

本文提出一种能够同时测量环境温度和磁场的高灵敏度光纤传感器, 温度和磁场强度的传感灵敏度最高可达  $-468 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$  与  $82 \text{ pm}/\text{Oe}$ . 该传感器分别利用空芯光纤内、外填充的酒精与磁流体折射率受温度和磁场调谐的性质来实现高灵敏度的传感. 与此同时, 空芯光纤的特殊结构使得所激励的多种模式模场分布不对称, 不同模式对外界环境变化的灵敏度不同. 这一特点使得在干涉谱中找到两个灵敏度不同的波谷成为可能, 进而可以通过建立灵敏度矩阵解调出双参数. 与已有的模间干涉传感器相比, 本文提出的传感器具有两个突出优点: 首先, 它表现出更高的温度和磁场灵敏度, 这是由所填充液体的热光效应和磁调谐效应带来的, 是光纤本身的热光效应与热膨胀效应不能比拟的; 其次, 它在不增加其他光纤器件的前提下实现温度、

磁场双参数的解调, 为将来在实际应用中解决温度交叉敏感问题提供了很好的思路.

## 参考文献

- [1] Zhao Y, Hu T 2010 *Sensors and Detection Technology* (Beijing: China Machine Press) p106 (in Chinese) [赵勇, 胡涛 2010 传感器与检测技术 (北京: 机械工业出版社) 第106页]
- [2] Zhao Y, Lü R Q, Wang D, Wang Q 2014 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **63** 9
- [3] Layeghi A, Latifi H, Frazao O 2014 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **26** 19
- [4] Zhao Y, Wu D, Lü R Q 2015 *IEEE Photon. Techn. Lett.* **27** 1
- [5] Lin W, Miao Y, Zhang H, Liu B, Liu Y, Song B 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 15
- [6] Tripathi S M, Kumar A, Varshney R K, Kumar Y B P, Marin E, Meunier J P 2009 *J. Lightwave Technol.* **27** 13
- [7] Li E, Wang X, Zhang C 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 9



- [8] Wu Q, Semenova Y, Wang P, Farrell G 2011 *Opt. Express* **19** 9
- [9] Liu Y, Liu Z, Chen S, Han M 2015 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27** 4
- [10] Yang R, Yu Y S, Chen C, Xue Y, Zhang X, Guo J, Wang C, Zhu F, Zhang B, Chen Q, Sun H 2012 *J. Lightwave Technol.* **30** 19
- [11] Wang H, Pu S, Wang N, Dong S, Huang J 2013 *Opt. Lett.* **38** 19
- [12] Dong S, Pu S, Wang H 2014 *Opt. Express* **22** 16
- [13] Song B, Miao Y, Lin W, Zhang H, Liu B, Wu J, Liu H, Yan D 2014 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **26** 22
- [14] Liu T, Chen Y, Han Q, Lu X 2014 *IEEE Photon. J.* **6** 6
- [15] Zhao Z, Tang M, Gao F, Zhang P, Duan L, Zhu B, Fu S, Ouyang J, Wei H, Li J, Shum P P, Liu D 2014 *Opt. Express* **22** 22
- [16] Wu J, Miao Y, Song B, Lin W, Zhang H, Zhang K, Liu B, Yao J 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 25
- [17] Zu P, Chan C C, Wen S L, Hu L, Jin Y, Liew H F, Chen L H, Wong W C, Dong X 2012 *IEEE Photon. J.* **4** 2
- [18] Dong S, Pu S, Huang J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 11
- [19] Pu S, Dong S 2014 *IEEE Photon. J.* **6** 4
- [20] Deng M, Liu D, Li D 2014 *Sens. Actuat. A: Phys.* **211** 5
- [21] Miao Y, Wu J, Lin W, Song B, Zhang H, Zhang K, Liu B, Yao J 2014 *J. Lightwave Technol.* **32** 23
- [22] Li L, Li X, Xie Z, Liu D 2012 *Opt. Express* **20** 10
- [23] Geng Y, Li X, Tan X, Deng Y, Yu Y 2011 *IEEE Sens. J.* **11** 11
- [24] Nguyen L V, Hwang D, Moon S, Moon D S, Chung Y 2008 *Opt. Express* **16** 15
- [25] Zhao Y, Cai L, Li X G 2015 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27** 12
- [26] Coelho L, Frazão O, Kobelke J, Schuster K, Santos J L 2011 *Opt. Eng.* **50** 10
- [27] Zhao Y, Wu D, Lv R Q, Ying Y 2014 *IEEE Trans. Magn.* **50** 8

## SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# A modal interferometer based on single mode fiber-hollow core fiber-single mode fiber structure filled with alcohol and magnetic fluid for simultaneously measuring magnetic field and temperature\*

Zhao Yong<sup>1)2)†</sup> Cai Lu<sup>1)</sup> Li Xue-Gang<sup>1)</sup> Lü Ri-Qing<sup>1)</sup>

1) (School of Information Science and Engineering, Northeastern University, Shenyang 110819, China)

2) (State Key Laboratory of Synthetical Automation for Process Industries, Northeastern University, Shenyang 110819, China)

( Received 9 September 2016; revised manuscript received 7 December 2016 )

## Abstract

In many fields, such as aerospace and marine environmental monitoring, magnetic field measurement is an important link. In recent years, optical fiber magnetic field sensor has received much attention because of its advantages such as small size, electromagnetic immunity, resistance to erosion and capability of remote sensing. In that case, magnetic fluid as a kind of medium between photons and magnetic field is widely used in optical fiber magnetic field sensors. Moreover, in the process of magnetic field measurement, disturbance introduced by temperature fluctuation always happens and brings uncertainty to the sensor. Temperature is also an important parameter in production process and needs to be measured. Therefore, designing a high-sensitive optical fiber sensor for simultaneously measuring magnetic field and temperature is a valuable work. In this paper, we present a high-sensitive hollow core fiber (HCF) interferometer for simultaneously measuring magnetic field and temperature. A segment of HCF filled with alcohol is inserted into single mode fiber (SMF) with 50  $\mu\text{m}$  offset at two splicing joints to guide light into the wall of HCF. And then this SMF-HCF-SMF structure is packaged by a capillary tube with full magnetic fluid (MF) inside it. Since the modal field area is large enough, the silica wall can support a series of guiding modes among which modal interference occurs and the interference spectrum can be recorded by an optical spectrum analyzer. Besides thermo-optic effect and thermal expansion effect of silica itself, the RI variations caused by thermo-optic effect of alcohol and MF as well as the magneto-optic effect of MF can also cause the phase difference of the guiding modes to change, thereby rendering interference dips movable. Thus, the sensitivity of temperature or magnetic field is higher than those given in some other previous studies. In addition, it is calculated that the effective RI sensitivities of guiding modes for inside and outside liquid are different because of the peculiar non-circular symmetry structure of HCF. So there is a possibility to find two dips in interference spectrum, which are formed with different modes and have various sensitivities to the variations of temperature and magnetic field. Finally, a sensitivity matrix can be built to demodulate those two parameters simultaneously. Experimental results show that within 20–58  $^{\circ}\text{C}$ , the temperature sensitivities are 112  $\text{pm}/^{\circ}\text{C}$  and 468  $\text{pm}/^{\circ}\text{C}$  for dip1 and dip 2 whose magnetic field sensitivities are 37  $\text{pm}/\text{Oe}$  and 82  $\text{pm}/\text{Oe}$  within 0–169 Oe, respectively. The proposed sensor possesses high sensitivity and good mechanical strength, and can effectively eliminate the cross disturbances between temperature and magnetic field.

**Keywords:** magnetic fluid, hollow core fiber, modal interference, optical fiber sensing**PACS:** 06.30.Ka, 07.05.Fb, 07.07.Df, 07.55.Ge**DOI:** 10.7498/aps.66.070601

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant Nos. 61425003, 61273059, 51607028).

† Corresponding author. E-mail: zhaoyong@ise.neu.edu.cn

啁啾相移光纤光栅分布式应变与应变点精确定位传感研究

裴丽 吴良英 王建帅 李晶 宁提纲

Phase shift chirped fiber Bragg grating based distributed strain and position sensing

Pei Li Wu Liang-Ying Wang Jian-Shuai Li Jing Ning Ti-Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 070702 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.070702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于光纤微结构加工和敏感材料物理融合的光纤传感技术

Optical fiber sensing technologies based on femtosecond laser micromachining and sensitive films

物理学报.2017, 66(7): 070703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070703>

单模光纤中用声波导布里渊散射同时测量温度和应变

Simultaneous measurement on strain and temperature via guided acoustic-wave Brillouin scattering in single mode fibers

物理学报.2016, 65(24): 240702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.240702>

基于椭圆腔共振的石英增强光声光谱理论研究

Theoretical research on quartz enhanced photoacoustic spectroscopy base on the resonance in an elliptical cavity

物理学报.2016, 65(19): 190701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.190701>

一种采用双换能器和摆式结构的宽频振动能量采集器

A broadband vibration energy harvester using double transducers and pendulum-type structures

物理学报.2016, 65(13): 130701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.130701>

硅纳米线/氧化钒纳米棒复合材料的制备与气敏性能研究

Synthesis and gas-sensing properties of the silicon nanowires/vanadium oxide nanorods composite

物理学报.2016, 65(9): 090701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.090701>

专题: 光纤传感

啁啾相移光纤光栅分布式应变与应变点精确定位  
传感研究\*裴丽<sup>†</sup> 吴良英 王建帅 李晶 宁提纲

(北京交通大学光波技术研究所, 全光网络与现代通信网教育部重点实验室, 北京 100044)

(2016年8月10日收到; 2016年10月28日收到修改稿)

利用啁啾相移光纤光栅狭缝的中心波长对应变点和应变量的波长敏感性, 实现应变与应变点精确定位的传感. 当啁啾光纤光栅上的某一位置产生微应变时, 该应变点会产生相移, 其频谱则会出现一个与之对应的狭缝, 且狭缝的深度和中心波长与应变的大小和位置相关. 当串接不同中心波长的啁啾光纤光栅后, 即可实现一定范围内的分布式应变与应变点精确定位检测. 本文通过  $V-I$  传输矩阵法建立了狭缝深度和中心波长关于应变量和应变位置的理论模型, 分析结果表明理论上可以实现微米量级的精确定位. 搭建了级联啁啾相移光纤光栅的分布式应变传感装置, 实验获得的最大应变灵敏度为  $0.19 \text{ pm}/\mu\epsilon$ . 该精确定位传感装置在先进制造、精密加工、航空航天、铁路系统等高新技术领域具有重要的应用前景.

关键词: 精确定位传感, 啁啾相移光纤光栅, 应变

PACS: 07.07.Df, 42.79.Dj, 77.65.Ly

DOI: 10.7498/aps.66.070702

## 1 引言

精确定位传感技术在工业生产、安全防范、智能交通、科学技术以及国防建设等众多领域都有着重要而广泛的应用. 随着我国现代化建设的飞速发展, 设备的加工制造也逐渐朝着超大型化或微型化、精密化以及智能化的方向发展. 开展应变与应变点精确定位传感技术的相关研究, 对促进我国先进制造、精密加工、航空航天、铁路系统等高新技术行业的发展具有重要意义.

由于光纤光栅对温度、应变、环境折射率等都表现出了较高灵敏度的波长漂移或模场变化<sup>[1-6]</sup>, 光纤光栅被广泛应用于地震勘探<sup>[7]</sup>、海啸监测<sup>[8]</sup>、模型分析<sup>[9]</sup>以及结构检测等<sup>[10,11]</sup>领域. 啁啾光纤光栅是一种周期不均匀的光纤光栅, 其带宽比均匀光纤光栅的带宽更大, 当在啁啾光纤光栅上的某一位置产生微应变时, 该应变点会产生一个相移,

啁啾光纤光栅的频谱则会出现一个与之对应的狭缝<sup>[12-14]</sup>. 狭缝的深度由应变量的大小决定, 狭缝的中心波长由应变的位置和应变量共同决定. 利用这一特性, 啁啾光纤光栅可应用于应变与应变点的精确定位传感. 当串接中心波长不同且通带范围互不重合的多个啁啾光纤光栅时, 能够实现一定范围内的分布式应变与应变点精确定位检测, 该精确定位传感装置可应用于先进制造、精密加工、航空航天、铁路系统等高新技术领域.

$V-I$  传输矩阵法是一种可用于分析各种特殊光纤光栅的理论<sup>[15,16]</sup>, 本文利用  $V-I$  传输矩阵法建立狭缝深度和中心波长关于应变量和应变位置的理论模型, 并通过实验论证啁啾相移光纤光栅对应变量的监测, 以及对应变位置精确到微米量级的定位. 实验中, 用长度为 100 m 的普通单模光纤串接两个中心波长不同且通带范围互不重合的啁啾光纤光栅, 实现分布式应变传感, 实验获得的最大

\* 国家自然科学基金(批准号: 61525501)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [lipei@bjtu.edu.cn](mailto:lipei@bjtu.edu.cn)



应变灵敏度为0.19 pm/ $\mu\epsilon$ .

## 2 理论模型及仿真分析

### 2.1 啁啾相移光纤光栅的V-I理论模型

当在啁啾光纤光栅上的某一位置处引入微应变时,即在该位置处引入一个相移,假设应变量的大小为 $s$ ,引入的相移量为 $\theta$ ,则相移量 $\theta$ 与应变 $s$ 的满足以下关系<sup>[12]</sup>:

$$\theta \approx \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda_z} \cdot s, \quad (1)$$

其中,  $n_{\text{eff}}$ 是啁啾光纤光栅的有效折射率,  $\lambda_z$ 是啁啾光纤光栅上应变引入位置 $z$ 处的布拉格波长.

则,该段啁啾相移光纤光栅的V-I传输矩阵表达式为

$$\mathbf{VI} = \mathbf{VI}_1 \mathbf{F}_\theta \mathbf{VI}_2 = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中,  $\mathbf{VI}_1$ ,  $\mathbf{VI}_2$ 分别表示相移引入位置的前半段和后半段啁啾光纤光栅的V-I传输矩阵;  $A, B, C, D$ 分别代表连乘矩阵的四个元素;  $\mathbf{F}_\theta$ 表示由微应变形成的相移矩阵,可表示为

$$\mathbf{F}_\theta = \begin{bmatrix} \cos(\theta/2) & jZ \sin(\theta/2) \\ j\frac{\sin(\theta/2)}{Z} & \cos(\theta/2) \end{bmatrix}, \quad Z = (120\pi)/n_{\text{eff}}. \quad (3)$$

由此,得到啁啾相移光纤光栅透射率和反射率的表达式

$$t = \frac{2}{A + \frac{B}{Z_2} + CZ_1 + D \frac{Z_1}{Z_2}},$$

$$r = \frac{A + \frac{B}{Z_2} - CZ_1 - D \frac{Z_1}{Z_2}}{A + \frac{B}{Z_2} + CZ_1 + D \frac{Z_1}{Z_2}}, \quad (4)$$

其中,  $Z_1, Z_2$ 分别对应每个光栅周期的前后半个周期的阻抗,且  $Z_1 \approx n_{\text{eff}} + \pi/4$ ,  $Z_2 \approx n_{\text{eff}} - \pi/4$ .

由(1), (2), (3)和(4)式可知,啁啾相移光纤光栅的透射率或者反射率与引入相移的微应变 $s$ 有着绝对对应关系,我们可以根据检测到的啁啾相移光纤光栅频谱狭缝的透射率或者反射率得到应变变量 $s$ .

啁啾相移光纤光栅频谱狭缝的中心波长是由应变位置和应变变量共同决定的,则

$$\lambda_c = \lambda_z + \lambda_s, \quad (5)$$

其中,  $\lambda_c$ 是监测到的狭缝中心波长,  $\lambda_s$ 是由应变 $s$ 引起中心波长的漂移,且  $\lambda_z = 2n_{\text{eff}}\Lambda_z$ ,  $\lambda_s = 2n_{\text{eff}}s$ ,  $\Lambda_z$ 是啁啾光纤光栅上应变引入位置 $z$ 处对应的周期.则由(1)和(5)式可以推算得到

$$\Lambda_z = \frac{\lambda_c}{2n_{\text{eff}}(1 + \theta/\pi)}. \quad (6)$$

假设啁啾光纤光栅的周期呈线性分布,由(6)式可以精确定位应变位置 $z$

$$z = \frac{L}{F} \left(1 - \frac{\Lambda_z}{\Lambda_0}\right), \quad (7)$$

其中,  $\Lambda_0$ 是线性啁啾光纤光栅初始端的周期,  $F$ 是啁啾系数,  $L$ 啁啾光纤光栅的长度.

由公式  $\lambda_z = 2n_{\text{eff}}\Lambda_z$ 可知,任意周期 $\Lambda_z$ 和布拉格波长 $\lambda_z$ 存在唯一的对应关系,即在微应变 $s$ 已知的情况下,啁啾相移光纤光栅上任意周期 $\Lambda_z$ 与狭缝的中心波长 $\lambda_c$ 存在唯一的对应关系.由于啁啾光纤光栅上的周期分布是递减变化的,各处的周期大小均不相同,因此,理论上可以由狭缝的中心波长和深度计算出啁啾光纤光栅上产生微应变的位置相应的周期,从而实现精确到微米量级的定位.

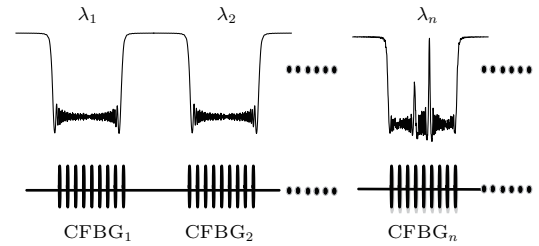


图1 啁啾相移光纤光栅分布式应变与应变点精确定位传感的结构

Fig. 1. The structure of cascaded CFBGs applying in distributed strain and strain-points precise positioning.

### 2.2 啁啾相移光纤光栅分布式应变与应变点的精确定位传感结构

啁啾相移光纤光栅分布式应变与应变点精确定位传感结构如图1所示,将多个中心波长不同、通带范围互不重合的啁啾光纤光栅级联.已知,当两段光栅级联,级联光栅的频谱是两段光栅频谱的组合,与光栅之间的距离没有关系,且由于光栅色散的原因,光栅之间的距离仅对级联光栅的时延产生影响<sup>[17]</sup>.当级联啁啾光纤光栅上的某一段或多段啁啾光纤光栅上的某一个或多个位置处引入微应变时,级联啁啾光纤光栅上产生对应的相移.通

通过对级联啁啾光纤光栅的频谱进行检测, 当某一个透射峰出现狭缝时, 粗定位产生微应变的啁啾光纤光栅, 然后可以根据狭缝的深度和中心波长计算出应变量和应变产生位置处的周期, 实现精确到微米量级的定位.

### 2.3 仿真分析级联啁啾相移光纤光栅

假设两段线性啁啾光纤光栅CFBG1和CFBG2, 其中心波长分别为 $\lambda_1 = 1544.58$  nm,  $\lambda_2 = 1548.60$  nm, 光栅长度 $L_1 = L_2 = 3$  cm, 啁啾系数 $f_1 = f_2 = 0.002$ , 光纤有效折射率 $n_{\text{eff}1} = n_{\text{eff}2} = 1.4513$ . 将CFBG1和CFBG2级联, 如图2(a)和图2(c)所示. 由于CFBG1和CFBG2的频谱中心波长不同且通带范围互不重合, 级联

啁啾光纤光栅的频谱是啁啾光纤光栅CFBG1和CFBG2频谱的组合, 如图2(b)和图2(d)所示.

我们之前的研究表明, 当在啁啾光纤光栅上某一位置 $z$ 处引入微应变 $s$ 时, 其透射谱的对应波长 $\lambda_z$ 处会出现一个与之对应的狭缝, 狭缝的深度随着应变量 $s$ 的增加呈现先增加后减小的变化趋势, 而狭缝的中心波长 $\lambda_c$ 由应变的位置 $z$ 和应变量 $s$ 共同决定, 所以 $\lambda_c$ 随着应变量的增加向长波长漂移<sup>[14]</sup>. 同理, 在如图2(a)所示的级联啁啾光纤光栅结构中, 分别在CFBG1的中间位置 $z_1$ , CFBG2的中间位置 $z_2$ 处引入微应变. 令CFBG1和CFBG2在 $z_1, z_2$ 处原本的周期分别为 $\Lambda_{z_1}, \Lambda_{z_2}$ , 以及引入的应变量为 $s_1, s_2$ , 则级联啁啾光纤光栅的频谱如图2(b)所示. 由图2(b)可知, 当在两个级联的

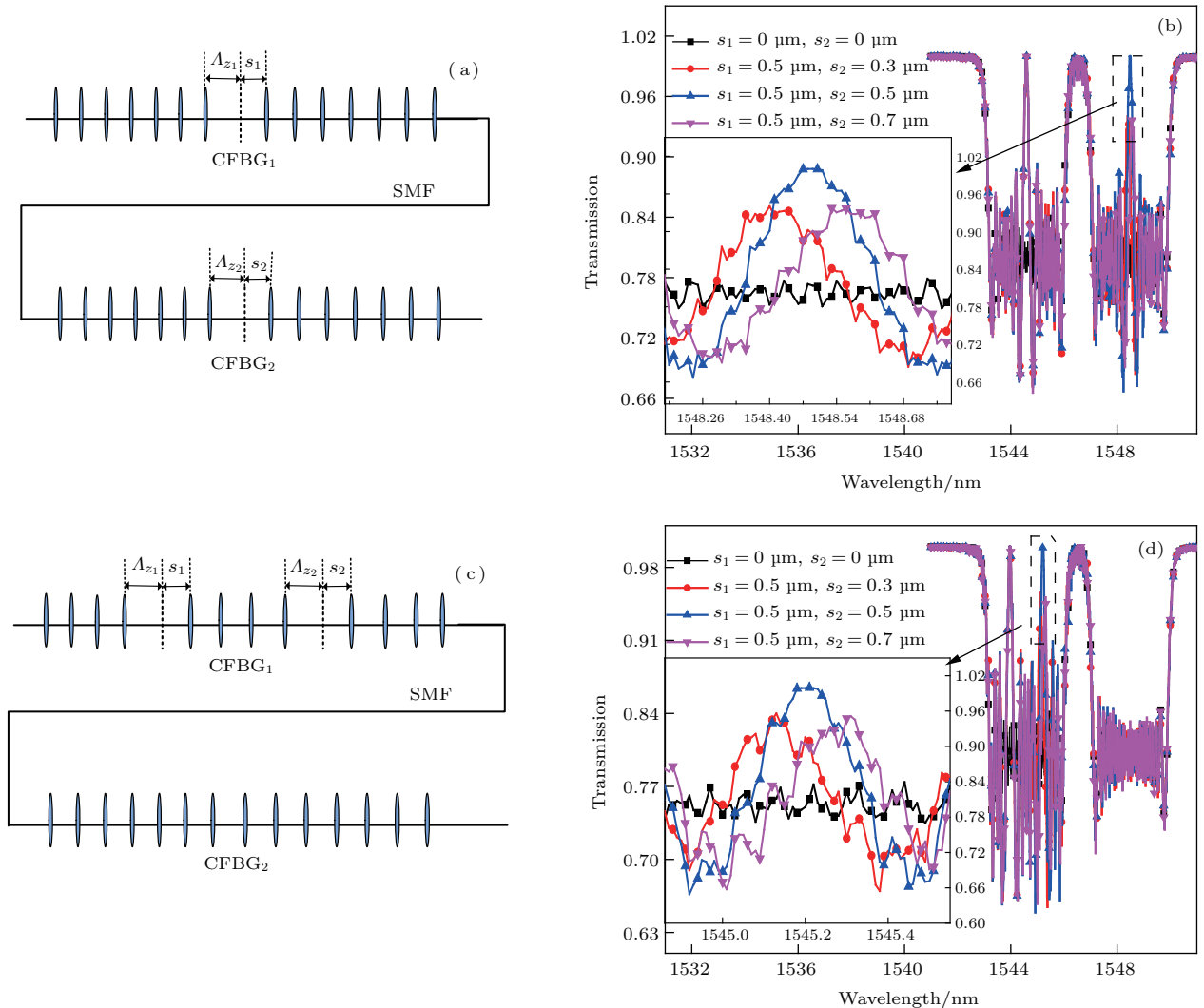


图2 啁啾光纤光栅CFBG1和CFBG2级联 在CFBG1和CFBG2上各引入一个微应变的结构(a)及其频谱(b); 在CFBG1上引入两个微应变的结构(c)及其频谱(d)

Fig. 2. Cascaded CFBG1 and CFBG2: the structure (a) and spectrum (b) of two CFBGs induced strain; the structure (c) and spectrum (d) of two strains induced in CFBG1.

光栅上分别引入微应变时, 级联啁啾光纤光栅频谱的两个带宽范围内均出现了与啁啾光纤光栅上引入的微应变相对应的狭缝, 且狭缝的深度和中心波长的变化规律与单个啁啾光栅频谱中狭缝的深度和中心波长的变化规律一致. 设置CFBG1上 $z_1$ 处的微应变 $s_1$ 为 $0.5\ \mu\text{m}$ , CFBG2上 $z_2$ 处的微应变分别为 $0.3\ \mu\text{m}$ ,  $0.5\ \mu\text{m}$ 和 $0.7\ \mu\text{m}$ , 级联啁啾光栅的频谱中, 微应变 $s_1$ 对应的狭缝几乎不变, 微应变 $s_2$ 对应的狭缝的深度和中心波长按照前面所述的规律变化, 由此证明, 啁啾光纤光栅级联时, 对于不同啁啾光纤光栅上的微应变, 其频谱响应是相互独立的.

图2(c)中描述的是两个啁啾光纤光栅级联, 在同一个啁啾光纤光栅上引入两个微应变的结构, 其级联啁啾光栅频谱如图2(d)所示. 从图2(d)可知, 将两个啁啾光纤光栅级联, 当在CFBG1上的 $z_1, z_2$ 位置处引入微应变 $s_1, s_2$ , 而CFBG2上未引入微应变时, 级联啁啾光栅的频谱中, CFBG1带宽范围内出现两个与微应变 $s_1$ 和 $s_2$ 相互对应的狭缝, 而CFBG2带宽范围内没有狭缝出现. CFBG1带宽范围内狭缝的深度和中心波长的变化规律与单个啁啾光纤光栅频谱中狭缝的深度和中心波长的变化规律一致. 设置CFBG1上 $z_1$ 处的微应变 $s_1$ 为 $0.5\ \mu\text{m}$ ,  $z_2$ 处的微应变分别为 $0.3\ \mu\text{m}$ ,  $0.5\ \mu\text{m}$ 和 $0.7\ \mu\text{m}$ , 级联啁啾光栅的频谱中, 微应变 $s_1$ 对应的狭缝几乎不变, 微应变 $s_2$ 对应的狭缝的深度和中心波长的变化规律与前面所述的规律一致, 由此证明, 啁啾光纤光栅级联时, 对于啁啾光纤光栅上的多个不同的微应变, 其频谱响应是相互独立的.

上述理论分析表明, 将啁啾光纤光栅级联, 在不同的啁啾光纤光栅上引入微应变, 或者在同一个啁啾光纤光栅上不同位置引入微应变, 级联啁啾光栅频谱中均会出现与之相对应的狭缝, 狭缝的深度和中心波长的变化规律一致, 且每一个与微应变相对应的狭缝之间相互独立, 该特性表明, 级联啁啾光纤光栅可以应用于分布式应变与应变点精确定位传感.

### 3 实验与讨论

我们通过实验验证上述的级联啁啾光纤光栅在分布式应变与应变点精确定位传感的应用. 将啁啾系数为 $0.024\ \text{nm/cm}$ 、长度为 $10\ \text{cm}$ 、中心

波长为 $1544.675\ \text{nm}$ 、3-dB带宽为 $0.19\ \text{nm}$ 、透射深度约为 $10\ \text{dB}$ 的啁啾光纤光栅CFBG1和啁啾系数为 $0.024\ \text{nm/cm}$ 、长度为 $12.5\ \text{cm}$ 、中心波长为 $1546.605\ \text{nm}$ 、3-dB带宽为 $0.28\ \text{nm}$ 、透射深度约为 $14\ \text{dB}$ 的啁啾光纤光栅CFBG2级联, 两段啁啾光纤光栅之间的单模光纤长度为 $100\ \text{m}$ , 利用两个相同的压电陶瓷片(Thorlabs, PK2FMP2, PZT)分别在两段啁啾光栅上引入微应变. 采用的压电陶瓷片的最大应变量为 $11.2\ \mu\text{m}$ , 尺寸为 $10.5\ \text{mm} \times 6.1\ \text{mm} \times 5.2\ \text{mm}$ (长 $\times$ 宽 $\times$ 高). 用紫外胶水将两个压电陶瓷片分别黏贴于两段啁啾光纤光栅的中间位置, 即应变引入位置 $z_1 = 5\ \text{cm}$ ,  $z_2 = 6.25\ \text{cm}$ , 实验装置如图3所示.

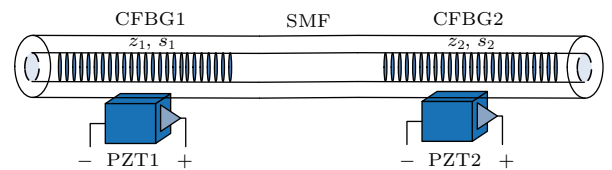


图3 啁啾光纤光栅CFBG1和CFBG2级联, 且在CFBG1和CFBG2上均引入微应变的结构

Fig. 3. The structure of cascaded CFBG1 and CFBG2 with strains induced in both of CFBGs.

当在PZT1上加载驱动电压 $V_{p1}$ , 而PZT2上未加载驱动电压时, 利用光谱仪(YOKOGAWA, AQ6375)测得的级联啁啾光栅的频谱如图4(a)所示. 图4(a)中CFBG1对应通带范围内的中心波长附近有狭缝产生, 而CFBG2对应通带范围内没有狭缝. 从图中可以看出, 随着PZT1上驱动电压 $V_{p1}$ 从 $5\ \text{V}$ 增加到 $75\ \text{V}$ , CFBG1上引入的微应变逐渐增加, 狭缝的中心波长逐渐从 $1544.664\ \text{nm}$ 漂移到 $1544.672\ \text{nm}$ , 并且狭缝的深度随着驱动电压 $V_{p1}$ 的增加而增加, 直到 $V_{p1}$ 增加到 $60\ \text{V}$ , 狭缝深度到达最大值 $4.581\ \text{dB}$ , CFBG1上狭缝的中心波长和深度随着驱动电压的变化曲线如图5(a)所示.

当在PZT2上加载驱动电压 $V_{p2}$ , 而PZT1上未加载驱动电压时, 测得的级联啁啾光栅的频谱如图4(b)所示. 图4(b)中CFBG2对应通带范围内的中心波长附近有狭缝产生, 而CFBG1对应通带范围内没有狭缝. 从图中可以看出, 随着PZT2上驱动电压 $V_{p2}$ 从 $5\ \text{V}$ 增加到 $75\ \text{V}$ , 狭缝的中心波长逐渐从 $1546.568\ \text{nm}$ 漂移到 $1546.584\ \text{nm}$ , 深度从 $0.788\ \text{dB}$ 增加到 $9.065\ \text{dB}$ , CFBG2上狭缝的中心波长和深度随着驱动电压的变化曲线如图5(b)所示.

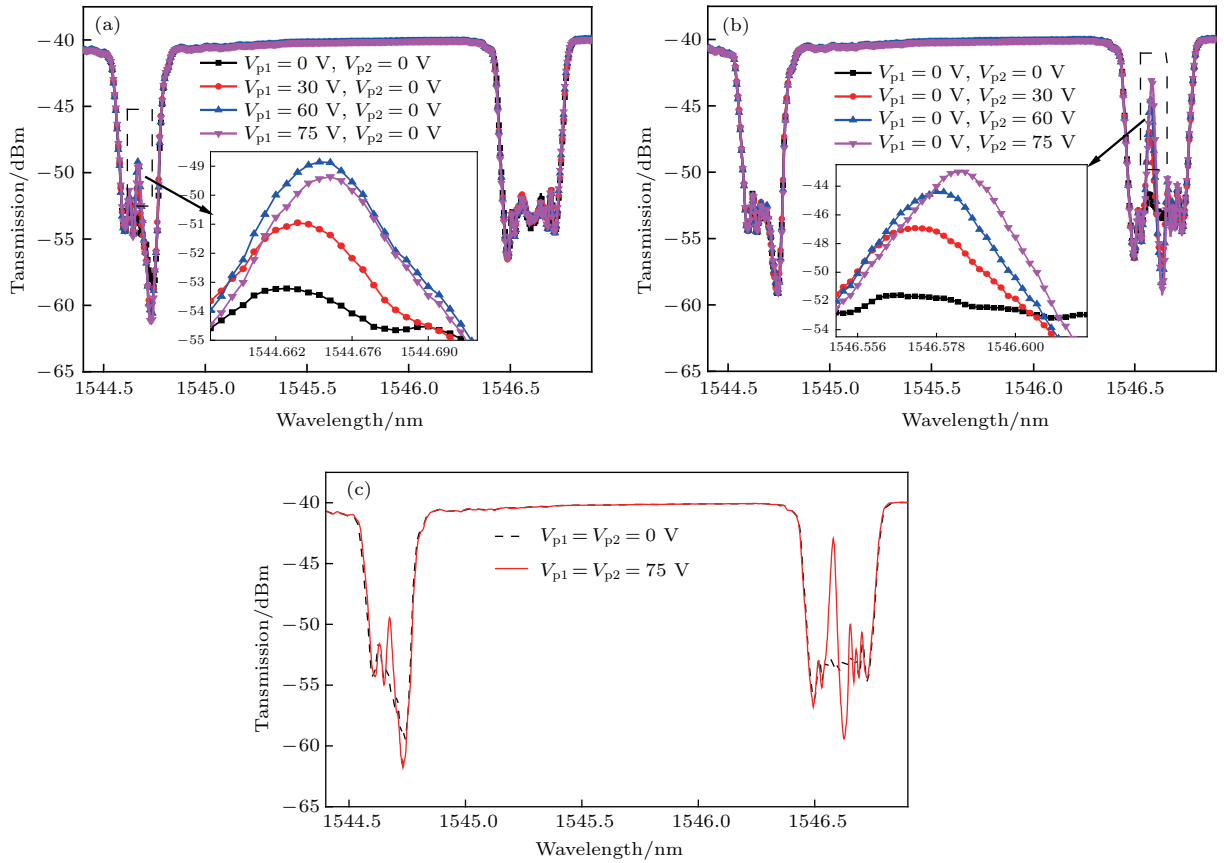


图4 啁啾光纤光栅 CFBG1 和 CFBG2 级联频谱 (a) CFBG1 上引入微应变; (b) CFBG2 上引入为微应变; (c) CFBG1 和 CFBG2 上同时引入惟一微应变  
 Fig. 4. Spectrum of cascaded CFBG1 and CFBG2: (a) strain in CFBG1; (b) strain in CFBG2; (c) strains in CFBG1 and CFBG2.

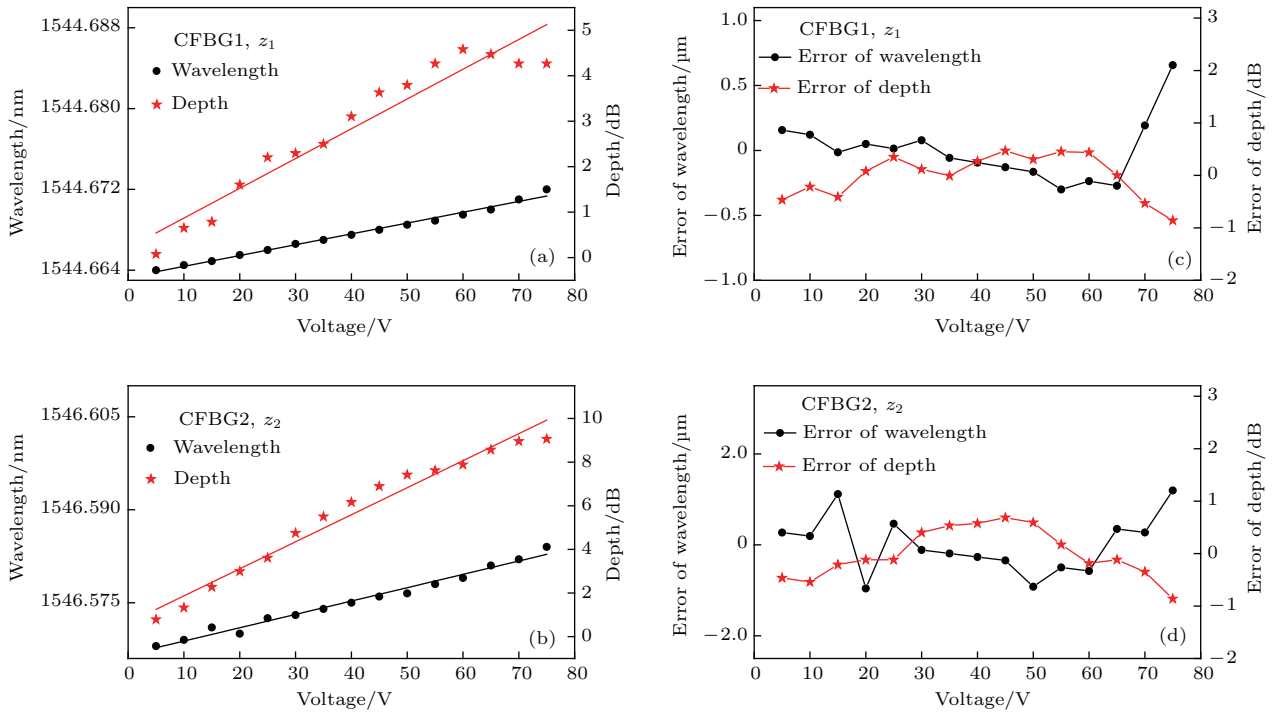


图5 驱动压电陶瓷片上的电压, CFBG1 上狭缝的中心波长和深度 (a) 及其对应的误差 (c), CFBG2 上狭缝的中心波长和深度 (b) 及其对应的误差 (d)  
 Fig. 5. Center wavelength and depth of peak (a) in CFBG1 and the error (c), center wavelength and depth (b) of peak in CFBG2 and the error (d), when the voltage applied on PZTs.



图 4(c) 是 PZT1 和 PZT2 上同时加载驱动电压时的级联啁啾光纤光栅的频谱, 从该图可以看出 CFBG1 和 CFBG2 通带范围内均出现狭缝, 且两个狭缝的中心波长和深度的变化规律, 与图 5 所示的 CFBG1 和 CFBG2 上单独引入微应变时狭缝的中心波长和深度的变化规律一致.

对图 5(a) 和图 5(b) 中的实验数据进行拟合, 发现 CFBG1 和 CFBG2 上的狭缝的中心波长和深度与驱动电压呈线性关系, 且 CFBG1 上狭缝的中心波长和深度拟合曲线的斜率分别为 0.0011 nm/V 和 0.0655 dB/V, CFBG2 上狭缝的中心波长和深度拟合曲线的斜率分别为 0.0022 nm/V 和 0.1239 dB/V. 根据图 5(a) 和图 5(b) 计算 CFBG1 和 CFBG2 上狭缝的中心波长和深度的误差, 如图 5(c) 和图 5(d) 所示, CFBG1 上狭缝的中心波长和深度的最大绝对误差为  $6.57 \times 10^{-4}$  nm 和 0.85 dB, CFBG2 上狭缝的中心波长和深度的最大绝对误差为  $1.2 \times 10^{-3}$  nm 和 0.86 dB.

假设压电陶瓷片 PZT 在电压的驱动下, 通过拉伸产生的应变与驱动电压的大小呈正比关系, 根据图 5(a) 和图 5(b) 给出的 CFBG1 和 CFBG2 上狭缝中心波长随 PZT 上驱动电压的变化曲线以及 PZT 的最大拉伸量  $11.2 \mu\text{m}$  进行计算, 由此可以得出, CFBG1 上引入微应变的应变灵敏度是  $0.08 \text{ pm}/\mu\text{e}$ , CFBG2 上引入微应变的应变灵敏度是  $0.19 \text{ pm}/\mu\text{e}$ .

为了验证级联啁啾光栅, 单个啁啾光栅引入多个微应变的情况, 将啁啾系数为  $0.019 \text{ nm}/\text{cm}$ 、长度为  $12.5 \text{ cm}$ 、中心波长为  $1544.899 \text{ nm}$ 、3-dB 带宽为  $0.34 \text{ nm}$ 、透射深度约为 20 dB 的啁啾光纤光栅 CFBG1 和啁啾系数为  $0.024 \text{ nm}/\text{cm}$ 、长度为  $12.5 \text{ cm}$ 、中心波长为  $1546.609 \text{ nm}$ 、3-dB 带宽为  $0.28 \text{ nm}$ 、透射深度约为 14 dB 的啁啾光纤光栅 CFBG2 级联, 两段啁啾光纤光栅之间的单模光纤长度为  $100 \text{ m}$ , 将 PZT1 和 PZT2 黏贴在 CFBG1 上  $z_1 = 4.12 \text{ cm}$ ,  $z_2 = 8.24 \text{ cm}$  处, 实验装置如图 6 所示.

该种情况下, 级联啁啾光栅频谱中的狭缝变化规律与上述在级联啁啾光栅上均引入微应变时的变化规律几乎一致. 当 PZT1 上加载驱动电压  $V_{p3}$  时, CFBG1 对应通带范围内的短波长区有狭缝产生, 测得的级联啁啾光栅的频谱如图 7(a)

所示, 而当 PZT2 上加载驱动电压  $V_{p4}$  时, CFBG1 对应通带范围内的长波长区有狭缝产生, 测得的级联啁啾光栅的频谱如图 7(b) 所示. 从图 7(a) 和图 7(b) 中可以看出, 随着驱动电压  $V_{p3}$  和  $V_{p4}$  从 5 V 增加到 75 V,  $z_1$  位置对应狭缝的中心波长逐渐从  $1544.79 \text{ nm}$  漂移到  $1544.804 \text{ nm}$ , 深度从 0.131 dB 增加到 7.443 dB, 而  $z_2$  位置对应狭缝的中心波长逐渐从  $1545.012 \text{ nm}$  漂移到  $1545.022 \text{ nm}$ , 深度从 0.289 dB 增加到 9.068 dB, CFBG1 上  $z_1$  和  $z_2$  位置对应狭缝的中心波长和深度随着驱动电压的变化曲线如图 8 所示. 图 7(c) 是 CFBG1 上  $z_1$  和  $z_2$  位置同时引入微应变时的级联啁啾光纤光栅的频谱, 从该图可以看出  $z_1$  和  $z_2$  位置同时引入微应变时, 对应狭缝的中心波长和深度的变化规律与单独引入微应变时对应狭缝的中心波长和深度变化规律一致.

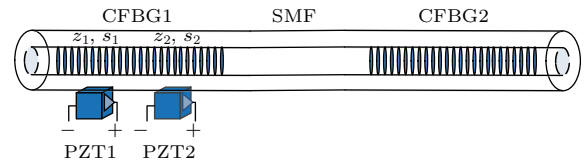


图 6 啁啾光纤光栅 CFBG1 和 CFBG2 级联, 且在 CFBG1 上引入两个微应变的结构  
Fig. 6. The structure of cascaded CFBG1 and CFBG2, and two strains induced in CFBG1.

对图 8(a) 和图 8(b) 中的实验数据进行拟合, 发现 CFBG1 上  $z_1$  和  $z_2$  位置处的狭缝的中心波长和深度与驱动电压呈线性关系, 且 CFBG1 上  $z_1$  位置狭缝的中心波长和深度拟合曲线的斜率分别为  $0.0002 \text{ nm}/\text{V}$  和  $0.1028 \text{ dB}/\text{V}$ , CFBG1 上  $z_2$  位置狭缝的中心波长和深度拟合曲线的斜率分别为  $0.0001 \text{ nm}/\text{V}$  和  $0.1353 \text{ dB}/\text{V}$  根据图 8(a) 和图 8(b) 计算 CFBG1 和 CFBG2 上狭缝的中心波长和深度的误差, 如图 8(c) 和图 8(d) 所示, CFBG1 上  $z_1$  位置对应狭缝的中心波长和深度的最大绝对误差为  $1.46 \times 10^{-3} \text{ nm}$  和 1.18 dB, CFBG1 上  $z_2$  位置对应狭缝的中心波长和深度的最大绝对误差为  $1.36 \times 10^{-3} \text{ nm}$  和 1.02 dB.

根据图 8(a) 和图 8(b) 给出的狭缝中心波长随驱动电压的变化曲线换算, CFBG1 上  $z_1$  位置处引入微应变的应变灵敏度为  $0.17 \text{ pm}/\mu\text{e}$ , CFBG1 上  $z_2$  位置处引入微应变的应变灵敏度为  $0.12 \text{ pm}/\mu\text{e}$ .

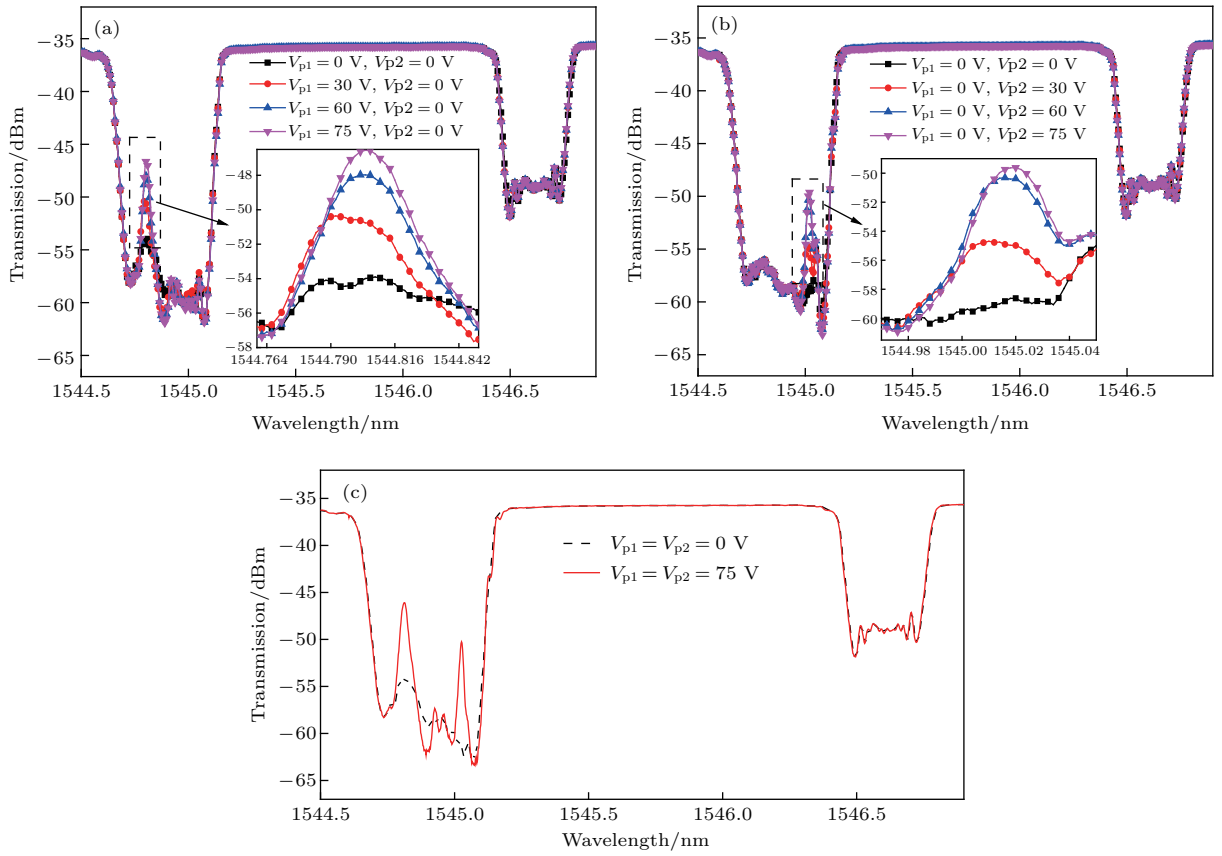


图7 啁啾光纤光栅CFBG1和CFBG2级联频谱 (a) CFBG1上 $z_1$ 位置引入微应变; (b) CFBG1上 $z_2$ 位置引入为微应变; (c) CFBG1上 $z_1$ 和 $z_2$ 位置同时引入惟一微应变  
 Fig. 7. Spectrum of cascaded CFBG1 and CFBG2: (a) Strain in  $z_1$  of CFBG1; (b) strain in  $z_2$  of CFBG1; (c) strains in  $z_1$  and  $z_2$  of CFBG1.

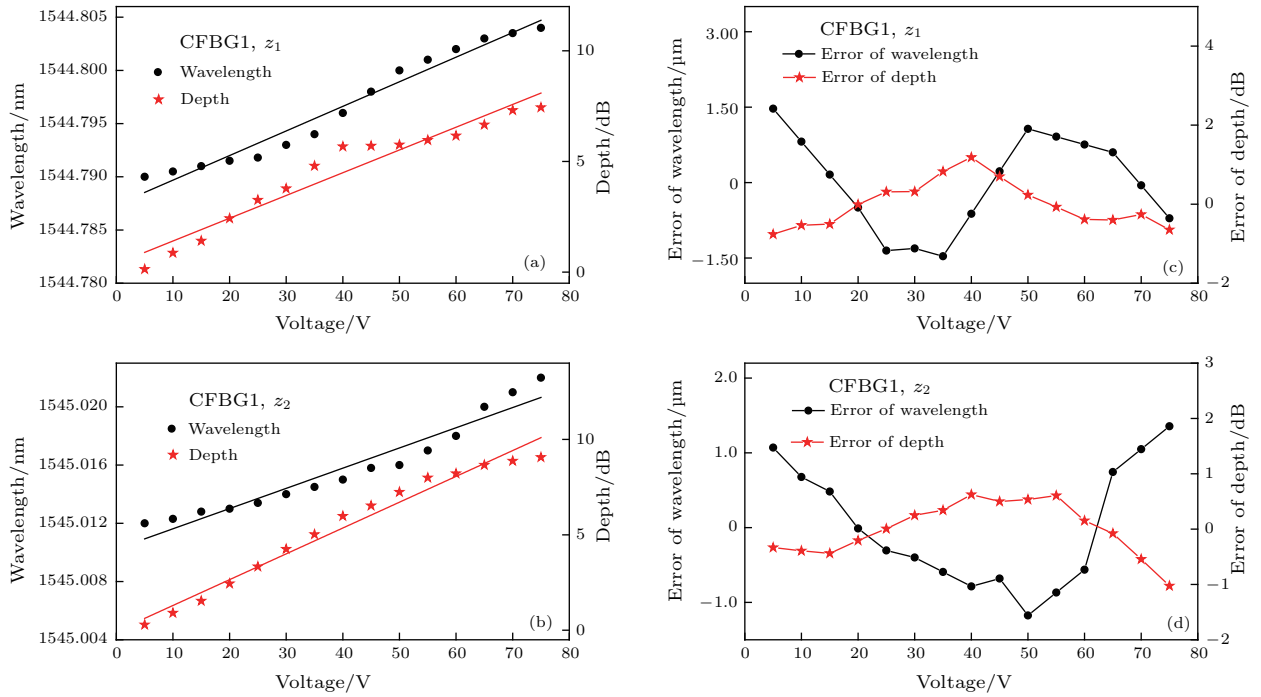


图8 驱动压电陶瓷片上的电压, CFBG1上 $z_1$ 位置对应狭缝的中心波长和深度 (a) 及其对应的误差 (c); CFBG1上 $z_2$ 位置对应狭缝的中心波长和深度 (b) 及其对应的误差 (d), 当电压施加在PZTs上  
 Fig. 8. Center wavelength and depth of peak (a) at position of  $z_1$  of CFBG1 and the error (c); center wavelength and depth of peak (b) at position of  $z_2$  of CFBG1 and the error (d), when the voltage applied on PZTs.

将此种情况下的得到的应变灵敏度和上述两个压电陶瓷片分别黏贴与两个啁啾光栅得到的应变灵敏度进行比较,发现同样的压电陶瓷片和驱动电压下,应变灵敏度存在差异,而造成这种差异的原因如下:一是在实验过程中由于手动误差,PZT并不是全部黏贴在啁啾光纤光栅上,二是PZT的拉伸应变与驱动电压并不是绝对的线性关系.

## 4 结 论

本文通过理论和实验验证,啁啾光纤光栅级联时,不同啁啾光纤光栅上的微应变之间以及同一个啁啾光栅上的不同微应变之间都是相互独立的,且在级联啁啾光纤光栅上的任意位置处引入为微应变,级联啁啾光栅频谱中均会出现与之对应的狭缝.狭缝的深度由应变量的大小决定,狭缝的中心波长由应变的位置和应变共同决定.因此,可以将级联啁啾光纤光栅应用于分布式应变与应变点定位,当在级联啁啾光栅频谱中观察到狭缝时,首先可以粗定位产生微应变的某段啁啾光纤光栅,然后根据狭缝的深度计算应变量的大小,并根据狭缝的深度和中心波长对微应变产生的位置,进行精确到微米量级的定位.实验成功验证了级联啁啾光纤光栅在分布式应变传感上的应用,获得的最大灵敏度为 $0.19 \text{ pm}/\mu\epsilon$ .

## 参考文献

- [1] Morey W W, Meltz G, Glenn W H 1989 *Proc. SPIE* **1169** 98
- [2] Patrick H J, Williams G M, Kersey A D, Pedrazzani J R, Vengsarkar A M 1996 *IEEE Photon. Tech. L.* **8** 1223
- [3] Liang W, Huang Y, Xu Y, Lee R K, Yariv A 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 151122
- [4] Guan B O, Tam H Y, Tao X M, Dong X Y 2000 *IEEE Photon. Tech. L.* **12** 675
- [5] Cai Z, Liu F, Guo T, Guan B O, Peng G D, Albert J 2015 *Opt. Express* **23** 20971
- [6] Chryssis A N, Lee S M, Lee S B, Saini S S, Dagenais M 2005 *IEEE Photon. Tech. L.* **17** 1253
- [7] Laudati A, Mennella F, Esposito M, Cusano A, Giordano M, Breglio G, Sorge S, Calisti T C, Torre A, D'Altrui G, Cutolo A 2007 *Proc. SPIE* **6619** 66191C
- [8] Fujihashi K, Aoki T, Okutsu M, Arai K, Komori T, Fujita H, Kurosawa Y, Fujinawa Y, Sasaki K 2007 *Symposium on Underwater Technology and Workshop on Scientific Use of Submarine Cables and Related Technologies IEEE* 349
- [9] Capoluongo P, Ambrosino C, Campopiano S, Cutolo A, Giordano M, Bovio I, Lecce L, Cusano A 2007 *Sensor Actuat. A: Phys.* **133** 415
- [10] Chan T H T, Yu L, Tam H Y, Ni Y Q, Liu S Y, Chung W H, Cheng L K 2006 *Eng. Struct.* **28** 648
- [11] Schulz W L, Conte J P, Udd E 2001 *Proc. SPIE* **4330** 56
- [12] Chen X, Painchaud Y, Ogusu K, Li H 2010 *J. Lightwave Technol.* **28** 2017
- [13] Xian L, Li H 2013 *J. Lightwave Technol.* **31** 1185
- [14] Wu L Y, Pei L, Liu L, Wang J S 2016 *Opt. Laser Technol.* **79** 15
- [15] Capmany J, Muriel M A, Sales S, Rubio J J, Pastor D 2003 *J. Lightwave Technol.* **21** 3125
- [16] Victor G M, Muriel M A, Capmany J 2005 *IEEE Photon. Tech. L.* **17** 2343
- [17] Ning T G, Fu Y J, Tan Z W, Liu Y, Pei L, Jian S S 2004 *Chin. J. Lasers* **31** 77 (in Chinese) [宁提纲, 傅永军, 谭中伟, 刘艳, 裴丽, 简水生 2004 中国激光 **31** 77]

SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# Phase shift chirped fiber Bragg grating based distributed strain and position sensing\*

Pei Li<sup>†</sup> Wu Liang-Ying Wang Jian-Shuai Li Jing Ning Ti-Gang

(Key Laboratory of All Optical Network and Advanced Telecommunication Network of EMC, Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

( Received 10 August 2016; revised manuscript received 28 October 2016 )

## Abstract

A corresponding peak appears on the transmission spectrum, when the micro-strain is induced in a chirped fiber Bragg grating (CFBG). The center wavelength of the peak is sensitive to the location and magnitude of the strain, thus, the CFBG can be used in distributed strain and strain-points precise position sensing. The depth and center wavelength of the peak are determined by the magnitude and location of the strain. The cascaded CFBGs under different center wavelengths can realize the distributed strain and strain-point precise positioning. Considering the fact that the depth and center wavelength of the peak are related to the magnitude and location of strain, a theoretical model is established with  $V-I$  transmission matrix formalism. Theoretically, cascaded CFBGs can realize accurately the positioning of micron-scale. Experimentally, two CFBGs are cascaded and a sensitivity of 0.19 pm/ $\mu\epsilon$  is obtained. The proposed precise position sensing can be applied to the fields of advanced manufacturing, precision machining, aerospace, railway-system, etc.

**Keywords:** precise position sensing, chirped phase shift fiber Bragg grating, strain

**PACS:** 07.07.Df, 42.79.Dj, 77.65.Ly

**DOI:** [10.7498/aps.66.070702](https://doi.org/10.7498/aps.66.070702)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61525501).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [lipei@bjtu.edu.cn](mailto:lipei@bjtu.edu.cn)



新型长周期光纤光栅的设计与研制进展

张伟刚 张严昕 耿鹏程 王标 李晓兰 王松 严铁毅

Recent progress in design and fabrication of novel long-period fiber grating

Zhang Wei-Gang Zhang Yan-Xin Geng Peng-Cheng Wang Biao Li Xiao-Lan Wang Song Yan Tie-Yi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 070704 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.070704

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070704>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于不同液晶填充光子晶体光纤传输特性的研究

Transmission characteristics of photonic crystal fibers based on filling different kinds of liquid crystals

物理学报.2015, 64(12): 120702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.120702>

分布式本征型法布里-珀罗传感器的研究

Research on distributed intrinsic Fabry-Perot sensors

物理学报.2015, 64(5): 050704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.050704>

基于悬浮式双芯多孔光纤的太赫兹偏振分离器

A THz polarization splitter made from suspended dual-core porous fiber

物理学报.2014, 63(11): 110706 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110706>

镀膜长周期光纤光栅的单峰宽带滤波特性

Broadband single-peak filtering characteristics of coated long-period fiber gratings

物理学报.2012, 61(20): 200702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.200702>

飞秒激光刻蚀非平行壁光纤微腔 Mach-Zehnder 干涉仪特性及其流体传感研究

Study on characteristics and fluid sensing of unparallel wall fiber micro-cavity Mach-Zehnder interferometer fabricated by femtosecond laser micromachining

物理学报.2012, 61(17): 170701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.170701>

专题: 光纤传感

## 新型长周期光纤光栅的设计与研制进展\*

张伟刚<sup>1)†</sup> 张严昕<sup>2)</sup> 耿鹏程<sup>3)</sup> 王标<sup>3)</sup> 李晓兰<sup>4)</sup> 王松<sup>1)</sup> 严铁毅<sup>1)</sup>

1)(南开大学现代光学研究所, 光学信息技术教育部重点实验室, 天津 300350)

2)(天津理工大学材料科学与工程学院, 天津 300384)

3)(中国电子科技集团公司第四十六研究所, 天津 300220)

4)(天津理工大学理学院, 天津 300384)

(2016年10月8日收到; 2016年12月8日收到修改稿)

长周期光纤光栅(long-period fiber grating, LPFG)是一种宽带的透射型无源光子器件,在光纤通信和光纤传感领域应用广泛.本文从折射率空间调制的角度,根据栅格周期长短、折射率调制深度和栅面法线取向三个特征参数,对LPFG进行了分类并分析了其不足,定义了新型长周期光纤光栅(novel long-period fiber grating, NLPFG)概念并指出了其研究意义;阐述了典型的LPFG写制新技术,建立了NLPFG模型和设计理论;提出了NLPFG正、反向设计流程,阐述了NLPFG典型设计方法;综述了近年来NLPFG的研制及典型应用,展望了NLPFG研究的发展趋势.

关键词: 光纤光栅, 长周期光纤光栅, 光栅设计, 光栅研制

PACS: 07.60.Vg, 07.60.Ly, 07.07.Df

DOI: 10.7498/aps.66.070704

## 1 引言

## 1.1 光纤光栅

光纤光栅(fiber grating, FG)是以光导纤维为基质的光栅. FG是利用材料特性(如光纤光敏性等)以及加工技术(如激光刻制、化学腐蚀、机械压制、特殊加工等)建立在光纤上的一种空间结构类似衍射光栅的无源光子器件,其特征为在光纤上形成折射率空间周期性调制分布,其作用在于改变或控制光波在该区域的传输行为和方式<sup>[1]</sup>.对FG的深入研究及其广泛应用,深刻地影响着光纤器件的设计及研制,并极大地提升了光纤通信、光纤传感等系统的功能,使得长距离低损耗传输、多参量分布式传感以及网络实时动态调控成为可能,有效地拓宽了光纤技术的应用范围.

## 1.2 长周期光纤光栅

## 1.2.1 基本概念

长周期光纤光栅(long-period fiber grating, LPFG)是FG家族中的一个重要成员,其栅格周期一般为几十到几百微米,是一种透射型FG. LPFG并非将某个波长的光波进行反射,而是耦合到包层加以损耗,具有插入损耗低、带宽较宽、易制作、可集成等特点,是一种优异的波长选择器和损耗器件,可用于光纤放大器(fiber amplifier, FA)增益平坦和光纤系统的传感测量等<sup>[2,3]</sup>.

## 1.2.2 特征参数

栅格周期的长短、折射率调制深度和栅面法线取向是影响LPFG光学性质的三个重要特征参数.根据这三个特征参数的不同变化,LPFG可分为均匀型LPFG(uniform long-period fiber

\* 国家自然科学基金(批准号: 11274181, 10974100, 61405179)、高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20120031110033)、天津市自然科学基金重点基金(批准号: 15JJCZDJC39800)和校企产学研横向项目(批准号: C201605013)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangwg@nankai.edu.cn

grating, U-LPFG) 和非均匀型 LPFG (nonuniform long-period fiber grating, NU-LPFG) [4]. U-LPFG 是指栅格周期沿光纤轴向均匀、折射率调制深度为常数且栅面法线取向不变(三者无一发生改变)的一类 LPFG, 如常规 LPFG (general long-period fiber grating, GLPFG)、倾斜 LPFG (titled long-period fiber grating, TLPFG) 以及栅格周期达毫米级的超长 LPFG (ultra long-period fiber grating, ULPFG) [5,6]; 而 NU-LPFG 则是指上述三个特征参数至少有一发生改变的一类 LPFG, 如啁啾 LPFG (chirp long-period fiber grating, CLPFG)、螺旋 LPFG (helix long-period fiber grating, HLPFG)、相移 LPFG (phase-shifted long-period fiber grating, PS-LPFG)、扇形 LPFG (sector-shaped long-period fiber grating, SLPFG) [7-10] 等.

### 1.2.3 成就与不足

自从 1995 年 Vengsarkar 等 [11] 利用紫外曝光法成功写出 LPFG 以来, 科研工作者们在 LPFG 的模型构建、理论分析、结构设计、技术实现、应用探索等方面, 已经取得了诸多令人赞叹的成就 [12-16]. 其中, 具有代表性的工作包括 1998 年 Davis 等的 CO<sub>2</sub> 激光逐点写制技术 [17]、2001 年 Lin 等的周期性机械压制技术 [18]、2006 年 Miao 等声致成栅技术 [19]、2007 年 Bock 等的电弧放电技术 [20]、2013 年 Cui 等的非对称成栅技术 [21] 以及 2015 年 Zhou 的扇形光栅写制技术 [22] 等.

相对而言, U-LPFG 的发展较为成熟, 应用也较为广泛(如 GLPFG, TLPFG, ULPFG 等). 然而, LPFG 亦存在一些固有缺陷(如尺寸较大、无反射峰、带宽较宽、单面曝光偏振相关损耗较高等), 使得这类光栅的潜力尚未充分发挥, 其工程应用亦受到限制.

## 1.3 新型长周期光纤光栅

### 1.3.1 NLPFG 的定义

近些年来, 随着光纤控制技术的成熟和激光微加工技术的快速发展, 以 GLPFG 为基础, 在结构设计及性能探索方面不断创新, 许多具有新颖结构和优异性能的 LPFG 不断出现, 极大地丰富了 FG 的研究范畴, 进一步拓展了其应用领域 [23]. LPFG 属于可变参量较多的带阻型光纤滤波器, 并因其易受外界影响而具有多参数传感的价值. 对此, 需根

据 LPFG 的结构和光谱特性扬长避短, 探索新方法并开发新技术, 研制能够满足工程应用需求的新型 LPFG (novel long-period fiber grating, NLPFG).

目前, 有关 NLPFG 尚无明确定义. 我们根据 LPFG 研究现状, 按照“结构决定性质、性质决定应用”的科研思路, 将 NLPFG 定义为: 在 GLPFG 的基础上, 从成栅机理、栅格结构、制作材料、加工技术、应用性能等方面, 通过注入新的因素而实现的具有新结构和新特性的 LPFG [24].

### 1.3.2 NLPFG 研究的意义

研究 NLPFG 的意义在于: 克服上述 LPFG 在结构、性能及应用方面的不足, 改善并挖掘其真正可用之特性并实用化. 研究方法是通过对栅格周期长短、折射率调制深度和栅面法线取向三个特征参量的合理设计和调配, 研制出结构新颖、性能优异并可工程化应用的 NLPFG 器件 [25]. 同时, NLPFG 的折射率调制不局限于单一维度, 传输损耗亦有所降低, 其丰富的空间结构和灵巧的实现方式, 为调控光波传输、耦合、变换及应用于光纤通信和光纤传感系统提供了广阔的创新空间和功能的实现可能 [26].

## 2 长周期光纤光栅写制新技术

目前, LPFG 写制技术可分为三类, 即全息相干技术 (holographic coherent technology, HCT)、掩模写制技术 (mask writing technology, MWT) 和逐点写制技术 (per point writing technology, PPWT) [27]. 其中, HCT 只适用于在光敏光纤上成栅, MWT 因每块掩模板的周期固定而缺乏灵活性. 与前二者相比, PPWT 则因无需掩模板和光纤增敏而具有较强的适应性, 特别是其应用的飞秒激光、二氧化碳 (CO<sub>2</sub>) 激光技术近年来不断进步和成熟, 使其广受欢迎.

探索并开发 LPFG 写制新技术, 目的在于制作结构丰富、类型多样、性能优异、应用所需的 NLPFG. 为此, 可将现有的成栅技术进行组合并改进, 通过衍生、交叉、组合而加以实现. 同时, 光源性质、写制装置以及光纤材料等因素, 也会对 NLPFG 写制产生重要影响. 以下是经我们归纳、提炼且具有鲜明特色的 LPFG 写制新技术.

### 2.1 多次曝光技术

多次曝光技术是指对光纤写制区域进行多次曝光, 以实现特殊需求的光栅制作技术. 该技术一般以二次曝光为主, 适用于制作均匀及非均匀的NLPG. 图1为多次曝光技术原理图. 其中, 图1(a)为掩模板二次扫描装置[28], 可调控扫描速度并实现均匀与非均匀曝光, 并对LPFG透射光谱整形; 图1(b)为采用 $\pm 180^\circ$ 双面曝光[29]以及互为 $120^\circ$ 三面激光曝光成栅的示意图[30,31], 这种技术有效地降低了偏振相关损耗, 可适应对偏振敏感的光纤通信和传感系统应用要求.

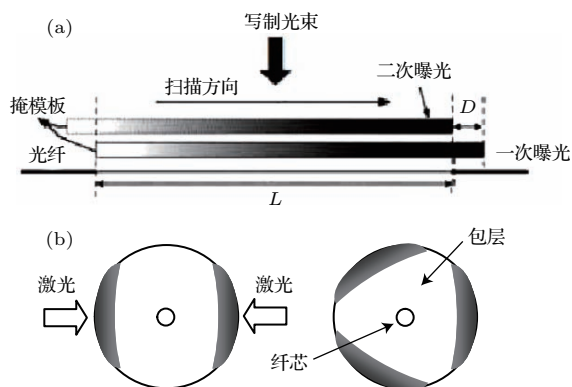


图1 多次曝光技术原理图 (a) 掩模板二次扫描装置; (b) 双面及三面激光曝光  
Fig. 1. Principle of multi-exposure technique: (a) Mask twice scanning device; (b) double and triple surface laser exposure.

### 2.2 变迹曝光技术

变迹曝光技术是指通过控制激光的输出功率以及曝光区域(纤芯或包层)的扫描方式, 实现对写制区域折射率分布的包络改变技术. 该技术适用于制作非均匀的NLPG, 但曝光光束的输出功率及扫描速率需精确调控. 图2为变迹曝光技术原理图, 其中, 图2(a)为相位掩模直线变迹曝光装置[32], 采用控制激光输出功率、相位模板变速扫描、点-点扫描等方法, 可以实现LPFG纤芯或包层折射率分布的调控; 图2(b)为CO<sub>2</sub>激光非对称双侧变迹曝光示意图[33], 采用这种技术可以对光栅的光谱进行调整与控制, 从而获得具有特殊通信或传感性能的NLPG.

### 2.3 外场作用技术

外场作用技术是指在光纤曝光的同时对其施加外场作用(如应力致拉伸或压缩、压力致形变或弯曲、力矩致扭曲或缠绕、温度致膨胀或收缩等),

实现对纤芯或包层折射率分布的周期性调控技术. 该技术适用于各种类型的光纤(如单模光纤、多模

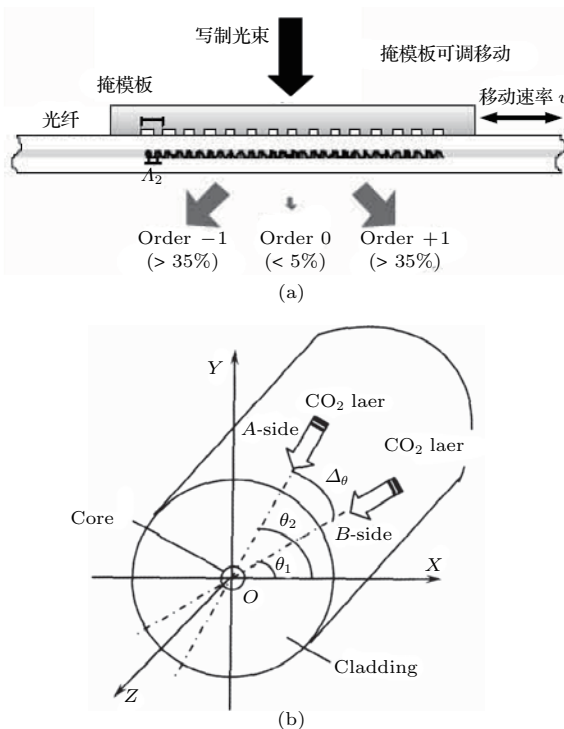


图2 变迹曝光技术原理图 (a) 相位掩模直线变迹曝光装置; (b) 非对称双侧变迹曝光  
Fig. 2. Principle of apodized exposure technique: (a) Phase mask linear apodized exposure device; (b) asymmetrical bilateral apodized exposure.

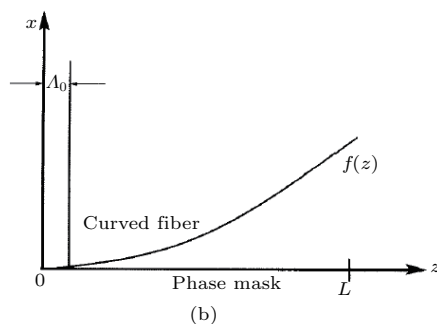
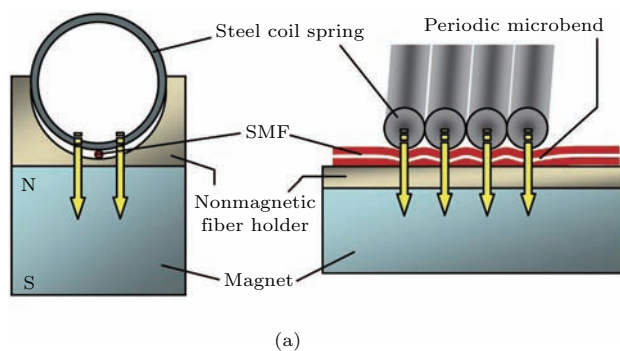


图3 外场作用技术原理图 (a) 磁场作用形成光纤微弯; (b) 弯曲光纤与相位掩模板几何关系  
Fig. 3. Principle of outfield action technique: (a) Magnetic field action leads to fiber micro bending; (b) geometrical relationship between curved fiber and phase mask.



光纤、锥形光纤、微结构光纤等), 可用于写制双波长、多波长均匀光纤光栅以及啁啾型、螺旋型等非均匀光纤光栅, 但外场的施加方式与强弱分布需精确调控. 图 3 为外场作用技术原理图, 其中, 图 3(a) 为 Sakata 等 [34] 利用磁铁对光纤周期性微弯形成 LPFG; 图 3(b) 为弯曲光纤与相位掩模板的几何关系 [35]. 通过弯曲或扭转光纤产生轴向或扭转应变, 利用掩模板或者高频脉冲激光逐点扫描光纤, 可实现具有特殊性能的 NLPFG 写制 [36].

### 2.4 涂覆填充技术

涂覆填充技术是指采用金属或者特殊介质对光纤的表面或内部进行周期性的涂覆或者填充处理, 对纤芯或包层折射率分布进行灵活控制而形成光栅的技术. 对于涂覆材料以及填充介质的选择, 则需根据 FG 的结构和性质来决定. 图 4 为涂敷填充技术原理图, 其中, 图 4(a) 为 Luís 等 [37] 制作的表面金属镀膜 LPFG, 它可以有效调控光栅的谐振波长及耦合特性; 图 4(b) 为 Lee 等 [38] 在空芯光纤填充单体聚合物 NOA65, 通过高压泵将紫外敏感材料注入空芯光纤, 再利用掩模板对其紫进行外曝光形成的 LPFG.

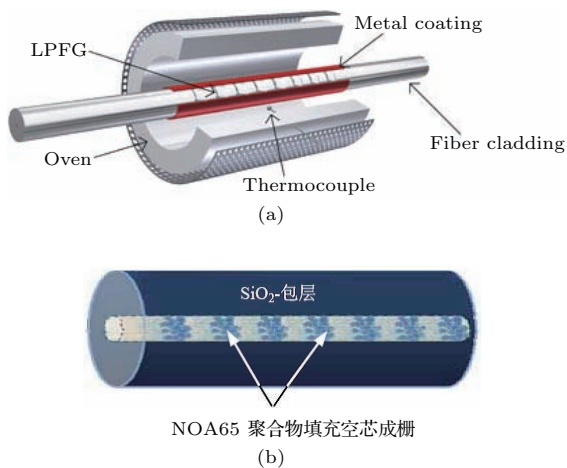


图 4 涂敷填充技术原理图 (a) LPFG 表面金属镀膜; (b) 空芯光纤填充介质曝光成栅

Fig. 4. Principle of coating and filling technique: (a) Metal coating of LPFG surface; (b) exposure in medium filled hollow core fiber to form LPFG.

### 2.5 腐蚀拉伸技术

腐蚀拉伸技术是指采用化学腐蚀的方法对光纤进行处理, 使其产生具有周期性的凹陷或形变, 从而改变光纤的折射率分布并在应力作用下形成

光栅的技术. 通过控制光纤腐蚀时间和区域, 以及对光纤轴向施加不同的应力作用, 可以调控 LPFG 的结构、机械强度和敏感特性. 图 5 为 Cui 等 [21] 利用该技术写制的波状 LPFG 原理及 LPFG 显微图. 其中, 利用 CO<sub>2</sub> 激光或者飞秒激光对光纤涂覆层横向扫描, 刻制出间距相等仅至包层表面的划痕; 将光纤划痕部分浸入腐蚀溶液 (如 HF 等) 形成较平滑的周期性微锥区域, 对腐蚀后的光纤施加轴向应力形成 LPFG.

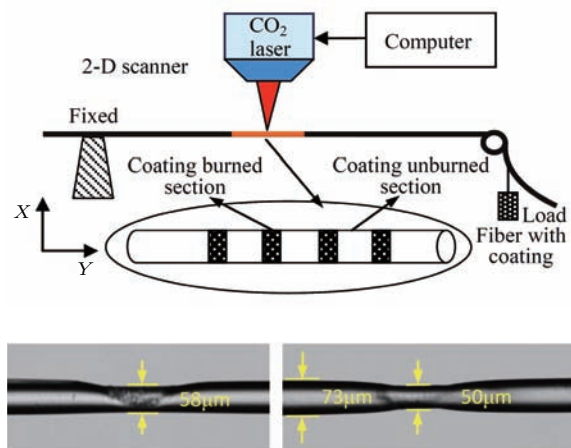


图 5 光刻腐蚀拉伸形成 LPFG 技术原理及光栅扫描电镜照片

Fig. 5. Principle and SEM micrographs of lithography etching strain technique to form LPFG.

### 2.6 切纤熔接技术

切纤熔接技术是指仅用精密切割方法将光纤进行微米级长度切割后, 再利用光纤熔接机精密轴向错位熔接或者轴向准直过熔焊接, 从而形成结构型光栅的技术. 该技术操作简便, 成栅效率高, 仅有几个周期的熔接结构即可出现光栅效应, 属于折射率强调制结构. 这是一种独特的光栅制作技术, 其优点是不需要激光刻制, 目前有错位型、过熔型两种制作技术, 图 6 为 Bai 等 [3,39] 利用该技术制作的错位型、过熔型 LPFG 制作原理示意图.

### 2.7 多维调制技术

多维调制技术是指利用激光技术对光纤的纤芯及包层折射率进行调制, 以形成二维或三维空间光栅的技术. 这是一种极具发展前途的光栅写制技术, 具有结构调制灵活、性能优化可控等优点. 图 7 为 Zhong 等 [40], Geng [41]、朱涛 [42] 及 Gao 等 [43] 利用 CO<sub>2</sub> 激光写制空间 LPFG 原理图.

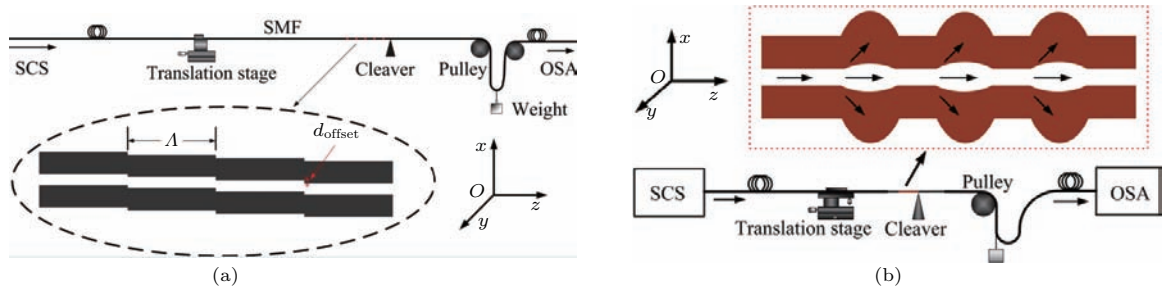


图6 切纤熔接技术制作 LPFG 技术原理 (a) 错位型 LPFG; (b) 过熔型 LPFG

Fig. 6. Principle of fiber incised and welded technique to form LPFG: (a) Mismatching LPFG; (b) over-melting LPFG.

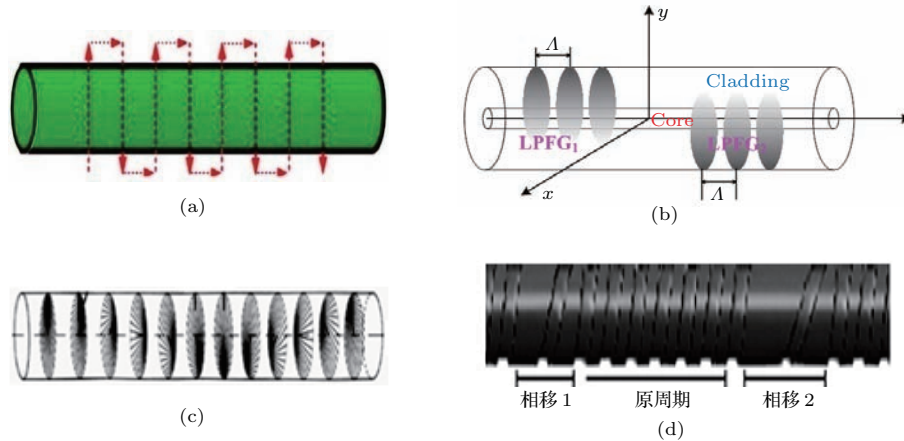


图7 多维调制技术制作 LPFG 技术原理 (a) 二维扫描调制结构; (b) 双侧交错写制结构; (c) 旋转变折调制结构; (d) 三维螺旋线写制结构

Fig. 7. Principle of multi-dimensional modulation technique to form LPFG: (a) Two-dimensional scanning modulated structure; (b) double-side stagger written structure; (c) rotary refractive index modulation structure; (d) three-dimensional helix curve written structure.

在上述光栅写制技术的基础上, 辅以打孔、刻腔、过熔、拉锥、涂覆、填充、腐蚀、封装等多种技术组合方式, 能够制作诸如嵌套型、并置型、交叉型、级联型等各类 NLPGF.

### 3 新型长周期光纤光栅设计

#### 3.1 NLPGF 模型构建

图8为我们提出的 NLPGF 模型示意图, 该模型将成栅范围由传统的局限于纤芯区域拓展至纤芯和包层的共同区域. 其中,  $\theta$  为栅面与  $z$  的夹角, 即波矢  $\mathbf{K}$  在  $xOz$  平面内的投影与光纤  $z$  轴的夹角, 即倾斜角 ( $0^\circ < \theta < 90^\circ$ );  $\varphi$  为栅面短轴与  $y$  轴的夹角, 即方位角 ( $0^\circ < \varphi < 90^\circ$ ); 折射率调制深度由区域颜色深浅表示. 当  $\theta = \varphi = 0^\circ$  时, 模型对应于一维 LPFG, 即“线型 LPFG”; 当  $\theta = 0^\circ$  而  $\varphi \neq 0^\circ$  或  $\theta \neq 0^\circ$  而  $\varphi = 0^\circ$  时, 对应于二维 LPFG, 即“平面 LPFG”; 当  $\theta \neq 0^\circ$  且  $\varphi \neq 0^\circ$  时, 对应于三维 LPFG,

即“空间 LPFG”.

进一步研究图8可知, 光纤折射率调制效果随倾斜角  $\theta$ 、方位角  $\varphi$ 、栅格周期  $\Lambda$  的不同而改变, 使 NLPGF 呈现对称或非对称分布. 于是, 改变  $\theta$ ,  $\varphi$ ,  $\Lambda$  的大小及均匀性, 可望设计结构新颖、性能优异的 NLPGF, 从而能够灵活控制纤芯中不同波长的光波以不同角度耦合到包层之中.

#### 3.2 NLPGF 设计理论

依据上述 NLPGF 模型, 可以建立 NLPGF 设计理论. 首先, 根据 NLPGF 对空间折射率调制的要求, 将纤芯折射率调制拓展至包层和纤芯全部区域; 其次, 探索并建立倾斜角  $\theta$  和方位角  $\varphi$  与包层模耦合系数的关系式; 进而, 分析仅由倾斜角  $\theta$  和方位角  $\varphi$  引起的包层折射率倾斜调制分布对包层模耦合系数的影响; 最后, 将耦合系数代入耦合模方程, 求解耦合模方程并对光栅光谱特性进行分析, 实现 NLPGF 构建.

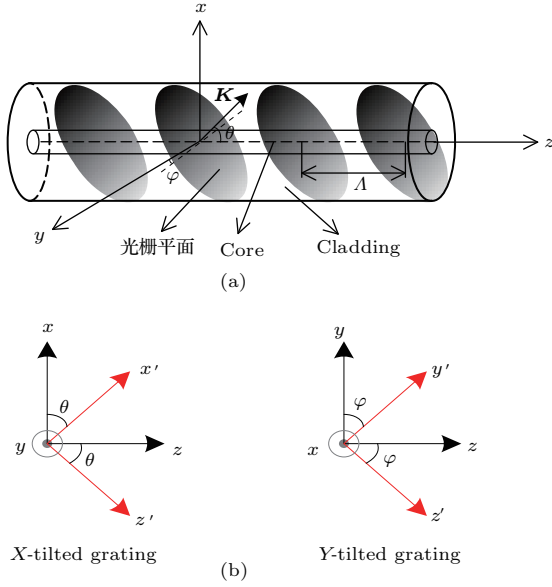


图8 NLPFG模型及坐标示意图 (a) 折射率空间调制; (b) 坐标示意图

Fig. 8. Diagram of NLPFG's model and coordinates: (a) Refractive index spatial modulation; (b) diagram of coordinates.

NLPFG中纤芯和包层的折射率多维调制分布函数可表示为

$$\begin{aligned} \Delta n(\theta, \varphi, z') &= \Delta n_{\text{co}} + \Delta n_{\text{cl}} \\ &= n_{\text{co}} \frac{\Delta \sigma_{\text{co}}(z')}{\cos \theta \cos \varphi} \left[ 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{\Lambda} z' \right) \right] \\ &\quad + n_{\text{cl}} \frac{\Delta \sigma_{\text{cl}}(z')}{\cos \theta \cos \varphi} \left[ 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{\Lambda} z' \right) \right], \quad (1) \end{aligned}$$

式中,  $\Delta n_{\text{co}}$  为纤芯所受折射率改变,  $\Delta n_{\text{cl}}$  为包层所受折射率改变;  $\sigma_{\text{co}}(z')$  与  $\sigma_{\text{cl}}(z')$  分别对应于纤芯和包层折射率调制的慢变包络,  $z'$  表示沿栅面波矢方向建立的新坐标系,  $z' = z/(\cos \theta \sin \varphi)$ .

考虑到激光单侧曝光及倾斜折射率调制特点, NLPFG中纤芯基模、包层模式的自耦合系数  $K_{01-01}^{\text{co-co}}$  及二者交叉耦合系数  $K_{01-lv}^{\text{co-cl}}$  可分别表示为

$$\begin{aligned} K_{01-01}^{\text{co-co}} &= (\omega \varepsilon_0 n_1 \Delta n_{\text{co}} / 2) \int_0^\pi d\varphi \times \int_{a_1}^{a_2} r dr \\ &\quad \times \mathbf{E}_{01}(r) \mathbf{E}_{01}^*(r), \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K_{01-lv}^{\text{co-cl}} &= (\omega \varepsilon_0 n_2 \Delta n_{\text{cl}} / 2) \int_0^\pi d\varphi \times \int_{a_1}^{a_2} r dr \\ &\quad \times \exp \left( i \frac{2\pi}{\Lambda} r \cos \varphi \tan \theta \right) \\ &\quad \times \mathbf{E}_{lv}(r, \varphi) \cdot \mathbf{E}_{01}^*(r), \quad (3) \end{aligned}$$

式中,  $\Delta n_{\text{co}}$  为纤芯所受折射率扰动,  $\omega$  为光波的圆频率,  $\varepsilon_0$  为真空中的介电常数,  $0-\pi$  为角向积分区间,  $a_1-a_2$  为径向积分区间。

### 3.3 NLPFG设计流程

对于NLPFG的结构设计,可采用正向设计与反向设计相结合的方法进行,主要步骤和流程如下所述。

#### 3.3.1 NLPFG正向设计

正向设计的要点是:根据上述建立的NLPFG模型及设计理论,从给定的参数出发,设计具有纤芯和包层折射率多维调制结构的光栅;根据光栅功能需要并基于纤芯和包层折射率调制的差异性、局域性以及非对称等因素,在选定类型的光纤(如保偏型、微结构型等)纤芯和包层上进行均匀及非均匀光栅设计。图9为我们提出并设计的典型NLPFG结构,分析表明它们均具有一些新奇的光谱特性。

#### 3.3.2 NLPFG反向设计

反向设计的要点是:根据预期的光栅功能或特定的光谱波形,重构LPPFG的长度、周期、折射率调制深度等参数,以实现在选定类型的光纤(如保偏型、微结构型等)纤芯和包层上进行均匀及非均匀光栅设计。图10为我们构建的一种NLPFG反向设计流程。

将正向设计与反向设计结合,我们称之为正反结合设计,它可以为实现具有特定功能的新型光纤光子器件的设计提供新的研究思路 and 有效方法。

### 3.4 典型设计方法

在设计NLPFG时,需要考虑光栅的几何结构、制作材料、涂覆介质以及写制技术、应用需求等诸多因素<sup>[25]</sup>。在参考国内外同行研究的基础上,我们结合本课题组的研究成果进行归纳和提炼,创设出多种NLPFG设计方法。下面简介其中几种典型的设计方法。

#### 3.4.1 几何结构改变法

几何结构改变法是指通过改变原有光栅空间结构或者拓扑形状的方式,以获得结构新颖、功能优异的NLPFG的设计方法。该法主要包括四种典型的方式,即栅格周期改变法(周期线性或非线性增大或减少)、折射率调变法(均匀或非均匀调制)、栅面位置改变法(栅面一致倾斜或扇形倾斜)和光栅断续连接法(均匀间断或非均匀间断),其典型示例如图11所示<sup>[44,45,10,46]</sup>。



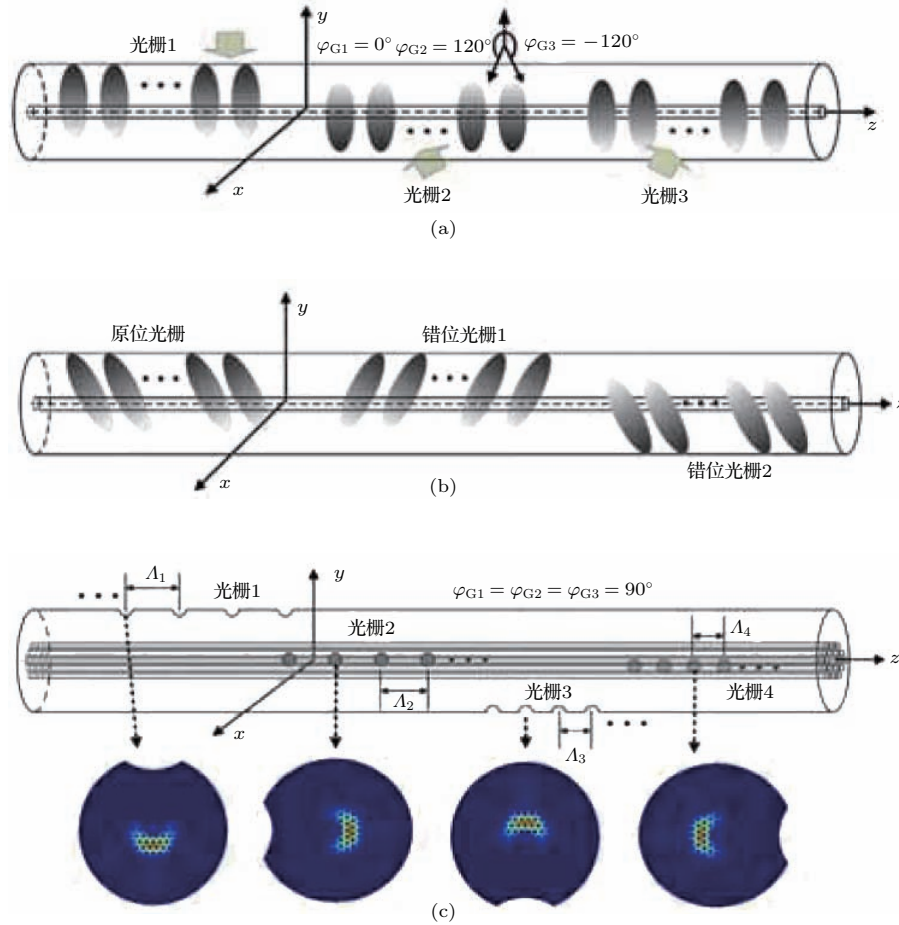


图9 几种典型的NLPFG结构及其模场图 (a)非对称错位光栅; (b)非对称倾斜光栅; (c)微结构空间正交光栅及模场图  
 Fig. 9. Structure and mode field figure of several typical NLPFGs: (a) Asymmetrical mismatched grating; (b) asymmetrical titled grating; (c) micro-structure spatial perpendicular grating and its mode field diagram.

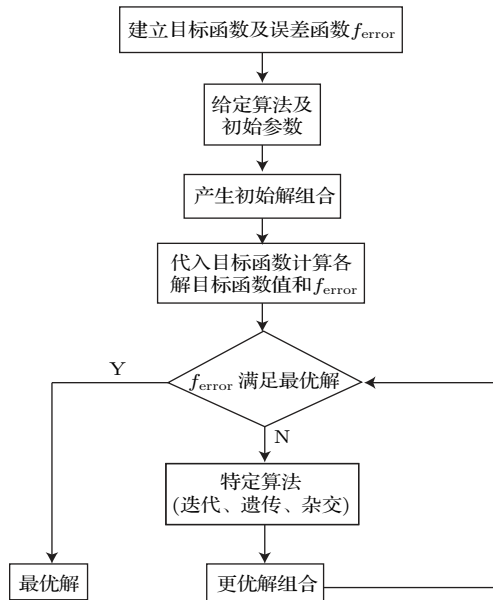


图10 NLPFG反向设计流程图

Fig. 10. Process of inverse design for NLPFG.

### 3.4.2 制作材料调换法

制作材料调换法是指通过对原有光栅制作材料进行部分或全部调换的方式, 以获得结构新颖、功能优异的NLPFG的设计方法. 该法主要包括三种典型的方式, 即材料完全调换法(如以聚合物替换玻璃拉制光纤等)、材料部分调换法(如填充、涂敷增敏材料等)、制作材料拼接法(如异类光纤拼接等), 其典型示例如图12所示<sup>[47,48]</sup>.

### 3.4.3 介质涂覆嵌入法

介质涂覆嵌入法是指通过将特殊介质(液体或固体)在光栅表面涂覆或者内部嵌入等方式, 以获得结构新颖、功能优异的NLPFG的设计方法. 该法主要包括三种典型的方式, 即介质表面涂覆法、介质内部嵌入法、端面选择处理法, 其典型示例如图13所示<sup>[49,50,51]</sup>.

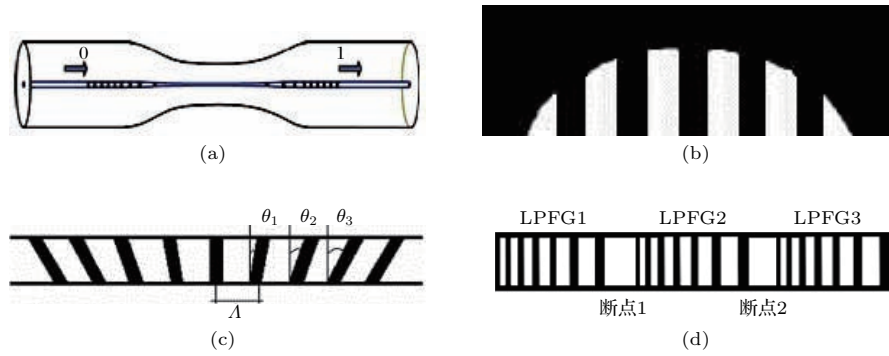


图 11 几何结构改变法设计 NLPFG 典型示例 (a) 栅格周期渐变; (b) 折射率弧形调制; (c) 栅面逐渐倾斜; (d) 多光栅啁啾级联  
 Fig. 11. Typical examples of designing NLPFG with geometrical structure changed method: (a) Gradual changed grating period; (b) arc-modulated refractive index; (c) gradual tilted grating plane; (d) chirp-cascaded multiple grating.

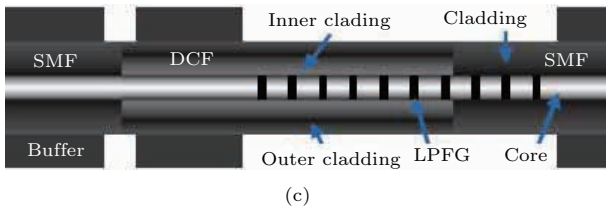
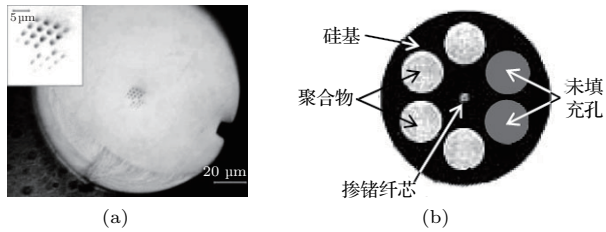


图 12 制作材料调换法设计 NLPFG 典型示例 (a) 聚合物光纤; (b) 介质定位填充; (c) 异类光纤拼接  
 Fig. 12. Typical examples of designing NLPFG with materials changed method: (a) Polymer fiber; (b) medium located filling; (c) disparate fibers splicing.

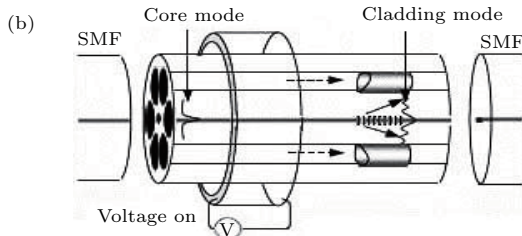
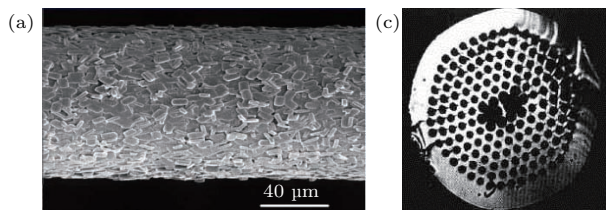


图 13 介质涂敷嵌入法设计 NLPFG 典型示例 (a) 纳米膜表面涂敷; (b) 介质内部嵌入; (c) 端面腐蚀处理  
 Fig. 13. Typical examples of designing NLPFG with medium coated and embedded method: (a) Nano film surface coating; (b) internal medium embedding; (c) end face corroding process.

## 4 新型长周期光纤光栅研制及应用

设计并研制 NLPFG 的目的, 在于获得可用的性能并有效地加以应用. 以下是几种典型的 NLPFG 研制及应用实例.

### 4.1 偏芯型 LPFG 器件

偏芯型 LPFG 器件是指在偏芯光纤中写入 LPFG 并制作的光子器件. Guan 等<sup>[52]</sup> 利用高频 CO<sub>2</sub> 激光技术在一种大空孔偏芯光纤上写入 LPFG 并制成器件, 其成栅原理、透射光谱以及折射率感测应用如图 14 所示.

### 4.2 多芯型 LPFG 器件

多芯型 LPFG 器件是指在双芯、三芯及以上的光纤中写入 LPFG 并制作的光子器件. Wang 等<sup>[53]</sup> 利用高频 CO<sub>2</sub> 激光技术在一种双芯光纤上写入双芯型 LPFG 并制成器件, Safari 等<sup>[54]</sup> 利用紫外曝光技术在由 120 个单模芯组成的多芯光纤上写入多芯型 LPFG 并制成器件, 它们的成栅原理、透射光谱以及弯曲矢量感测应用如图 15 和图 16 所示.

### 4.3 少模型 LPFG 器件

少模 LPFG 器件是指在少模光纤中写入 LPFG 并制作的光子器件. Wang 等<sup>[55]</sup> 利用高频 CO<sub>2</sub> 激光技术在一种能够容纳 4 个低阶模 (LP<sub>01</sub>, LP<sub>11</sub>, LP<sub>21</sub>, LP<sub>02</sub>) 的光纤上写入少模型 LPFG 并制成器件, 其成栅原理、透射光谱以及温度、轴向应力感测应用如图 17 所示.



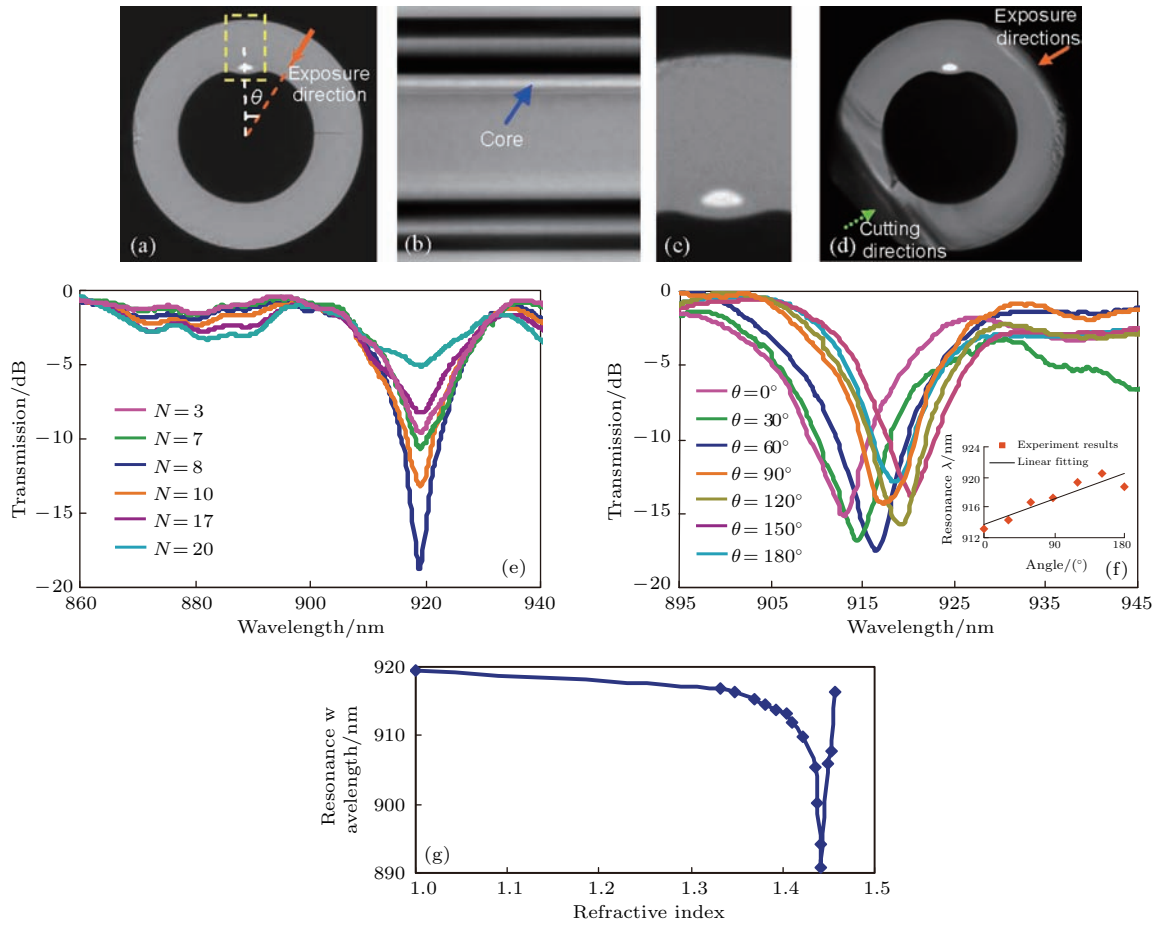


图 14 偏芯型 LPFG 器件的研制及折射率感测应用 (a) 光纤横截面; (b) 光纤侧面; (c) 纤芯; (d) CO<sub>2</sub> 激光写栅; (e) 扫描周期不同; (f) 扫描方向不同; (g) 折射率感测

Fig. 14. Developing and refractive index sensing application of excentric core LPFG device: (a) Cross-section of fiber; (b) side-section of fiber; (c) fiber core; (d) grating written by CO<sub>2</sub> laser; (e) different scanning period; (f) different scanning direction; (g) refractive index sensing.

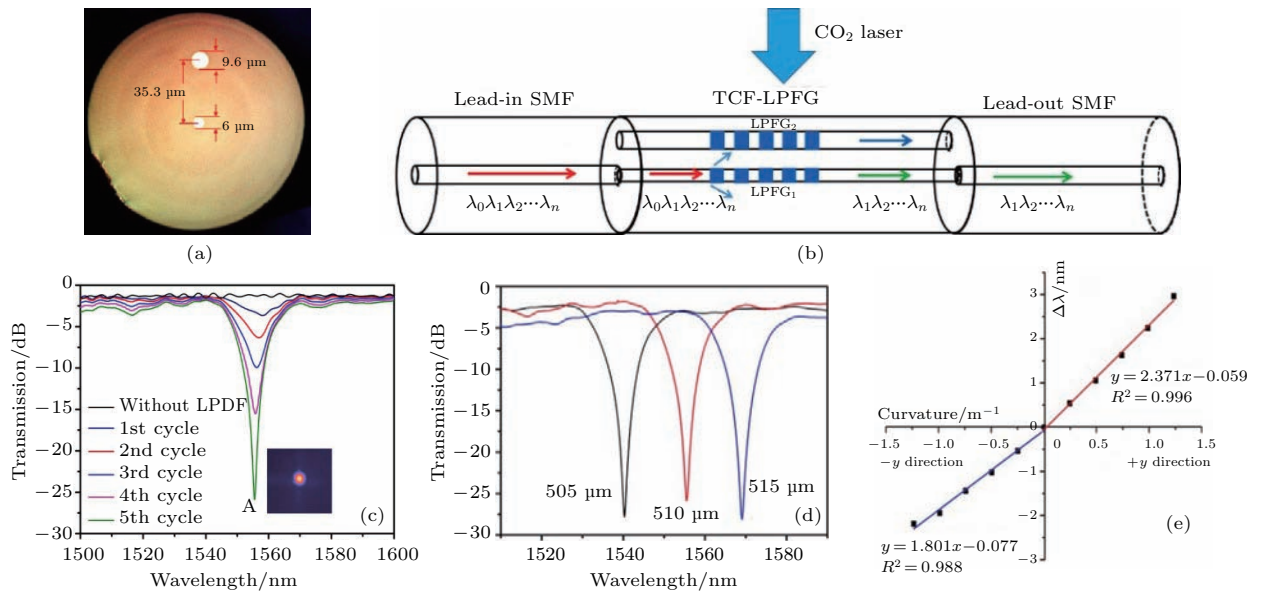


图 15 双芯型 LPFG 写制、光谱及弯曲传感应用 [53] (a) 双芯光纤截面; (b) 双芯型 LPFG 写制原理; (c) 扫描次数不同光谱; (d) 栅格周期不同光谱; (e) 曲率及方向感测结果

Fig. 15. Fabrication, spectra and bending sensing application of two-core LPFG [53]: (a) Cross-section of two-core fiber; (b) writing principle of two-core fiber; (c) spectra of different scanning times; (d) spectra of different grating period; (e) results of curvature and direction sensing.

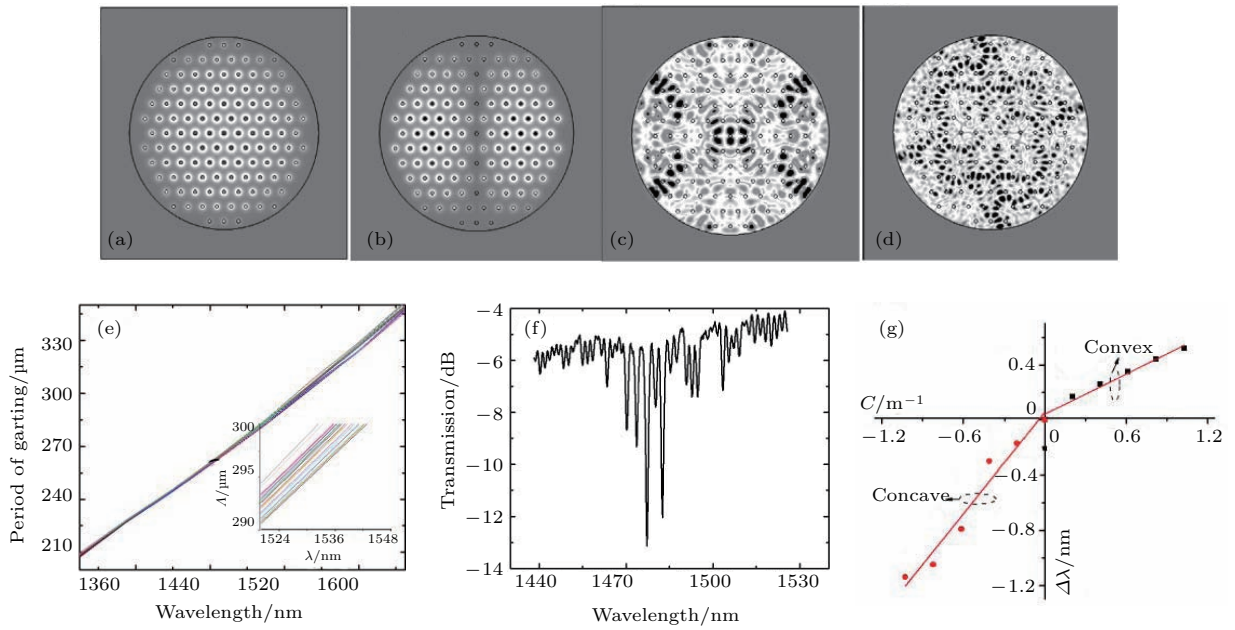


图 16 多芯型 LPFG 器件的研制及弯曲感测应用 (a) 纤芯模 1; (b) 纤芯模 2; (c) 包层模 1; (d) 包层模 2; (e) 栅格周期与谐振波长关系; (f) 写制的 LPFG 实验光谱; (g) 曲率及方向感测结果

Fig. 16. Developing and bending sensing application of multi-core LPFG device: (a) Core mode 1; (b) core mode 2; (c) cladding mode 1; (d) cladding mode 2; (e) relation between grating period and syntonny wavelength; (f) experimental spectrum of written LPFG; (g) results of curvature and direction sensing.

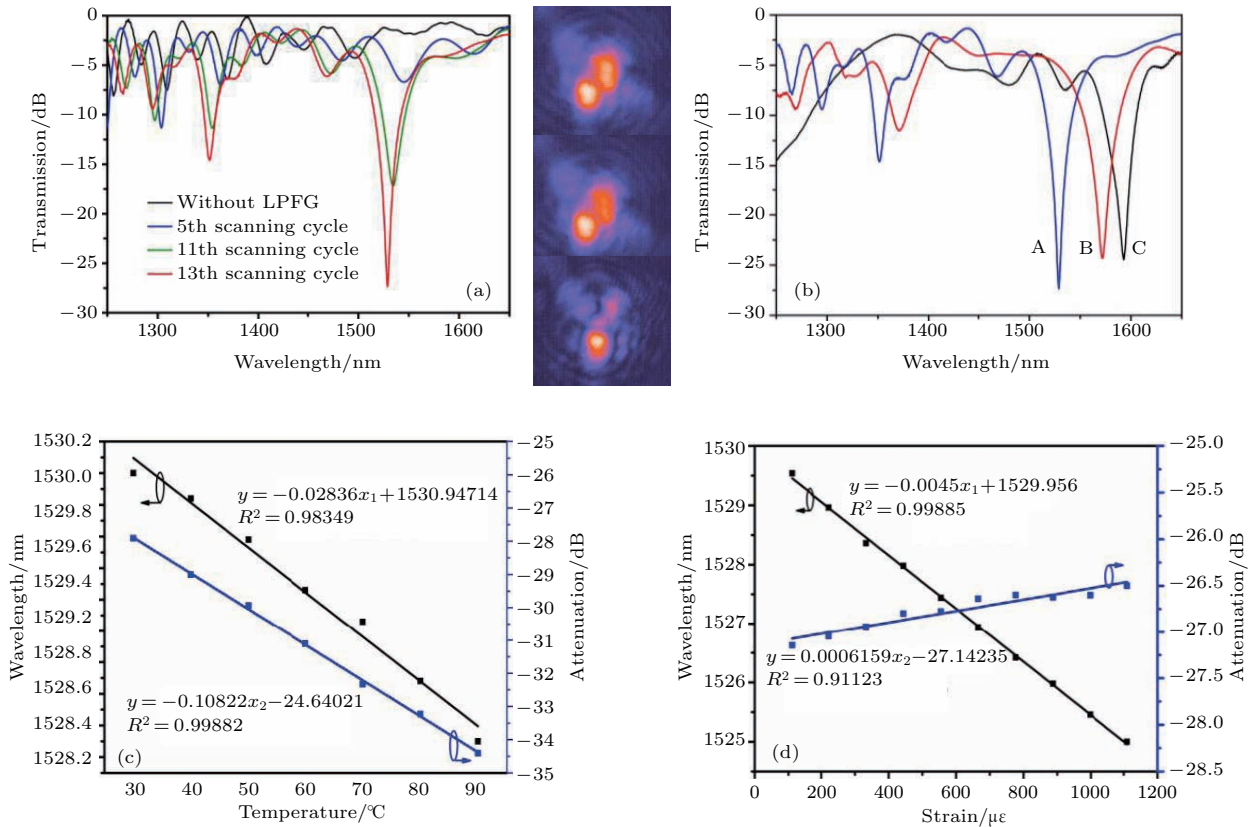


图 17 少模型 LPFG 器件的研制及温度、应力感测应用 (a) 少模型 LPFG 透射谱及模场; (b) 栅格周期不同光谱; (c) 温度感测结果; (d) 轴向应力感测结果

Fig. 17. Developing and temperature and stress sensing application of few-mode LPFG device: (a) Transmission spectra and mode field of few-mode LPFG; (b) spectra of different grating period; (c) results of temperature sensing; (d) results of axis-direction strain sensing.

#### 4.4 交错型LPFG器件

交错型LPFG器件是指在同一根光纤上沿同一平面交错平移栅格, 或者在两个垂直平面内交错移动栅格形成的两个及以上结构相同或不同的组合LPFG并制作的光子器件. 利用高频CO<sub>2</sub>激光技术, Fan等<sup>[56]</sup>成功写出平行交错型LPFG, Geng等<sup>[57]</sup>成功写出垂直交错型LPFG. 相应传感器件的成栅原理、透射光谱以及弯曲矢量感测应用如图18<sup>[56]</sup>和图19<sup>[57]</sup>所示.

#### 4.5 错位型LPFG器件

错位型LPFG器件是指由若干个微小分段光纤沿纤轴平行错位移动熔接而形成的LPFG并制作的光子器件, 这种光栅还可用于超长

LPFG(ULPFG, 栅格周期为mm级)的设计和制作. Bai等<sup>[58]</sup>设计并制作出一种错位型LPFG器件, 该结构由一根光纤分段切割后错位熔接而成, 其成栅原理、透射光谱以及高温感测应用如图20所示.

#### 4.6 过熔型LPFG器件

过熔型LPFG器件是指采用精密切割方法将光纤切割成微米级长度, 再利用光纤熔接机对其进行轴向准直过熔焊接, 从而形成结构型LPFG并制作的光子器件. 这种光栅可通过控制放电来调节LPFG的峰值位置及光谱形状. Bai等<sup>[59]</sup>设计并制作出一种过熔型LPFG器件, 该结构由一根光纤分段切割后过准直过熔而成, 其成栅原理、透射光谱以及轴向微位移传感应用如图21所示.

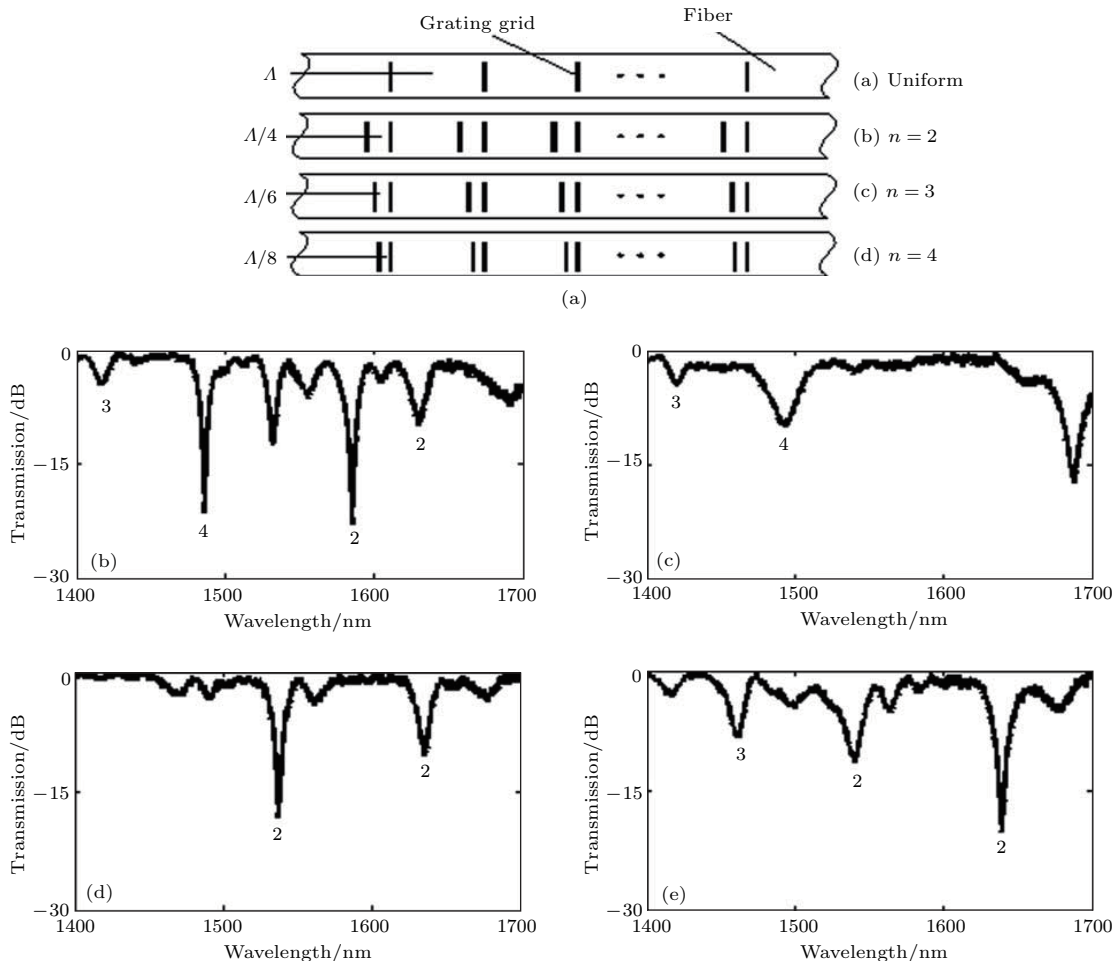


图18 平行交错型LPFG结构及实验透射谱 (a) 单方向平行交错型结构; (b) uniform; (c)  $n = 2$ ; (d)  $n = 3$ ; (e)  $n = 4$

Fig. 18. Structure and experimental transmitted spectra of parallel stagger LPFG: (a) Single-direction parallel stagger structure; (b) uniform; (c)  $n = 2$ ; (d)  $n = 3$ ; (e)  $n = 4$ .

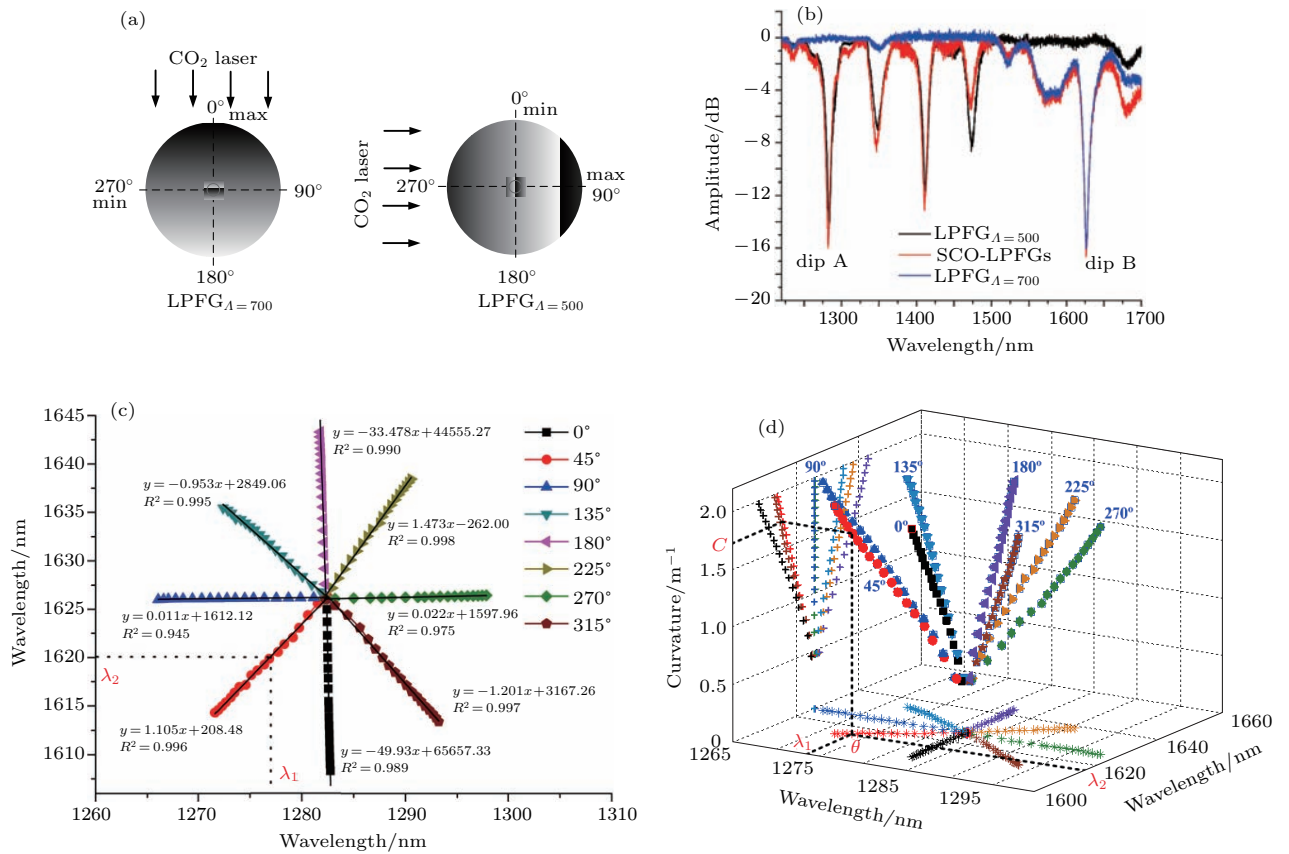


图 19 垂直交错型 LPFG 器件的研制及弯曲矢量感测应用 (a) 光纤垂直曝光截面; (b) 垂直交错型 LPFG 实验透射谱; (c) 弯曲方向辨识; (d) 三维坐标系传感表征

Fig. 19. Developing and bending vector sensing application of perpendicular stagger LPFG: (a) Cross-section of perpendicular exposures; (b) experimental transmission spectrum of perpendicular staggered LPFG; (c) identification of bending directions; (d) sensing characterization in three-dimensional coordinate system.

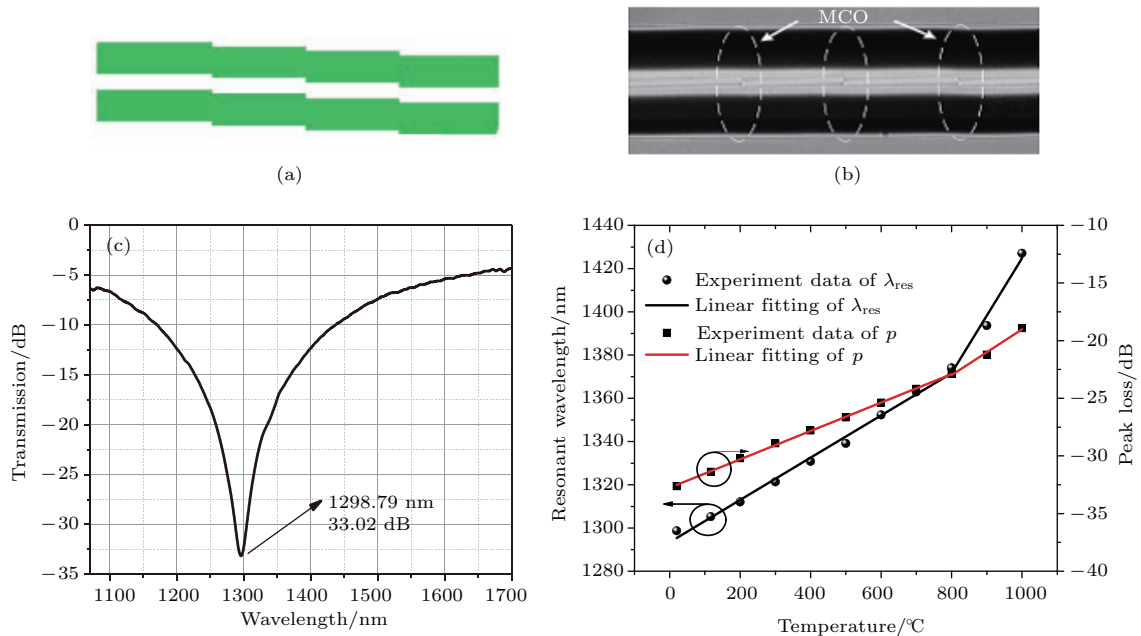


图 20 错位型 LPFG 器件的研制及高温感测应用 (a) 光栅错位结构; (b) 光栅实物显微照片; (c) 光栅测量透射谱; (d) 高温感测测量结果

Fig. 20. Developing and high temperature sensing application of mismatched LPFG device: (a) Grating mismatched structure; (b) grating photo under microscopy; (c) transmission spectrum of grating measurement; (d) result of high temperature sensing.



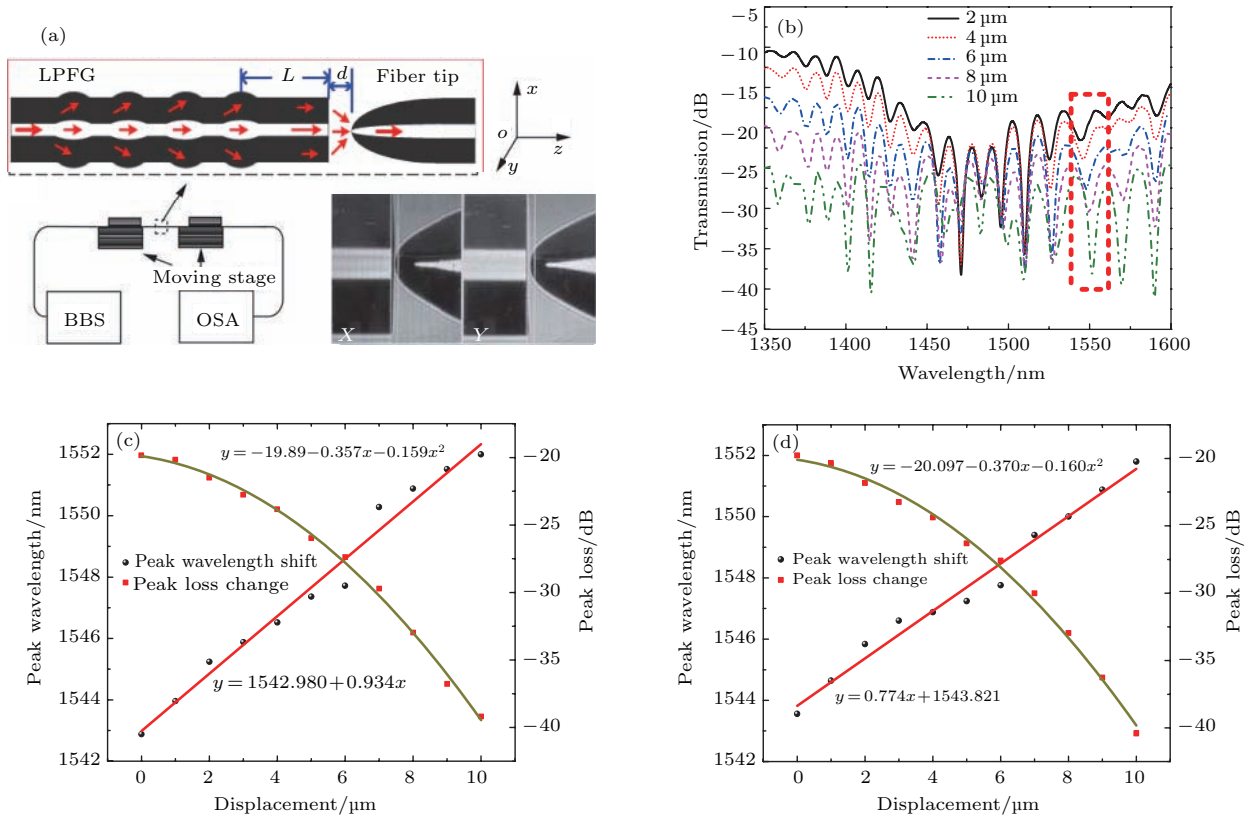


图 21 过熔型 LPFG 器件的研制及微位移感测应用 (a) LPFG 与光纤锥组合测量装置; (b) LPFG-光纤锥干涉测量谱; (c)  $d = 10 \mu\text{m}$  时微位移感测结果; (d)  $d = 20 \mu\text{m}$  时微位移感测结果  
 Fig. 21. Developing and micro-displacement sensing application of over-melted LPFG device: (a) Measure equipment combined with LPFG and fiber-cone; (b) interference measure spectra of LPFG-fiber-cone; (c) result of micro-displacement sensing when  $d = 10 \mu\text{m}$ ; (d) result of micro-displacement sensing when  $d = 20 \mu\text{m}$ .

### 4.7 相移型 LPFG 器件

相移型 LPFG 器件是指在光栅上某一点或多个点引入相位改变, 使其透射谱分裂形成变化丰富的 PS-LPFG 并制作的光子器件. 相移可采用多种方法引入, 如相位突变法、折射率累积法和光栅调制法<sup>[60]</sup>等. Li 等设计了多种 PS-LPFG 器件, 并利用光栅重叠法及电弧放电法加以实现, 其成栅原理、透射光谱以及扭转感测应用如图 22<sup>[61]</sup>和图 23<sup>[62]</sup>所示.

### 4.8 调谐型 LPFG 器件

调谐型 LPFG 器件是指通过巧妙的结构设计, 使制作的光栅谐振峰位置或者强度连续可调(或可控)的光子器件, 它是光纤通信、光纤传感等系统中不可或缺的器件之一. Sakata 等利用周期性机械压力以及扭应力作用, 在双包层光纤(double cladding fiber, DCF)及保偏光纤(polarization

maintain fiber, PMF) 上形成 LPFG 并制成全光纤带通滤波器, 通过调节压力及扭应力可控制其输出波长和振幅, 其成栅原理、透射光谱、调谐特性及典型应用如图 24<sup>[63]</sup>和图 25<sup>[64]</sup>所示.

### 4.9 耦联型 LPFG 器件

耦联型 LPFG 器件是将两个或多个具有不同特性的光栅通过耦合或级联方式组合形成的光子器件. Fang 等<sup>[65]</sup>设计了由单模 LPFG(SMF-LPFG)和少模 LPFG(FMF-LPFG)构成的耦合器件, 理论分析了 SMF-LPFG 中的基模  $LP_{01}$  耦合至 FMF-LPFG 转换为包层高阶模  $LP_{0m}$  的过程, 其器件结构、模式耦合与转换、模式复用及上下载过程如图 26 所示.

Caucheteur 等将 FBG 叠加在 LPFG 上并涂覆  $WO_3$  敏感层, 用于空气中  $H_2$  的传感检测, 其传感结构、透反谐振峰光谱、 $H_2$  浓度检测如图 27 所示<sup>[66]</sup>.



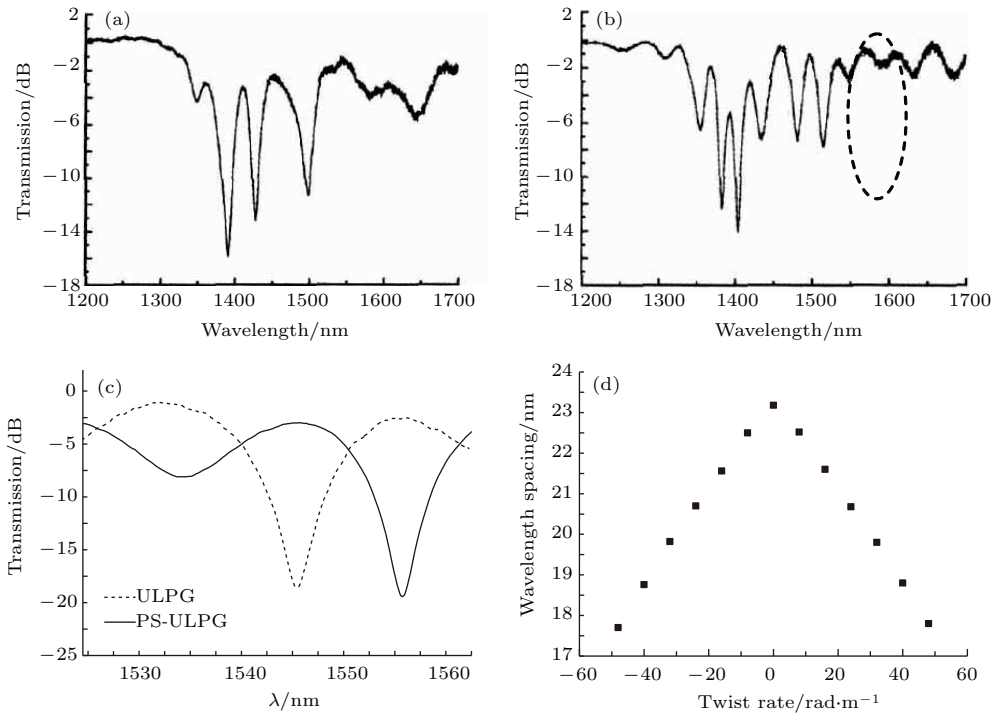


图 22 光栅重叠法制作 PS-LPFG 器件及扭转感测应用 (a) 短光栅调制前光谱; (b) 短光栅调制后光谱; (c) 引入相移前后实验光谱; (d) 扭转感测结果

Fig. 22. Grating-overlap formed PS-LPFG device and its torsion sensing application: (a) Spectrum of short grating before modulated; (b) spectrum of short grating after modulated; (c) experimental spectra before and after imported phase-shift; (d) result of torsion sensing.

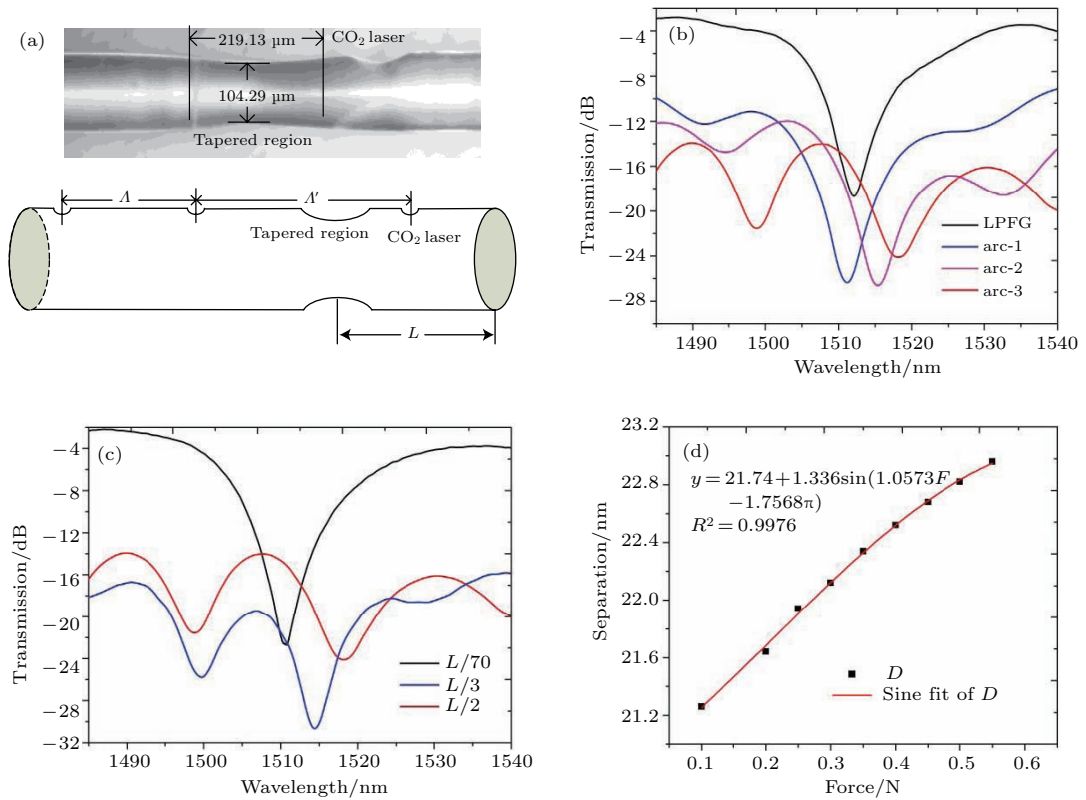


图 23 电弧放电法制作 PS-LPFG 器件及应力感测应用 (a) PS-LPFG 结构及器件; (b) 放电调控光栅光谱; (c) 放电位置调控光栅光谱; (d) 应力感测结果

Fig. 23. Arc discharge formed PS-LPFG device and its stress sensing application: (a) Structure and device of PS-LPFG; (b) FG regulated by discharge; (c) FG regulated by discharge position; (d) result of force sensing.

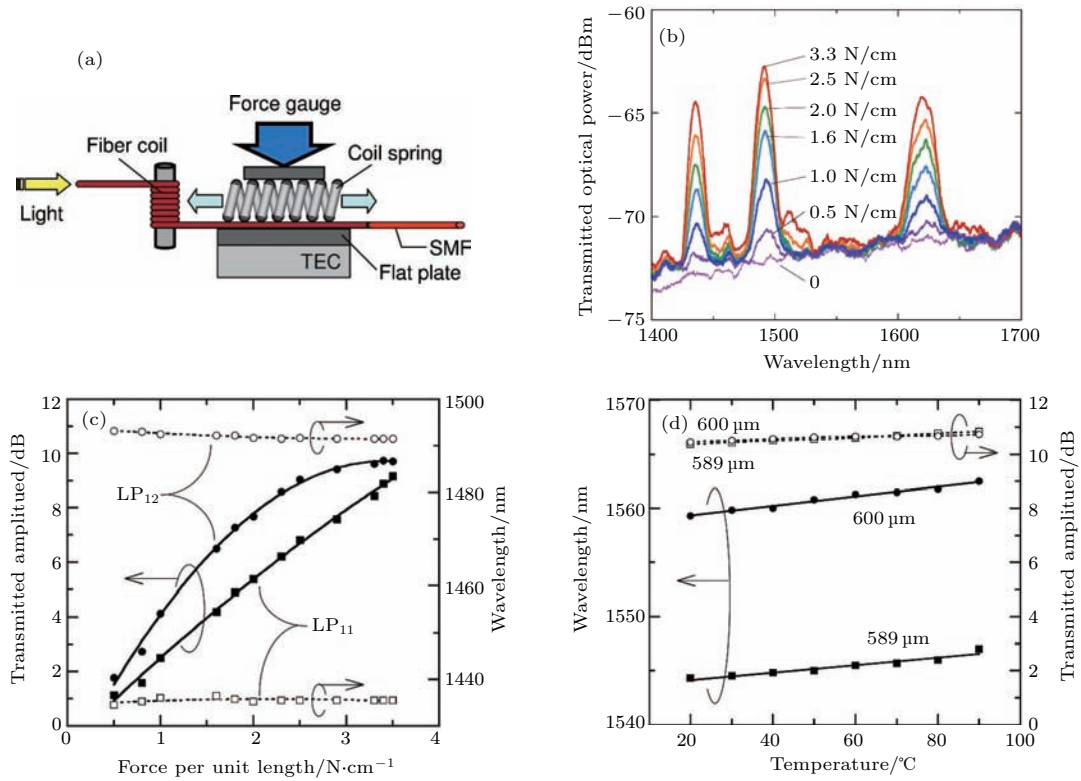


图 24 压力调谐型 LPFG 器件的研制及调谐应用 (a) DCF-LPFG 压力调谐机构; (b) 光谱随周期性压力的变化; (c) 压力调谐测量结果; (d) 温度调谐测量结果

Fig. 24. Developing and tuning application of pressure tuning LPFG device: (a) DCF-LPFG tuning mechanism; (b) spectra changing with periodic pressure; (c) measurement of pressure tuning; (d) measurement of temperature tuning.

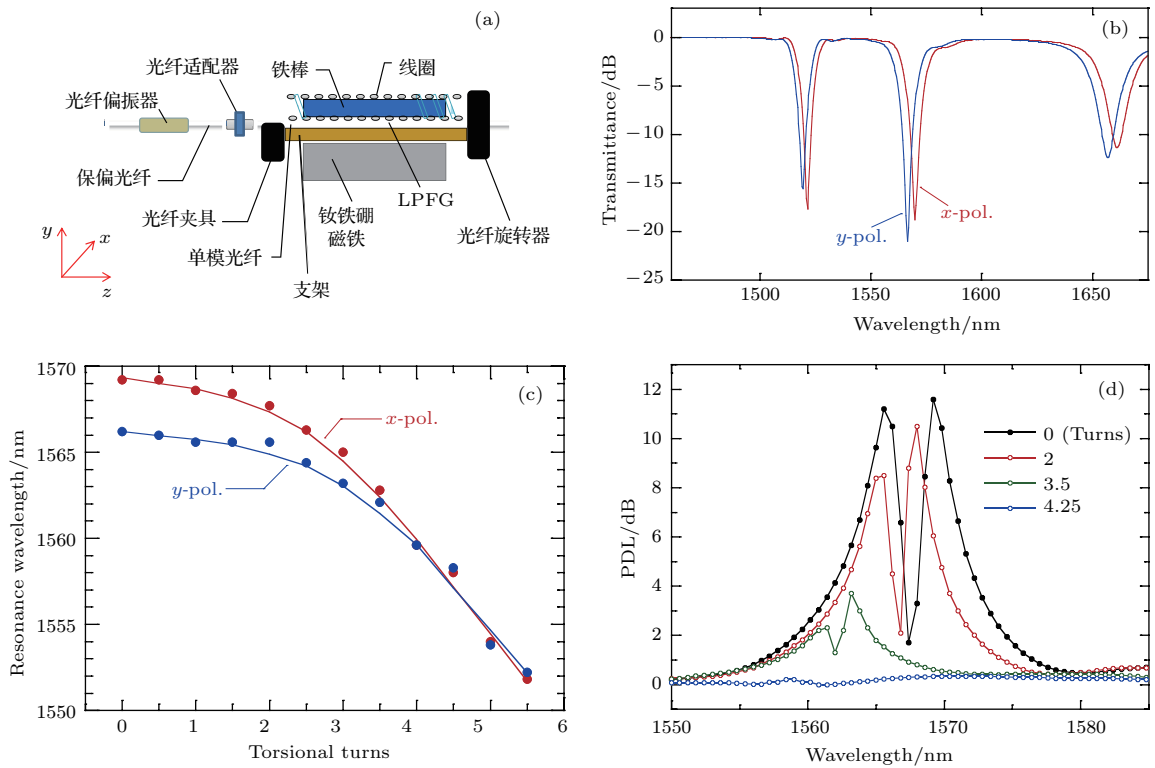


图 25 扭转调谐型 LPFG 器件的研制及调谐应用 (a) PMF-LPFG 调谐机构; (b) 调谐器件两个偏振态光谱; (c) 扭转调谐偏振测量结果; (d) 扭转调谐 PDL 测量结果

Fig. 25. Developing and tuning application of torsion tuning LPFG device: (a) PMF-LPFG tuning mechanism; (b) spectra of two polarized states of tuning device; (c) measurement of torsion tuning; (d) measurement of torsion tuning PDL.

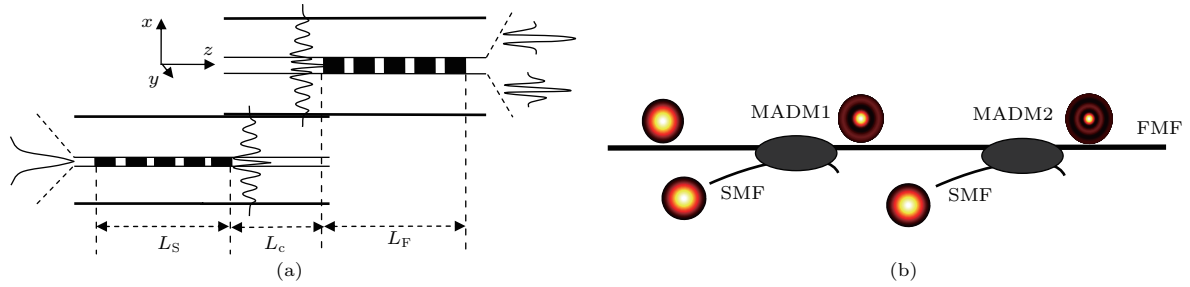


图 26 双 LPFG 耦合型器件的研制及模式转换与复用 (a) 双 LPFG 耦合型器件结构及模式耦合原理; (b) 上下载复用器的设计 (LP<sub>01</sub>, LP<sub>02</sub> 及 LP<sub>03</sub>)

Fig. 26. Fabrication of coupled SMF-LPFG and FMF-LPFG device and its application in mode conversion and multiplexing: (a) Structure and principle of SMF-LPFG and FMF-LPFG device; (b) design of mode add/drop multiplexers (multiplexing modes LP<sub>01</sub>, LP<sub>02</sub> and LP<sub>03</sub>).

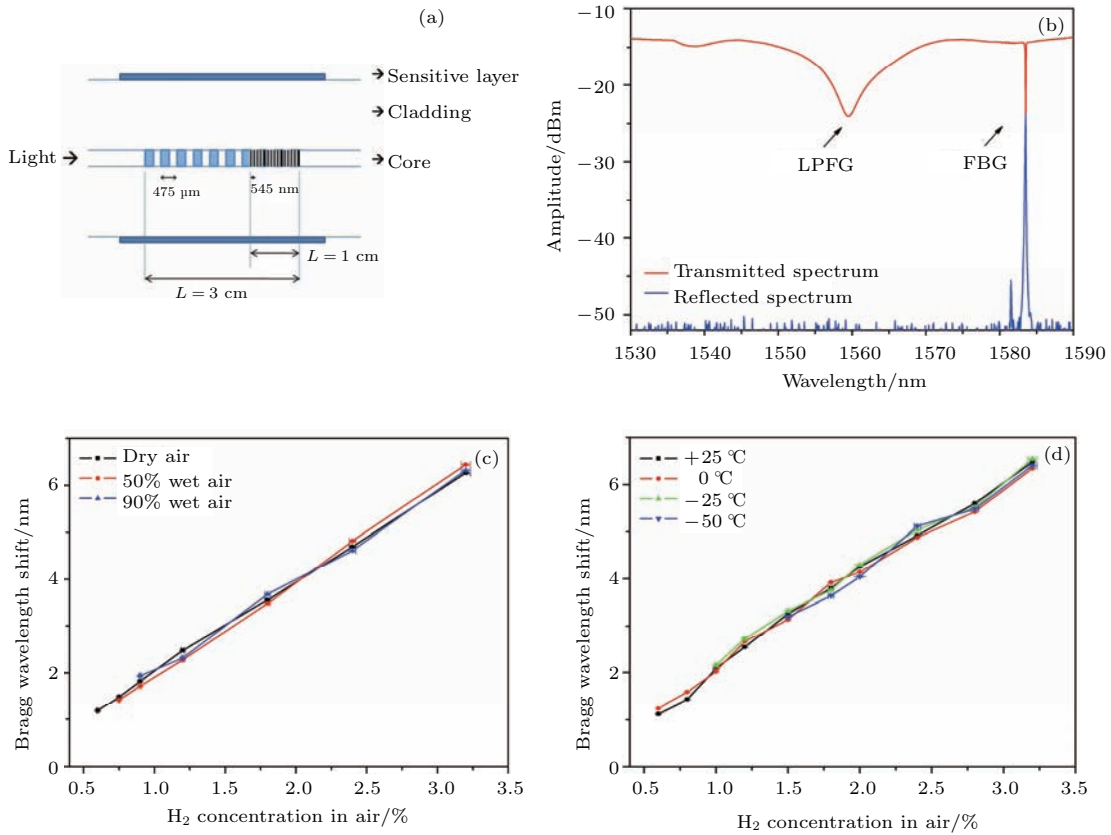


图 27 FBG 与 LPFG 耦合型器件的研制及气体传感应用 (a) 用于 H<sub>2</sub> 检测的 FBG 与 LPFG 叠加结构; (b) 传感器的透射和反射谐振峰光谱; (c) 不同湿度下 FBG 波长随 H<sub>2</sub> 浓度测量的关系曲线; (d) 不同温度下 FBG 波长随 H<sub>2</sub> 浓度测量的关系曲线

Fig. 27. Fabrication of cascaded FBG and LPFG device and its application in gas sensing: (a) Superimposed structure of FBG and LPFG for H<sub>2</sub> sensing; (b) harmonic peaks in the transmitted and reflected spectra of the sensor; (c) relation curve of the Bragg wavelength shift and the H<sub>2</sub> concentration under different humidity; (d) relation curve of the Bragg wavelength shift and the H<sub>2</sub> concentration under different temperatures.

Dandapat 等设计并制作了一种可激发 LP<sub>06</sub>, LP<sub>09</sub> 高阶模的双 LPFG 组合器件, 并利用其进行水中大肠杆菌的检测. 该生物传感器具有结构紧

凑、性价比高及温度不敏感等特性, 其传感结构、谐振峰光谱、细菌浓度及检测光谱漂移如图 28 所示 [67].

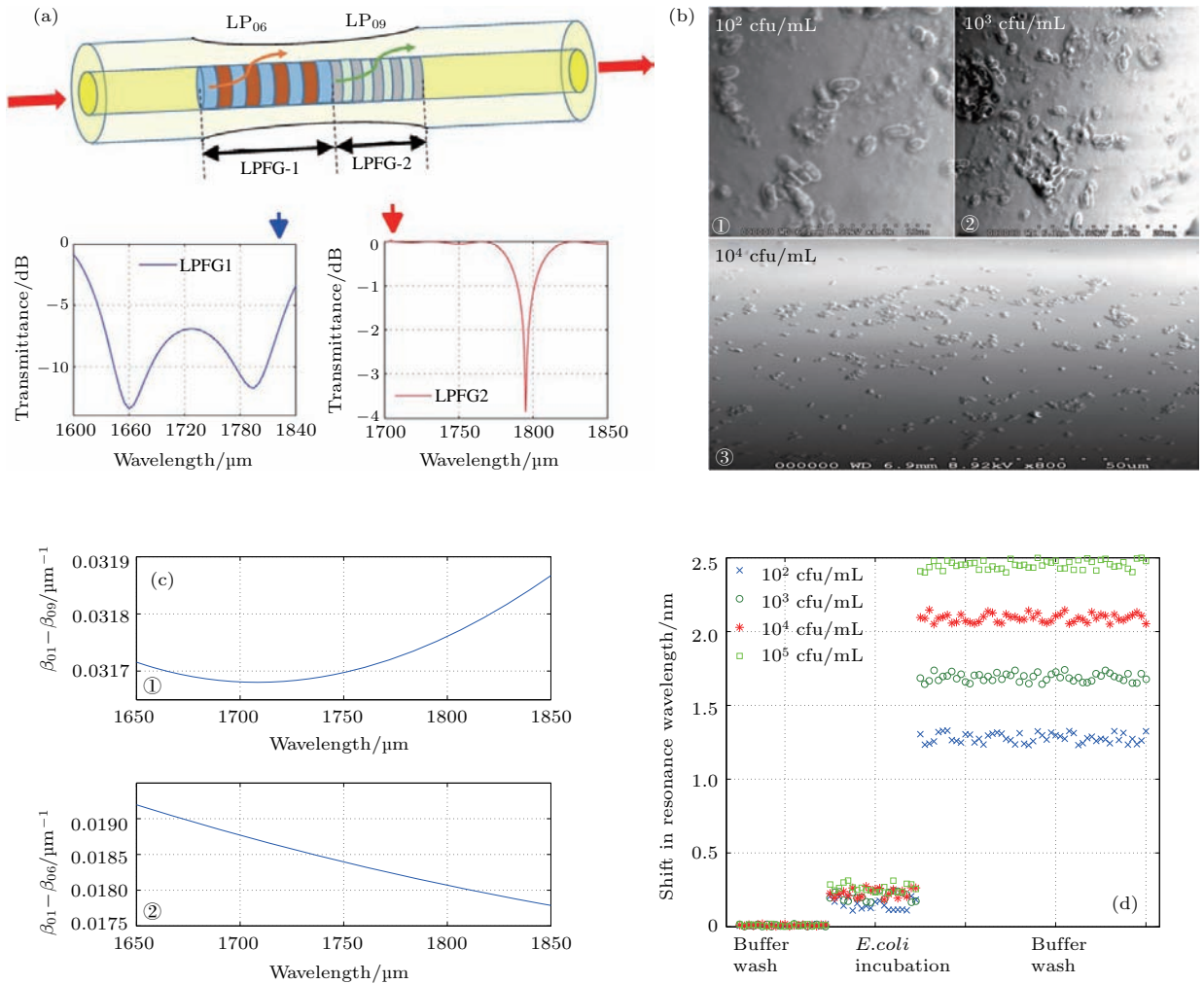


图 28 双 LPFG 耦合型器件的研制及生物传感应用 (a) 双 LPFG 生物传感器结构及谐振峰光谱; (b) 传感器表面细菌浓度扫描电镜照片 (①  $10^2$  cfu/mL, ②  $10^3$  cfu/mL, ③  $10^5$  cfu/mL); (c)  $\text{SiO}_2$  中纤芯掺杂 3.1 摩尔%  $\text{GeO}_2$  的锗硅光纤的色散曲线 (①  $\text{LP}_{01}$ - $\text{LP}_{09}$  模式耦合, ②  $\text{LP}_{01}$ - $\text{LP}_{06}$  模式耦合); (d) 该传感器在不同阶段对大肠杆菌浓度检测的光谱漂移  
 Fig. 28. Fabrication of cascaded double-LPFG device and its application in biosensing: (a) structure and resonance spectrum of double-LPFG biosensor; (b) SEM micrographs of bacterial concentration on the sensor's surface: ①  $10^2$  cfu/mL, ②  $10^3$  cfu/mL, ③  $10^5$  cfu/mL; (c) Dispersion curves of the germanio-silicate optical fiber with a  $\text{SiO}_2$  core doped 3.1 mol%  $\text{GeO}_2$ : ①  $\text{LP}_{01}$ - $\text{LP}_{09}$  mode coupling, ②  $\text{LP}_{01}$ - $\text{LP}_{06}$  mode coupling; (d) spectral shift of the sensor at different stages of *E. coli*'s concentration.

## 5 结 论

NLPFG 器件有许多独特的优势, 具有解决许多传统电磁测量器件所无法解决的关键问题的潜力. NLPFG 器件的设计方法和实现技术具有相当程度的挑战性, 并展现出良好的发展前景. 探索设计新方法, 开发研制新技术, 稳步推进工程化应用, 需要提出 NLPFG 分析新理论并突破其技术难点, 这对于实现 NLPFG 器件的高分辨率、大测量范围、多光栅复用、网络化系统以及远程监测等功能, 无疑具有重要的科学意义和应用价值.

展望 NLPFG 及其器件的研究和发展趋势, 我

们提出如下建议: 一是创新光栅新结构, 可从栅格周期长短、折射率调制深度、栅面法线取向三个特征参数入手, 从单因素改变或者多因素复合的角度进行 NLPFG 结构创新, 从而获得新奇性能并加以工程化实现; 二是探索设计新方法, 通过光纤的材质调换、介质嵌入、表面涂覆、形貌修饰等手段, 研制出结构新颖、功能优良的 NLPFG 器件; 三是开发成栅新技术, 即在干涉、掩模、逐点等写制技术基础上, 采用衍生、交叉、组合等多种手段开发 NLPFG 写制新技术, 实现高质量 NLPFG 器件的批量生产. 相信通过广大科研工作者及工程师们的共同努力, 对 NLPFG 的理论及应用研究必将更为广泛及深



入。同时,根据实际需求,NLPG器件也将朝着网络化、智能化方向推进,使其在结构健康监测、航空航天传感、远程医学诊断等领域发挥更加重要的作用。

## 参考文献

- [1] Zhang W G 2012 *Principle and Applications of Fiber Optics* (Beijing: Tsinghua University Press) p164 (in Chinese) [张伟刚 2012 光纤光学原理及应用 (北京:清华大学出版社) 第164页]
- [2] Vengsarkar A M, Pedrazzani J R, Judkins J B, et al. 1996 *Opt. Lett.* **21** 336
- [3] Bai Z Y, Zhang W G, Gao S C, Zhang H, Wang L, Liu Y J, Yan T Y 2014 *J. Opt.* **16** 045401
- [4] Zhang W G 2012 *Principle and Applications of Fiber Optics* (Beijing: Tsinghua University Press) pp165–166 (in Chinese) [张伟刚 2012 光纤光学原理及应用 (北京:清华大学出版社) 第165—166页]
- [5] Wei S L, Zhang W G, Fan H J, Geng P C, Shang J B, Yin L M, Xue X L 2011 *Acta Opt. Sin.* **31** 0806006 (in Chinese) [魏石磊,张伟刚,范弘建,耿鹏程,尚佳彬,殷丽梅,薛晓琳 2011 光学学报 **31** 0806006]
- [6] Zhu T, Rao Y J, Mo Q J 2005 *Acta Photon. Sin.* **34** 1697 (in Chinese) [朱涛,饶云江,莫秋菊 2005 光子学报 **34** 1697]
- [7] Wu Z G, Dong X Y, Zhang W G, Yuan S Z 2002 *Acta Nankai Univ.* **35** 10 (in Chinese) [武志刚,董孝义,张伟刚,袁树忠 2002 南开大学学报 **35** 10]
- [8] Shang R B, Zhang W G, Zhu W B, Geng P C, Li X N, Cao Q X, Zen X 2013 *J. Opt.* **15** 075402
- [9] Li X L, Zhang X L, Chen L, Yan T Y 2015 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27** 1946
- [10] Chiaiaoli F, Trono C, Baldini F 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 231109
- [11] Vengsarkar A M, Lemaire P J, Judkins J B *Tech. Dig. OFC'95*, paper PD4-2
- [12] Zhang W G, Dong X Y 2003 *J. Optoelectron. Laser* **14** 939 (in Chinese) [张伟刚,董孝义 2003 光电子·激光 **14** 939]
- [13] Fan H J, Zhang W G, Yan A D, Jiang M, Qu K N, Wang S W, Wang K 2010 *Chin. J. Lasers* **37** 1547 (in Chinese) [范弘建,张伟刚,颜爱东,姜萌,屈柯楠,王思文,王恺 2010 中国激光 **37** 1547]
- [14] Yoon M S, Kim H J, Kim S J, Han Y G 2013 *Opt. Lett.* **38** 2669
- [15] Tan Y Z, Sun L P, Jin L, Li J, Guan B O 2013 *Opt. Exp.* **21** 154
- [16] Fu M Y, Lin G R, Liu W F, Wu C W 2011 *Opt. Rev.* **18** 93
- [17] Davis D D, Gaylord T K, Glytsis E N, et al. 1998 *Electron. Lett.* **34** 302
- [18] Lin C Y, Wang L A, Chern G W 2001 *J. Lightwave Technol.* **19** 1159
- [19] Miao R, Zhao J H, Dai Y T 2006 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18** 1949
- [20] Bock W J, Chen J H, Mikulic P 2007 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **56** 1176
- [21] Cui Z Q, Zhang W G, Liu F, Zhang H, Bai Z Y, Geng P C, Gao S C 2013 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **25** 1961
- [22] Zhou Q, Zhang W G, Chen L, Bai Z Y, Zhang L Y, Wang L, Wang B, Yan T Y 2015 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27** 713
- [23] Zhang W G 2012 *Principle and Applications of Fiber Optics* (Beijing: Tsinghua University Press) pp198–199 (in Chinese) [张伟刚 2012 光纤光学原理及应用 (北京:清华大学出版社) 第198—199页]
- [24] Zhang W G 2016 *Novel Fiber Grating: Design, Technology and Application* (Shanghai: Shanghai Jiao Tong University Press) p120 (in Chinese) [张伟刚 2016 新型光纤光栅——设计、技术及应用 (上海:上海交通大学出版社) 第120页]
- [25] Zhang W G 2007 *Prog. Phys.* **27** 449 (in Chinese) [张伟刚 2007 物理学进展 **27** 449]
- [26] Zhang W G, Tu Q C, Sun L, Kai G Y, Yuan S J, Dong X Y 2004 *Prog. Phys.* **24** 398 (in Chinese) [张伟刚,涂勤昌,孙磊,开桂云,袁树忠,董孝义 2004 物理学进展 **24** 398]
- [27] Zhang W G 2016 *Novel Fiber Grating: Design, Technology and Application* (Shanghai: Shanghai Jiao Tong University Press) pp32–36 (in Chinese) [张伟刚 2016 新型光纤光栅——设计、技术及应用 (上海:上海交通大学出版社) 第32—36页]
- [28] Lu S H, Feng S C, Ning T G 2011 *Int. Conf. Electron. Optoelectron.* **4** V4247
- [29] Wang R K, Rao Y J, Zhu T, Gu Y J 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 1409 (in Chinese) [王若崑,饶云江,朱涛,谷彦菊 2007 光学学报 **27** 1409]
- [30] Grubsky V, Feinberg J 2006 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18** 2296
- [31] Zhu T, Rao Y J, Wang J L 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1971
- [32] Melo M, Marques P V S 2013 *Photon. Sens.* **3** 81
- [33] Wang X, Yang J, Yuan L B 2010 *Chin. J. Lasers* **37** 1473 (in Chinese) [王雪,杨军,苑立波 2010 中国激光 **37** 1473]
- [34] Sakata H, Yamahata K 2012 *Opt. Lett.* **37** 1250
- [35] Li B, Liu Y, Tan Z W, Xu O, Lu S H, Jian S S 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 414 (in Chinese) [李彬,刘艳,谭中伟,许鸥,鲁韶华,简水生 2008 光学学报 **28** 414]
- [36] Shang R B, Zhang W G, Zhu W B, Geng P C, Li X N, Cao X, Zen X 2013 *J. Opt.* **15** 075402
- [37] Luís C, José L S, Diana V, José M 2016 *J. Lightwave Technol.* **34** 2533
- [38] Lee C L, Liu L W 2009 *8th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics* Shanghai, China, August 31–September 3, 1
- [39] Bai Z Y, Zhang W G, Gao S C, Geng P C, Zhang H, Li J L, Liu F 2013 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **25** 2111
- [40] Zhong X Y, Wang Y P, Liao C R, Yin G L, Zhou J T, Wang G J, Sun B, Tang J 2014 *IEEE Photons. J.* **6** 2201508



- [41] Geng P C 2013 *Ph. D. Dissertation* (Tianjin: Nankai University) (in Chinese) [耿鹏程 2013 博士学位论文(天津: 南开大学)]
- [42] Zhu T, Song Y, Rao Y J, Zhu Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4738 (in Chinese) [朱涛, 宋韵, 饶云江, 朱永 2009 物理学报 **58** 4738]
- [43] Gao R, Jiang Y, Jiang L 2014 *Opt. Exp.* **22** 15697
- [44] Yin B, Bai Y L, Qi Y H, Feng S C, Jian S S 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 214213 (in Chinese) [尹彬, 柏云龙, 齐艳辉, 冯素春, 简水生 2013 物理学报 **62** 214213]
- [45] Zhang W G 2016 *Novel Fiber Grating: Design, Technology and Application* (Shanghai: Shanghai Jiao Tong University Press) p92 (in Chinese) [张伟刚 2016 新型光纤光栅——设计、技术及应用(上海: 上海交通大学出版社) 第92页]
- [46] Zhang W G 2016 *Novel Fiber Grating: Design, Technology and Application* (Shanghai: Shanghai Jiao Tong University Press) p93 (in Chinese) [张伟刚 2016 新型光纤光栅——设计、技术及应用(上海: 上海交通大学出版社) 第93页]
- [47] Westbrook P S, Eggleton B J, Windeler R S 2000 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12** 495
- [48] Han Q, Lan X. W, Huang J, Kaur A, Wei T, Gao Z, Xiao H 2012 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **24** 1130
- [49] Zhang J, Tang X L, Dong J H, Wei T, Xiao H 2008 *Opt. Exp.* **16** 8317
- [50] Kerbage C, Windeler R S, Eggleton B J, Mach P, Dolinski M, Rogers J A 2002 *Opt. Commun.* **204** 179
- [51] Li J, Zhang W G, Du J B, Jiang M, Zhang Q, Liu Y P, Liu Z L, Qu K N, Liu Y G, Wang Z 2009 *Chin. J. Lasers* **36** 705 (in Chinese) [李靖, 张伟刚, 杜江兵, 姜萌, 张琦, 刘亚萍, 刘卓琳, 屈柯楠, 刘艳格, 王志 2009 中国激光 **36** 705]
- [52] Guan C Y, Tian X Z, Li S Q, Zhong X, Shi J H, Yuan L B 2013 *Sens Actuator B: Chem.* **188** 768
- [53] Wang B 2016 *Ph. D. Dissertation* (Tianjin: Nankai University) (in Chinese) [王标 2016 博士学位论文(天津: 南开大学)]
- [54] Saffari P, Allsop T, Adebayo A, Webb D, Haynes R, Roth M 2014 *Opt. Lett.* **39** 3508
- [55] Wang B, Zhang W G, Bai Z Y, Wang L, Zhang L Y, Zhou Q, Chen L, Yan T Y 2015 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27** 145
- [56] Fan H J, Zhang W G, Li X L, Wei S L, Yan A D, Wang K 2011 *Microw. Opt. Technol. Lett.* **53** 1470
- [57] Geng P C, Zhang W G, Gao S C, Zhang H, Li J L, Zhang S S, Bai Z Y, Wang L 2012 *Opt. Exp.* **20** 28557
- [58] Bai Z Y, Zhang W G, Gao S C, Zhang H, Wang, Liu F 2015 *Opt. Fiber Technol.* **21** 110
- [59] Bai Z Y, Zhang W G, Gao S C, Wang L 2014 *Optoelectron. Lett.* **10** 0176
- [60] Zhang W G 2016 *Novel Fiber Grating: Design, Technology and Application* (Shanghai: Shanghai Jiao Tong University Press) p108 (in Chinese) [张伟刚 2016 新型光纤光栅——设计、技术及应用(上海: 上海交通大学出版社) 第108页]
- [61] Li X L, Zhang W G, Ruan J, Zhang S S 2012 *Electron. Lett.* **48** 235
- [62] Li X L, Zhang W G, Chen L, Yan T Y 2015 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27** 1946
- [63] Sakata H, Nishio K, Ichikawa M 2010 *Opt. Lett.* **35** 1061
- [64] Sakata H, Wakamiya K, Sasaki S 2014 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **26** 904
- [65] Fang L, Jia H Z 2014 *Opt. Exp.* **22** 11488
- [66] Caucheteur C, Debliquy M, Lahem D, Mégret P 2008 *Opt. Exp.* **16** 16854
- [67] Dandapat K, Tripathi S M, Chinifooroshan Y, Bock W J, Mikulic P 2016 *Opt. Lett.* **41** 4198

## SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

## Recent progress in design and fabrication of novel long-period fiber grating\*

Zhang Wei-Gang<sup>1)†</sup> Zhang Yan-Xin<sup>2)</sup> Geng Peng-Cheng<sup>3)</sup> Wang Biao<sup>3)</sup> Li Xiao-Lan<sup>4)</sup>  
Wang Song<sup>1)</sup> Yan Tie-Yi<sup>1)</sup>

1) (Key Laboratory of Optical Information Science and Technology, Ministry of Education, Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300350, China)

2) (School of Material Science and Engineering, Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China)

3) (46th Institute of China Electronics Technology Group Corporation, Tianjin 300220, China)

4) (School of Science, Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China)

( Received 8 October 2016; revised manuscript received 8 December 2016 )

## Abstract

Long-period fiber grating (LPFG) is a kind of wide-range transmission passive photonic device with extensive applications in the field of fiber communication and fiber sensing. In this review, from the angle of refractive index spatial modulation, we extract three characteristic parameters of LPFG: grating period length, index modulated depth and normal orientation of grating plane, and classify LPFG as two types: uniform LPFG (none of these three parameters changes) and nonuniform LPFG (at least one of them changes), and analyze the deficiency of LPFG, including larger size than fiber Bragg grating, no reflection peak, too large bandwidth, polarization loss from single-side exposure, etc. We define the concept of novel LPFG (NLPFG) as the LPFGs based on general LPFG but having new structures and new characters by importing new factors from different aspects, like grating formed mechanism, grating structure, making material, processing technique, application performance, etc. Then we point out that the research significance of NLPFG lies in improving and exploring its real usable property, and making it practical by overcoming the defects of general LPFG in structure, property and application. We expound new techniques of LPFG fabrication, such as multi-exposure, apodized exposure, outfield action, coating and filling, fiber incised and welded, multi-dimensional modulation, and show some NLPFG examples written with these techniques. We build the spatial model of NLPFG to expand the refraction index modulation region from only fiber core to both core and cladding, and to correctly mark the direction of grating plane with tilted angle and azimuth angle. On this basis, we propose the design theory of NLPFG by adding those two angles into the coupling mode coefficient and solving the coupling mode equation. We also expound three different NLPFG design processes, as the direct design to start from given factors of grating, the reserve design to calculate the factors back from expected function or spectrum, and the direct-reserve design combined by them. Meanwhile, we introduce some typical design methods of NLPFG, like geometrical structure changed method, materials changed method, medium coated and embedded method, etc. In addition, we review the recent fabrication and typical application of NLPFG, then introduce different LPFG devices based on excentric core LPFG, multi-core LPFG, few-mode LPFG, stagger LPFG, mismatched LPFG, over-melted LPFG, phase-shift LPFG, tuning LPFG, coupled LPFG and cascaded LPFG, and show their sensing applications in strain, twisting, bending, temperature, displacement, gas concentration and biology. Finally, we provide a developing prospect of the research on NLPFG and give three possible means to improve the research, as innovating new gating structures, exploring new design methods and developing new fabrication techniques.

**Keywords:** fiber grating, long-period fiber grating, grating design, grating fabrication**PACS:** 07.60.Vg, 07.60.Ly, 07.07.Df**DOI:** 10.7498/aps.66.070704

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274181, 10974100, 61405179), the Doctoral Scientific Fund Project of the Ministry of Education, China (Grant No. 20120031110033), the Key Natural Science Foundation of Tianjin, China (Grant No. 15JCZDJC39800), and the Development Project Cooperated Between University and Enterprise, China (Grant No. C201605013).

† Corresponding author. E-mail: [zhangwg@nankai.edu.cn](mailto:zhangwg@nankai.edu.cn)

基于光纤微结构加工和敏感材料物理融合的光纤传感技术

王闵 刘复飞 周贤 戴玉堂 杨明红

Optical fiber sensing technologies based on femtosecond laser micromachining and sensitive films

Wang Min Liu Fu-Fei Zhou Xian Dai Yu-Tang Yang Ming-Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 070703 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.070703

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070703>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

啁啾相移光纤光栅分布式应变与应变点精确定位传感研究

Phase shift chirped fiber Bragg grating based distributed strain and position sensing

物理学报.2017, 66(7): 070702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070702>

单模光纤中用声波导布里渊散射同时测量温度和应变

Simultaneous measurement on strain and temperature via guided acoustic-wave Brillouin scattering in single mode fibers

物理学报.2016, 65(24): 240702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.240702>

基于椭圆腔共振的石英增强光声光谱理论研究

Theoretical research on quartz enhanced photoacoustic spectroscopy base on the resonance in an elliptical cavity

物理学报.2016, 65(19): 190701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.190701>

一种采用双换能器和摆式结构的宽频振动能量采集器

A broadband vibration energy harvester using double transducers and pendulum-type structures

物理学报.2016, 65(13): 130701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.130701>

硅纳米线/氧化钒纳米棒复合材料的制备与气敏性能研究

Synthesis and gas-sensing properties of the silicon nanowires/vanadium oxide nanorods composite

物理学报.2016, 65(9): 090701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.090701>

专题: 光纤传感

# 基于光纤微结构加工和敏感材料物理融合的 光纤传感技术\*

王闵<sup>1)2)</sup> 刘复飞<sup>2)</sup> 周贤<sup>2)</sup> 戴玉堂<sup>2)</sup> 杨明红<sup>2)†</sup>

1)(武汉纺织大学电子与电气工程学院, 武汉 430200)

2)(武汉理工大学光纤传感技术国家工程实验室, 武汉 430070)

(2016年10月31日收到; 2017年1月27日收到修改稿)

将功能敏感材料与光纤在物理层面进行有机融合, 充分发挥光纤传感器在结构集成、材料集成等方面的优势, 将有望发展新型的光纤传感器件和系统. 本文综述了飞秒激光光纤微加工技术分别在标准的单模光纤和光纤光栅上制备微结构, 再结合敏感材料制备技术, 实现在物理层面上光纤传感器材料和结构的集成和融合, 探索实现新型高性能的光纤传感新技术.

关键词: 光纤传感, 飞秒激光, 敏感薄膜

PACS: 07.07.Df, 87.85.Va, 07.79.-v

DOI: 10.7498/aps.66.070703

## 1 前言

传感器是获取各种信息的主要手段, 在现代测量、自动控制、安全监控、环境监测和医疗卫生等民用和军用领域都发挥着重要作用. 光纤本身可以作为敏感媒介和通信传输的介质, 光纤传感器是最有希望实现灵巧结构的传感器, 它具有体积小、易弯曲、抗电磁干扰等优点<sup>[1-3]</sup>, 具有重要的研究、开发和应用价值. 然而, 由于光纤本身对有些化学或生物的参量和物质属性不敏感, 所以无法直接利用光纤对这类物质或参量进行检测. 因此, 有必要研究敏感材料的设计和制备, 将敏感材料和光纤附着在一起, 光纤本身只起信号传输的功能, 即“传”而不感; 附着在光纤上的材料作为敏感的媒介起着敏感响应的功能, 即“感”而不传. 敏感材料和光纤附着的方式有很多, 包括机械连接、化学胶黏、热喷涂和气相沉积<sup>[4-10]</sup>等. 其中采用气相沉积薄膜的方式在光纤的端面或者侧面制备各种敏感薄膜, 可以实现器件微型化、功能集成化等优点, 具有广泛的应用前景.

国内外对基于敏感材料的光纤传感器有一些研究, 根据原理的不同可以分为四类: 一种是在光纤光栅 (FBG) 的周面镀制敏感薄膜, 薄膜在敏感环境中导致光栅周期的变化, 从而以波长漂移的方式传感环境的变化<sup>[11,12]</sup>; 另一类是在光纤端面制备敏感膜, 敏感膜折射率受环境的影响而改变, 从而以反射功率变化的形式感应环境的改变, 也就是所谓的基于微透镜原理的端面反射型光纤传感器<sup>[13-15]</sup>; 还有一类是将光纤侧面微加工至纤芯, 在加工区镀制敏感薄膜, 根据消逝波耦合的原理, 敏感薄膜由于环境导致的折射率改变会影响光纤透射功率, 这也就是基于消逝波的透射型光纤传感器<sup>[16-18]</sup>; 最后一类是基于 Fabry-Perot (F-P) 型的薄膜光纤传感器, 包括本征型和非本征型. 非本征 F-P 型光纤传感器是由两段端面镀有高反膜对准组成空气腔的传感器, 其空气腔易受环境干扰<sup>[19]</sup>. 而本征 F-P 型光纤传感器是由全光纤构成, F-P 结构全由薄膜组成, 其中的腔层可能是无机材料, 也可能是有机材料, 其腔层折射率或者物理厚度受外界环境影响的变化导致 F-P 干涉谱的改变<sup>[20]</sup>.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61290311, 61505150, 61575151) 和湖北省自然科学基金 (批准号: 2014CFC1138, 2015CFA016) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [minghong.yang@whut.edu.cn](mailto:minghong.yang@whut.edu.cn)



从另一方面讲,敏感材料光纤传感器的研究不仅包括利用新型的薄膜材料设计薄膜光纤传感器,也包括在新型的光纤结构上利用通用的薄膜敏感材料产生新型的传感特性,从而开发新型的薄膜光纤传感器. 例如,短周期的光纤光栅由于光纤包层的足够厚度使得其布拉格波长不会因包层外环境折射率的改变而改变,但是采用侧边微加工技术,将光纤光栅一侧的包层去掉,然后在加工区镀制敏感薄膜材料,这样薄膜材料受环境影响而产生的折射率改变会导致纤芯有效折射率的变化,从而引起布拉格波长的漂移 [21–24]. 也就是说,传统的薄膜敏感材料结合新型的光纤结构设计和微加工,同样会产生新型的薄膜光纤传感器. 新型光纤结构的加工包括化学腐蚀、飞秒激光微加工和光纤侧边抛磨等,因此有必要系统地研究新型光纤结构设计加工和薄膜敏感材料结合而产生的新型薄膜光纤传感器的基础理论和关键技术.

## 2 光纤微结构与敏感薄膜物理融合的传感原理与技术

### 2.1 Mach-Zehnder (M-Z) 干涉型传感器

#### 1) 理论模型

M-Z干涉型传感器结构示意图见图 1,纤芯中传播的光经过微腔被分成两路,一束光通过进入微纳光纤包层,另一束则经过微结构,两束光分别记为  $I_{in1}$  和  $I_{in2}$ ,并在微结构的另一端两束光相互叠加产生干涉 [25].

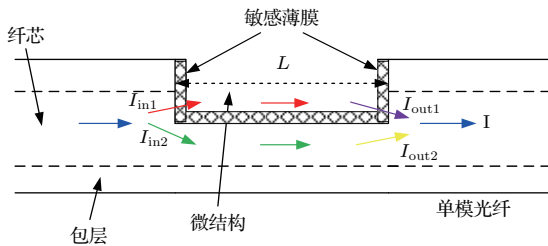


图 1 M-Z干涉型光纤氢气 ( $H_2$ ) 传感器的结构图

Fig. 1. Schematic structure of M-Z.

输出信号为

$$I = I_{out1} + I_{out2} + 2\sqrt{I_{out1}I_{out2}} \cos \varphi, \quad (1)$$

其中,  $I$  表示干涉信号强度,  $I_{out1}$  和  $I_{out2}$  分别为上下两条光路输出的光强, 相位差  $\varphi = 2\pi\Delta n_{eff}L/\lambda + \varphi_0$ ,  $\varphi_0$  为干涉的初始相位,  $\lambda$  为传播的光波长,  $L$  为光纤激光微加工的微腔长度,  $\Delta n_{eff} = n_{eff}^{core} - n_{eff}^{cavity}$  为两条光路的有效折射率之差. 若敏感薄膜

为钯 (Pd) 膜, 利用其吸收氢气后体积膨胀及折射率逐渐减小的性质 [26,27], 将其与微结构相结合检测环境中氢气浓度的变化, 制作干涉型光纤氢气传感器. 当外界环境氢气浓度发生改变时, Pd膜吸收后体积会发生膨胀, 从而改变光程差  $\Delta n_{eff}L$ , 使干涉条纹发生移动.

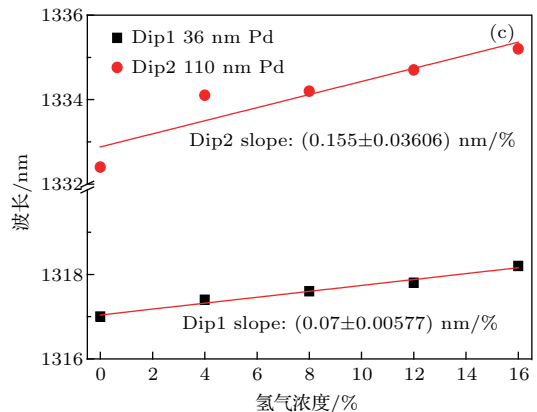
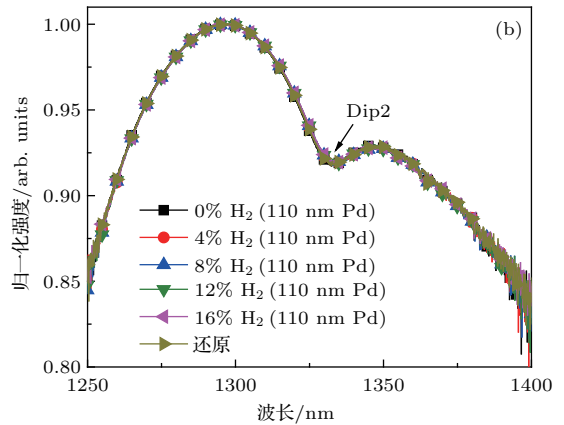
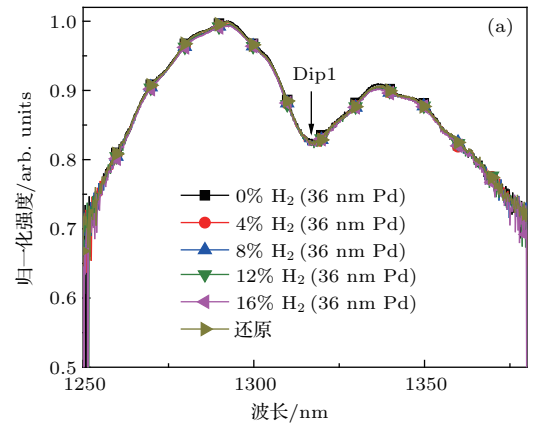


图 2 (a) M-Z腔长  $40 \mu\text{m}$ , Pd膜厚度  $36 \text{ nm}$  透射谱; (b) M-Z腔长  $40 \mu\text{m}$ , Pd膜厚度  $110 \text{ nm}$  透射谱; (c) Dip1和 Dip2 对应氢气浓度变化的波长漂移率

Fig. 2. Normalized transmission spectra of M-Z coated with micro-cavity lengths of  $40 \mu\text{m}$ , (a)  $d_{\text{film}} = 36 \text{ nm}$ ; (b)  $d_{\text{film}} = 110 \text{ nm}$ ; (c) wavelength versus hydrogen concentration with different thickness of  $d_{\text{film}} = 36 \text{ nm}$  and  $d_{\text{film}} = 110 \text{ nm}$ .

2) 实验制备及测试结果

实验中, 利用脉宽为180 fs, 中心波长780 nm, 脉冲频率1 kHz的飞秒激光器直写光纤微结构, 制备腔长为40 μm膜厚度分别为36 nm和110 nm的M-Z样品进行氢气实验, 其光谱图如图2所示. 从图2可以看出, 随着氢气浓度的增加, Dip1和Dip2的波长向长波长方向发生移动, 与前面的理论分析相符. Dip1和Dip2波长漂移率分别约为0.070 nm/%和0.155 nm/%, 如图2(c)所示. 由此可以看出微加工腔长为40 μm, 当镀不同膜厚度为36 nm和110 nm Pd的情况下, 110 nm Pd膜的样品变化幅度比36 nm Pd膜的变化量提高了近一倍, 其主要原因可能在于110 nm Pd薄膜比36 nm Pd薄膜的多溅射了约74 nm的Pd薄膜, 在通入氢气的过程中需要更多更高浓度的氢气才会达到饱和. 在实际测量过程中, 36 nm Pd薄膜的响应时间大概为40 s, 而110 nm Pd薄膜的响应时间90 s, 由于Pd薄膜越厚, 越需要更多高浓度氢气才能达到饱和, 因此也会使传感器的响应时间变长. 因此, 在制作传感器的过程中, 既要考虑膜越厚其波长漂移越明显, 又要考虑其对实际响应时间的影响, 综合需要选取适当的Pd薄膜厚度. 此外, 利用飞秒激光加工微腔, 腔长越短其损耗也会降低, 但是如果腔过于小则会给后续镀膜带来难度, 因此在制作传感器的过程中可以根据需要选取合适的微腔腔长.

2.2 F-P干涉型传感器

1) 理论模型

利用飞秒激光微在光纤上蚀除纤芯以及纤芯附近的部分包层形成F-P微腔, 如图3所示.

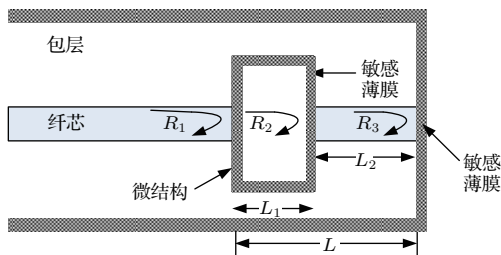


图3 F-P干涉型光纤氢气传感器的结构图  
Fig. 3. Schematic structure of F-P.

通过飞秒激光微加工的微腔界面反射率较低, 因此在分析中忽略微腔中的多次反射效应. 根据干涉理论, F-P干涉型传感器的原理可表示为<sup>[28,29]</sup>

$$I_0 = 2RI_{in} \left( 1 + \cos \frac{4\pi nL}{\lambda} \right), \quad (2)$$

式中  $I_0$  为经多次反射相干后输出的光强,  $I_{in}$  表示入射光强度,  $R$  是界面反射率,  $\lambda$  为传播的光波长,  $L$  为光纤激光微加工的微腔长度,  $n$  为F-P微腔的有效折射率. Pd薄膜吸氢后, 对Pd薄膜产生应力从而使F-P微腔产生应变, 其F-P微腔腔长变化量与氢气浓度的关系可以表示如下<sup>[30,31]</sup>:

$$\Delta L = 0.026L \left| \frac{E_1(b^2 - a^2)(a+r)}{E_1(b^2 - a^2)(a+r) + E_2(a^2 - r^2)a} \right| x, \quad (3)$$

其中,  $\Delta L$  为光纤激光微加工的微腔长度变化量,  $a$  是光纤的半径,  $b$  为光纤的半径  $a$  加上薄膜的厚度,  $r$  是微腔的半径,  $E_i$  ( $i = 1, 2$ ) 分别为单模光纤和Pd薄膜的弹性模量, ( $E_1 = 17 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ ,  $E_2 = 7 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$ ),  $x$  为氢气浓度. 由(3)式可以看出, 当氢气浓度发生改变时, Pd膜的厚度及有效折射率会发生改变.

2) 实验制备及测试结果

实验制备的F-P干涉型光纤氢气传感器样品Pd膜厚度为20 nm, 其微结构如图3所示, 其中,

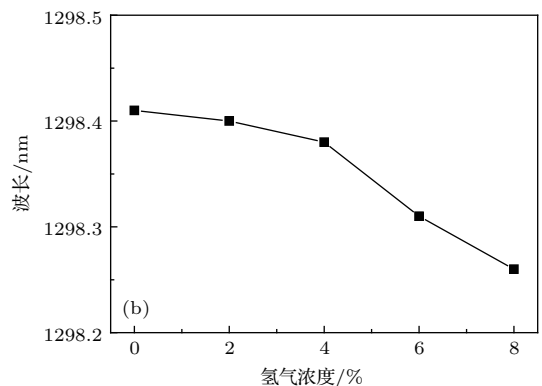
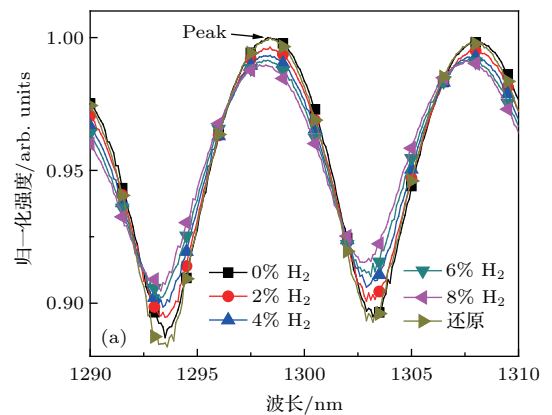


图4 (a) F-P ( $L_1 = 20 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 50 \mu\text{m}$ , Pd膜厚度20 nm)在不同氢气浓度中的反射谱; (b) F-P在波长1298.42 nm对应不同氢气浓度的波长漂移量

Fig. 4. (a) Normalized reflection spectra of F-P with  $L_1 = 20 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 50 \mu\text{m}$ ,  $d_{\text{film}} = 20 \text{ nm}$ ; (b) wavelength versus hydrogen concentration.

微结构腔长  $L_1$  为 20  $\mu\text{m}$ , 微腔端面到光纤端面长度  $L_2$  为 50  $\mu\text{m}$ . 在室温环境下, 当氢气浓度从 0 升高到 8%, 其反射谱如图 4(a) 所示. 图 4(b) 是对样品波长在 1298 nm 附近的波峰 Peak 的波长漂移曲线进行分析, 在氢气浓度分别为 2%, 4%, 6%, 8% 时, 其对应的波长漂移量分别为 10 pm, 30 pm, 100 pm 和 150 pm, 氢气灵敏度约为  $-0.0195 \text{ nm}/\%$ . 从图 4(b) 可以看出, 随着氢气体积浓度的增加, Peak 向左移动, 并且光谱强度逐渐降低, 与模拟仿真分析结果相符. 随着氢气体积浓度增加, Pd 膜体积膨胀以及其拉动微腔长度变化改变其腔长, 同时, Pd 膜的折射率减小, 整个微加工腔中的有效折射率也随之减小. 因此, F-P 光程差会发生改变, 波长向短波长方向漂移, 谱线朝左边移动, 由此说明微加工腔中介质的有效折射率的改变占了主导因素.

### 3 光纤光栅微结构加工与敏感材料融合

#### 3.1 微结构光纤光栅磁场传感器

##### 3.1.1 基于均分直槽 FBG 微结构磁场传感器

首先利用飞秒激光在光纤光栅包层内加工均分直槽, 然后采用氢氟酸 (HF) 清洗加工后的微结构, 再在微结构表面镀膜, 制备出一种新型光纤磁场传感探头样品.

假设外界引入一个磁场, 磁致伸缩材料所产生的应变为  $\varepsilon$ , 那么磁场所产生的应变应满足下列公式:

$$\varepsilon = f(H), \quad (4)$$

式中  $H$  为磁场强度. 同时, 当外界产生应变时, 光纤光栅中心波长漂移为

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (1 - P_e)\varepsilon, \quad (5)$$

式中  $\lambda_B$  为中心波长,  $\Delta\lambda_B$  为中心波长漂移量,  $P_e$  为有效弹光系数. 由于磁致伸缩膜直接覆盖于光栅的包层, 因此其产生的应变将可直接传递到光纤光栅的应变上. 结合上述两式, 可得磁场强度与波长漂移量之间的关系为

$$H = f^{-1}\left(\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B(1 - P_e)}\right). \quad (6)$$

由此可知, 通过光纤光栅原始中心波长以及中心波长的变化可以测得磁场强度的大小.

将制作好的传感器样品进行编号, 编号方式为 G-P-v-n (G 代表直槽结构、P 代表激光束能量、v 代表扫描速度、n 代表直槽个数), 没加工任何微结构的样品编号为 NO.

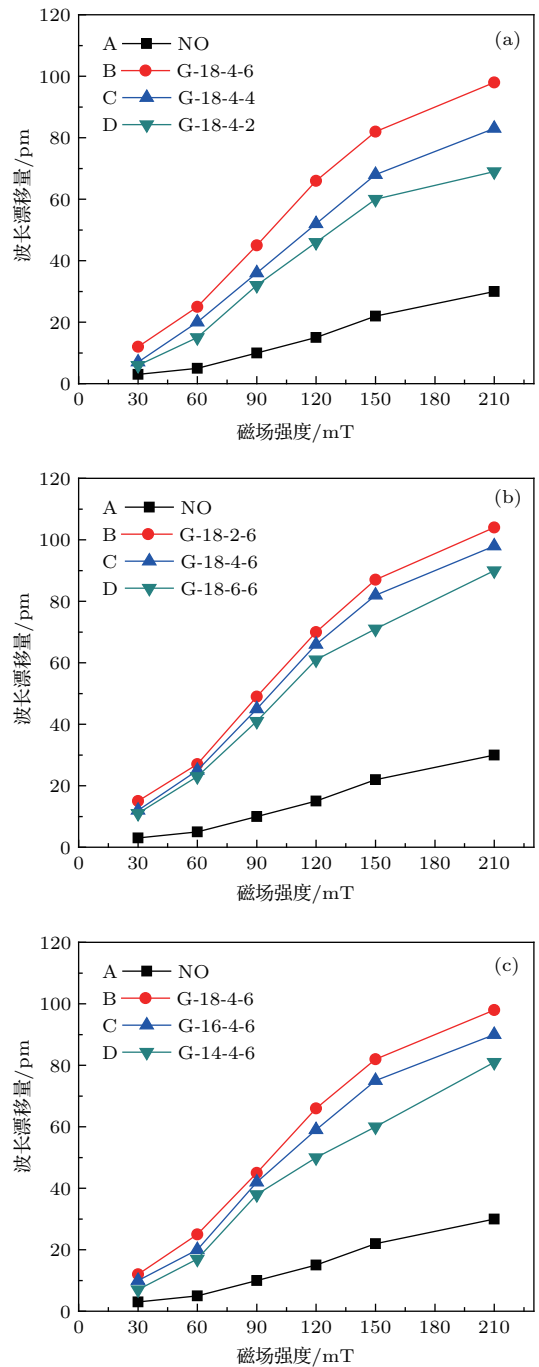


图 5 (a) 不同槽数下波长漂移与磁场强度的关系; (b) 不同扫描速度下波长漂移与磁场强度的关系; (c) 不同激光能量下波长漂移与磁场强度的关系

Fig. 5. (a) The relationship between wavelength shift and magnetic field intensity with different number of grooves; (b) the relationship between wavelength shift and magnetic field intensity at different scanning speeds; (c) the relationship between the wavelength shift and the magnetic field strength under different laser power.

图 5(a) 所示为不同槽数条件下波长漂移与磁场强度的关系, 图 5(b) 为不同扫描速度条件下探头的磁场传感增敏特性图, 图 5(c) 所示为不同激光能量条件下波长漂移与磁场强度的关系. 综合分析图 5 所示曲线, 可以看出, 直槽个数越多、扫描速度越小、激光能量越大, 相应地, 灵敏度就越高. 相比较而言, 直槽个数对传感器探头灵敏度的影响最大.

### 3.1.2 基于螺旋FBG微结构磁场传感器

利用飞秒激光在光纤光栅包层加工螺旋微结构, 并结合磁控溅射技术, 在微结构上镀制超磁致伸缩材料膜 Tb<sub>2</sub>DyFe, 制作出基于螺旋微结构的新型磁场传感器探头. 实验表明能够有效地提高灵敏度, 且所加工出的螺旋结构强度高、体积小、重量轻, 操作便捷而迅速, 有着良好的应用前景.

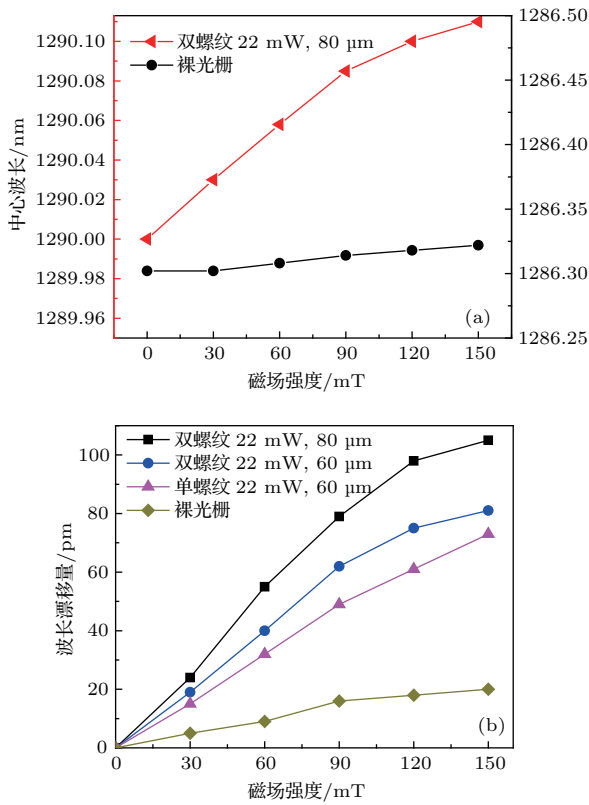


图 6 (a) FBG 磁场传感器波长漂移与磁场强度关系; (b) 不同微结构 FBG 传感器磁场响应曲线

Fig. 6. (a) The relationship between the wavelength shift and the magnetic field strength for the FBG magnetic field sensors; (b) the magnetic response curves of the FBG sensors with different microstructures.

图 6(a) 为双螺旋微结构螺距为 80 μm 的磁场传感器波长漂移对磁场的响应曲线. 由图 6(a) 可知, 随着磁场强度的增大, 探头的中心波长漂移量也随之增大. 在磁感应强度为 150 mT 时, 双螺旋传

感探头的波长漂移量可达 110 pm, 而裸光栅的漂移量仅为 20 pm, 也就是说, 双螺旋探头的灵敏度提高了 5.5 倍; 另一方面, 随着磁场强度的增大, 中心波长漂移量增加的趋势逐渐减小, 到 150 mT 时基本趋于稳定, 这是因为超磁致伸缩材料 Tb<sub>2</sub>DyFe 的伸缩效应已经达到最大值, 所以即使磁场强度继续增加, 中心波长漂移量也不会再增大.

图 6(b) 为不同微结构 FBG 对磁场响应的曲线, 可以看出, 双螺旋 FBG 磁场传感探头的磁场灵敏度比单螺旋 FBG 磁场传感探头的灵敏度高. 这是因为双螺旋微结构有上下对称的微槽, 这样就增加了镀膜面积, 而且横截面也相对更小, 因此在同样的磁场下, 其波长漂移量更加显著. 另一方面, 在双螺旋微结构中, 螺距为 80 μm 的 FBG 中心波长漂移量比螺距为 60 μm 的中心波长漂移量大, 其灵敏度可达 1.1 pm/mT, 这说明螺距越大, 其对磁场的灵敏度也更高. 这是因为螺距越大, 磁致伸缩所产生的磁场力沿光纤轴向的分量也更大, 因此产生的应变也相对较大, 灵敏度也就越高.

### 3.2 微结构FBG氢气传感器

#### 3.2.1 基于均分直槽FBG微结构氢气传感器

应用飞秒激光在 FBG 包层上加工了均分 6 直槽和 8 直槽微结构, 随后在槽表面镀上 520 nm 的钯/银 (Pd/Ag) 复合薄膜, 其比例为 3 : 1. 镀 Pd/Ag 复合膜的 FBG 光纤氢气传感探头的重复性实验如图 7(a) 所示, 测试环境温度为 25 °C. 当氢气浓度从 0% 上升至 4% 的过程中, 中心波长有明显的上升趋势, 响应时间相比纯 Pd 膜 FBG 传感器响应的数十分钟缩短至 200 s, 原因是氢原子在加入银含量的 Pd/Ag 合金膜中的渗透速率更快. 响应时间和恢复时间定义为: 当吸氢气和解吸附氢气时, 信号变化达到 100% 所需要的时间. 响应时间相对较长的原因是氢气要渗透进较厚的 Pd/Ag 合金膜. 当氢气充入气室时, 氢气首先分离成氢原子, 然后渗透进 Pd/Ag 膜表面. 当薄膜表面附近的氢原子含量饱和时, 氢原子向更深处渗透. 然而, 在整个扩散过程中薄膜表面的氢含量保持很高的数值, 这个现象导致了长的恢复时间.

图 7(b) 给出了不同激光加工能量、不同镀膜厚度的微结构传感探头波长漂移量随氢气浓度的变化关系. 氢气浓度在 2%—4% 时, 氢气浓度和波长漂移量基本呈现线性关系. 当膜厚度为 520 nm 时, 用 75 mW 和 65 mW 激光加工传感



探头的灵敏度分别为 16.5 pm/%H 和 13.5 pm/%H; 当膜厚度为 260 nm 时, 用 75 mW 和 65 mW 激光加工的传感探头的灵敏度分别为 12.5 pm/%H 和 7.5 pm/%H. 无微结构的镀 520 nm 膜的标准 FBG 的灵敏度为 4 pm/%H. 当氢气浓度低于 1% 时, 所有样品的波长漂移量都相对较低, 这是由于低的氢压不足以迫使大量的氢原子渗透进薄膜.

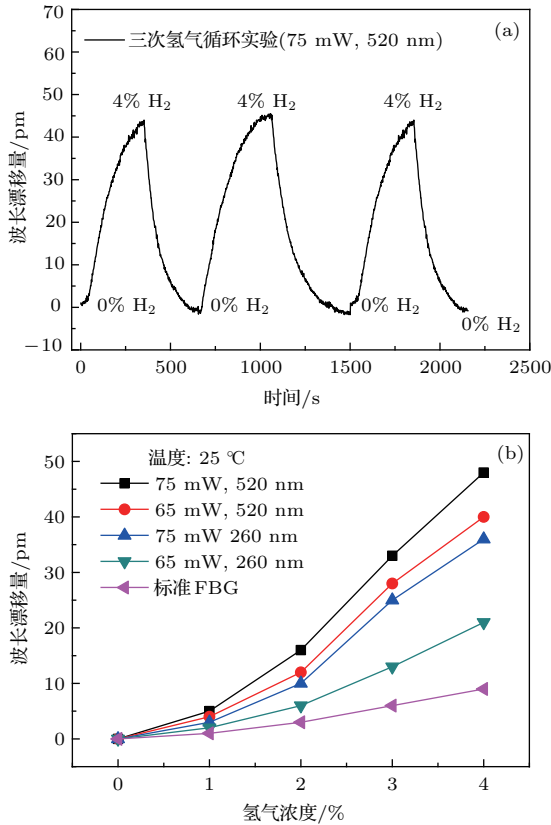


图 7 (a) 镀 Pd/Ag 复合膜 FBG 波长随氢气浓度的变化 [32]; (b) 波长漂移量随氢气浓度的变化

Fig. 7. (a) Three cycles of hydrogen response of micro-structured FBG and coated with 520 nm Pd/Ag composite film performed at 25 °C; (b) the wavelength shift of sensors fabricated with varying laser pulse power, Pd/Ag composite film thickness.

### 3.2.2 基于螺旋光纤光栅微结构氢气传感器

相比直槽微结构, 在光纤包层加工螺旋微结构的 FBG 光纤灵敏度更大, 并且加工时间更短. 当包层表面镀上氢敏感膜, 可以增大镀膜表面积, 从而螺旋微结构 FBG 传感器的灵敏度能够得到很大的提高.

含银量的增加可以抑制 Pd 膜吸氢后的相变, 但是同时降低了 Pd 膜吸收氢气的量. 根据文献 [33], 当 Ag 含量在 20%—25% 时, 氢在 Pd/Ag 系统中具有最快的渗透速率. 根据多次实验测试得到钯银比例为 4 : 1 时, 在室温环境下, 螺旋微结构传

感探头对氢气的响应时间最快.

图 8 (a) 表明样品 ss-1 (螺距 90 μm, 加工激光能量 35 mW) 的中心波长响应曲线, 测试环境温度室温 25 °C, 相对湿度 32%. 当氢气浓度达到 4% 时, 中心波长漂移量为 210 pm. 三次循环测试后, 样品的漂移量基本持平, 有 1—2 pm 波动.

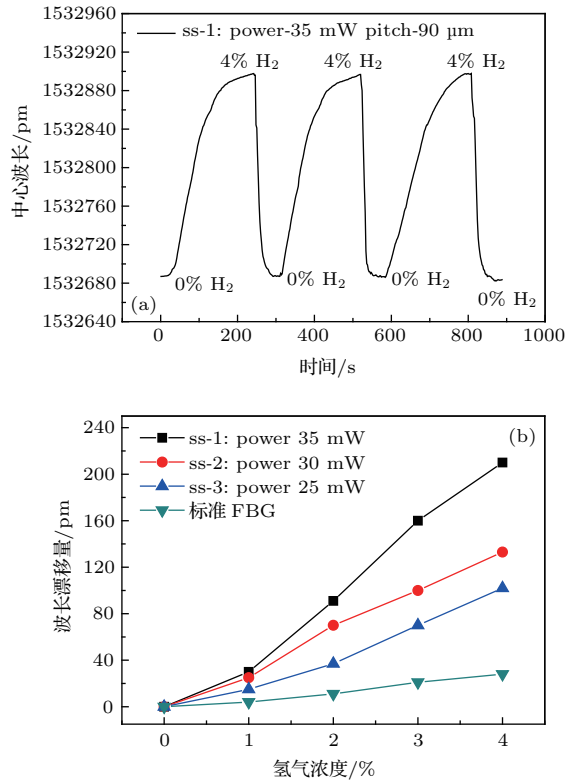


图 8 (a) 氢气浓度与中心波长关系; (b) 不同激光能量加工样品的波长漂移关系

Fig. 8. (a) Corresponding sensing responses for Pd<sub>4</sub>/Ag<sub>1</sub> FBG sensor at different hydrogen concentration; (b) performance of double spiral microstructured sensors with different laser power.

图 8 (b) 所示为三个样品漂移量的比较, 说明不同激光能量加工的螺旋槽传感探头灵敏度的区别. ss-1, ss-2, ss-3 分别代表激光能量 35, 30 和 25 mW 加工的样品, 螺距都为 90 μm. 在浓度范围 1%—4% 内, 样品 ss-1, ss-2, ss-3 的灵敏度分别为 52.5, 33.3, 25.5 pm/%H, 标准 FBG 的灵敏度为 7 pm/%H. 可以看出能量最大加工的样品漂移量最大, 相比无微结构的标准 FBG 样品, ss-1 的灵敏度是它的 7.5 倍. 能量越大, 加工的螺旋槽深度越深, 光纤更易拉伸. 同时镀膜的表面积增加, 使得光纤表面沉积的薄膜更多, 吸氢后膨胀作用在光纤轴向力更大. 综合两个方面作用, 能量最大的样品中心波长漂移量最大.

## 4 总 结

功能敏感材料应用于光纤传感, 通常只是将敏感材料涂覆在光纤上, 利用敏感材料感知外界参量, 利用波导光纤实现传感信号的传导. 如果将光纤结构进行微结构的设计和调控, 则可以通过调整微结构实现光场传输的调控, 再结合功能敏感材料, 将可以实现结构设计和材料集成在光纤上物理融合, 将有望从更多的维度对传感特性进行设计, 一方面可以大大提升传感器的传感性能(如灵敏度), 另一方面, 将有望发展新型传感技术的物理实现, 为传感技术的前沿技术提供更多发展空间.

## 参考文献

- [1] Kao T W, Tayler H F 1996 *Opt. Lett.* **21** 615
- [2] Rao Y J 2006 *Opt. Fiber Technol.* **12** 227
- [3] Rao Y J, Wang Y P, Ran Z L, Zhu T 2003 *J. Lightw. Technol.* **21** 1320
- [4] Woolley A T, Marbles R A 1995 *Anal. Chem.* **67** 3676
- [5] Qiu F, Matsumiya M, Shin W, Izu N, Murayama N 2003 *Sensors Actuat. B: Chem.* **94** 152
- [6] Matsumiya M, Shin W, Izu N, Murayama N 2003 *Sensors Actuat. B: Chem.* **93** 309
- [7] Ryzhikov A S, Shatokhin A N, Putilin F N, Rummyantseva M N, Gaskov A M, Labeau M 2005 *Sensors Actuat. B: Chem.* **107** 387
- [8] Shukla S, Seal S, Ludwig L, Parish C 2004 *Sensors Actuat. B: Chem.* **97** 256
- [9] Tan O K, Zhu W, Tse M S, Yao X 1999 *Mater. Sci. Eng. B* **58** 221
- [10] Gong J W, Chen Q F, Fei W F, Seal S 2004 *Sensors Actuat. B: Chem.* **102** 117
- [11] Yang M H, Dai J X 2012 *Photon. Sensors* **2** 14
- [12] Yang M H, Dai J X, Zhou C M, Jiang D S 2009 *Opt. Express* **17** 20777
- [13] Butler M A 1994 *J. Electrochem. Soc.* **138** L46
- [14] Butler M A 1994 *Sensors Actuat. B: Chem.* **22** 142
- [15] Bevenot X, Trouillet A, Veillas C, Gagnaire H, Clément M 2000 *Sensors Actuat. B: Chem.* **67** 57
- [16] Dikovska A O, Atanasov P A, Stoyanchov T R, Andreev A T, Karakoleva E I, Zafirova B S 2007 *Appl. Opt.* **46** 2481
- [17] Kim K T, Song H S, Mah J P, Hong K B, Im K, Baik S J, Yoon Y I 2007 *IEEE Sens. J.* **7** 1767
- [18] Dikovska A O, Atanasov P A, Andreev A T, Zafirova B S, Karakoleva E I, Stoyanchov T R 2007 *Appl. Surf. Sci.* **254** 1087
- [19] Yang Z, Zhang M, Liao Y B, Tian Q, Li Q S, Zhang Y, Zhuang Z 2010 *Appl. Opt.* **49** 2736
- [20] Liu N, Hui J, Sun C Q, Dong J H, Zhang L Z, Xiao H 2006 *Sensors* **6** 835
- [21] Yang M H, Dai J X, Li X B, Wang J J 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 033102
- [22] Dai J X, Yang M H, Chen Y, Cao K, Liao H S, Zhang P C 2011 *Opt. Express* **19** 6141
- [23] Dikovska A O, Atanasova G B, Nedyalkov N N, Stefanov P K, Atanasov P A, Karakoleva E I, Andreev A T 2010 *Sensors Actuat. B: Chem.* **146** 331
- [24] Poole Z L, Ohodnicki P, Chen R, Lin Y, Chen K P 2014 *Opt. Express* **22** 2665
- [25] Wang M, Yang M, Cheng J, Dai J X, Yang M H, Wang D N 2012 *Opt. Lett.* **37** 1940
- [26] Butler M A 1991 *J. Electrochem. Soc.* **138** L46
- [27] Butler M A 1994 *Sensors Actuat. B: Chem.* **22** 142
- [28] Park K S, Kim Y H, Eom J B 2011 *Opt. Express* **19** 18190
- [29] Wang M, Yang M H, Cheng J, Zhang G L, Liao C R, Wang D N 2013 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **25** 713
- [30] Zhang Y, Li Q S, Zhuang Z. 2011 *Proceedings of 21st International Conference Optics Fiber Sensors Ottawa, Canada, May 15–19, 2011* p775369
- [31] Butler M A, Ginley D S 1988 *J. Appl. Phys.* **64** 3706
- [32] Karanja J M, Dai Y T, Zhou X, Liu B, Yang M H 2015 *Opt. Express* **23** 31034
- [33] Zhang W G, Liu Z L, Yin L M 2011 *Acta Opt. Sin.* **7** 86 (in Chinese) [张伟刚, 刘卓琳, 殷丽梅 2011 光学学报 **7** 86]

## SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

## Optical fiber sensing technologies based on femtosecond laser micromachining and sensitive films\*

Wang Min<sup>1)2)</sup> Liu Fu-Fei<sup>2)</sup> Zhou Xian<sup>2)</sup> Dai Yu-Tang<sup>2)</sup> Yang Ming-Hong<sup>2)†</sup>

1) (School of Electronic and Electrical Engineering, Wuhan Textile University, Wuhan 430200, China)

2) (National Engineering Laboratory for Fiber Optic Sensing Technology, Wuhan University of Technology, Wuhan 430070, China)

( Received 31 October 2016; revised manuscript received 27 January 2017 )

## Abstract

Integration of novel functional material with fiber optic components is one of the new trends in the field of novel sensing technologies. The combination of fiber optics with functional materials offers great potential for realizing the novel sensors. Typically in optical fibre sensing technology, fibre itself acts as sensing element and also transmitting element, such as fiber Bragg grating (FBG), Brillouin or Raman optical time domain reflectometer. However such sensing components can only detect limited physical parameters such as temperature or strain based on the principle of characteristic wavelength drifts. While the idea of optical fiber sensing technology with functional materials is quite different from that of the traditional technology, functional materials can be employed as sensing components, therefore many parameters, including chemical or biological parameters, can be detected, depending on the designs of different sensing films. When compared with the common fiber sensing technologies such as FBG and optical time domain reflectometer, fiber optic sensors based on functional materials show advantages in the diversity of measurement parameters. However, functional materials can be realized by many techniques including e-beam evaporation, magnetron sputtering, spin-coating, electro-chemical plating, etc. The mechanical stability of tiny optical fibers is still problematic, which could be a challenge to industrial applications.

In this work, a femtosecond laser fabricated fiber inline micro Mach-Zehnder interferometer with deposited palladium film for hydrogen sensing is presented. Simulation results show that the transmission spectrum of the interferometer is critically dependent on the microcavity length and the refractive index of Pd film, and a short microcavity length corresponds to a high sensitivity. The experimental results obtained in a wavelength region of 1200–1400 nm, and in a hydrogen concentration range of 0–16%, accord well with those of the simulations. The developed system has high potential in hydrogen sensing with high sensitivity. Three-dimensional multitrench microstructures, femtosecond laser ablated in fiber Bragg grating cladding, TbDyFe sputtering are proposed and demonstrated for magnetic field sensing probe. Parameters such as the number of straight microtrenches, translation speed (feed rate), and laser pulse power of laser beam have been systematically varied and optimized. A 5- $\mu\text{m}$ -thick giant Terfenol-D magnetostrictive film is sputtered onto FBG microtrenches, and acts as a magnetic sensing transducer. Eight microtrench samples produce the highest central wavelength shift of 120 pm, nearly fivefold more sensitive than nonmicrostructured standard FBG. An increase in laser pulse power to 20 mW generates a magnetic sensitivity of 0.58 pm/mT. Interestingly, reduction in translational speed contributes dramatically to the rise in the magnetic sensitivity of the sample. These sensor samples show magnetic response reversibility and have great potential in the magnetic field sensing domain. Furthermore hydrogen

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61290311, 61505150, 61575151), and Natural Science Foundation of Hubei Province, China (Grant Nos. 2014CFC1138, 2015CFA016).

† Corresponding author. E-mail: [minghong.yang@whut.edu.cn](mailto:minghong.yang@whut.edu.cn)

sensors based on fiber Bragg gratings micro-machined by femtosecond laser to form microgrooves and sputtered with Pd/Ag composite film are proposed and demonstrated. The atomic ratio of the two metals is controlled at Pd : Ag = 3 : 1. At room temperature, the hydrogen sensitivity of the sensor probe micro-machined by 75 mW laser power and sputtered with 520 nm of Pd/Ag film is 16.5 pm/%H. Comparably, the standard FBG hydrogen sensitivity becomes 2.5 pm/%H for the same 4% hydrogen concentration. At an ambient temperature of 35 °C, the processed sensor head has a dramatic rise in hydrogen sensitivity. Besides, the sensor shows good response and repeatability during hydrogen concentration test.

**Keywords:** optical fiber sensors, femtosecond laser micromachining, sensitive film

**PACS:** 07.07.Df, 87.85.Va, 07.79.-v

**DOI:** [10.7498/aps.66.070703](https://doi.org/10.7498/aps.66.070703)



基于全相位滤波技术的光纤表面等离子体共振传感解调算法

曹玉珍 马金英 刘琨 黄翔东 江俊峰 王涛 薛萌 刘铁根

Optical fiber SPR sensing demodulation algorithm based on all-phase filters

Cao Yu-Zhen Ma Jin-Ying Liu Kun Huang Xiang-Dong Jiang Jun-Feng Wang Tao Xue Meng  
Liu Tie-Gen

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 074202 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.074202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

用于气象观测的阵列式温度传感器流体动力学分析与实验研究

[Fluid dynamic analysis and experimental study of a temperature sensor array used in meteorological observation](#)

物理学报.2016, 65(9): 094209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094209>

分布式光纤 Sagnac 干涉仪中基于倒谱的多分辨率入侵定位算法

[Multi-resolution intrusion localization algorithm through cepstrum in distributed fiber optic Sagnac interferometer](#)

物理学报.2016, 65(4): 044210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044210>

准晶体结构光纤表面等离子体共振传感器特性研究

[Quasi-crystal photonic fiber surface plasmon resonance sensor](#)

物理学报.2015, 64(6): 064213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064213>

一种基于微波谐振测量 Sagnac 效应的新方案

[A new scheme of measuring Sagnac effect based on microwave resonant](#)

物理学报.2015, 64(4): 044205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.044205>

基于辅助电介质层的棱镜表面等离子体共振效应研究

[Study of prism surface plasmon resonance effect based on dielectric-aided layer](#)

物理学报.2014, 63(3): 034207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.034207>

专题: 光纤传感

# 基于全相位滤波技术的光纤表面等离子体 共振传感解调算法\*

曹玉珍<sup>1)</sup> 马金英<sup>1)</sup> 刘琨<sup>1)2)†</sup> 黄翔东<sup>3)</sup> 江俊峰<sup>1)2)</sup> 王涛<sup>1)2)</sup>  
薛萌<sup>1)2)</sup> 刘铁根<sup>1)2)</sup>

1)(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 天津 300072)

2)(光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072)

3)(天津大学电子信息工程学院, 天津 300072)

(2016年10月9日收到; 2017年1月5日收到修改稿)

基于生物样品检测对折射率传感的迫切需求, 构建一种全光纤表面等离子体共振(surface plasmon resonance, SPR)系统, 并针对其设计了基于全相位滤波技术的SPR特征波长传感解调算法. 基于系统仿真, 理论计算了光纤SPR传感器的折射率传感灵敏度. 采用全相位滤波技术提取光纤SPR传感器透射光谱的特征波长, 理论推导了全相位滤波器的解析表达式. 实验结果表明, 使用本算法的光纤SPR传感器折射率传感灵敏度为1640.4 nm/RIU, 折射率检测的分辨率是 $7.36 \times 10^{-4}$  RIU, 与传统方法相比, 有效提高了系统的检测精度和抗光源扰动性能, 降低了实验成本.

**关键词:** 光纤SPR传感器, 全相位滤波, 解调算法, 生物传感

**PACS:** 42.81.Pa, 07.60.Vg, 87.55.kd, 87.64.K-

**DOI:** 10.7498/aps.66.074202

## 1 引言

光纤传感器具有体积小、重量轻、测量灵敏度高、复用能力强、抗电磁干扰、易于嵌入材料内部等诸多优点, 在航空航天、石化、电力、土木工程等领域有着广泛的应用前景<sup>[1]</sup>. 国内外在分立式光纤传感技术和分布式光纤传感技术两个方面开展相关研究工作, 可实现温度<sup>[2]</sup>、应变<sup>[3]</sup>、压力<sup>[4]</sup>、气体<sup>[5]</sup>、振动等<sup>[6]</sup>多物理量传感检测. 自从20世纪初, Wood首先在实验中发现表面等离子体共振(surface plasmon resonance, SPR)现象以来<sup>[7]</sup>, SPR技术逐渐成为光学领域的一大研究热点, 在生物、化学、物理等多个学科都得到了广泛应用<sup>[8]</sup>. 1993年, Jorgenson等<sup>[9]</sup>提出了以光纤为载体的SPR传感器, 由于其对折射率<sup>[10]</sup>、温度等<sup>[11]</sup>

参数敏感, 且具有尺寸微小、响应速度快、易于结合微流通道等优势<sup>[12]</sup>, 使得小型化和远距离实时SPR传感成为可能, 可为生物医药领域提供更好的解决方案. 与传统棱镜型SPR传感器相比, 光纤SPR传感器的应用范围和发展前景更加广阔.

光纤SPR传感解调的关键是对其透射光谱的特征波长提取. 传统的棱镜型SPR传感系统采集到的光谱曲线具有半峰宽窄、共振峰尖锐等特点<sup>[13]</sup>, 而光纤型SPR传感器的透射光谱恰恰不具备这些特点. 因此, 棱镜型SPR传感器通常采用的质心法<sup>[14]</sup>不适应于光纤SPR传感器. 而由于光纤型SPR传感器透射光谱的不对称性, 使得采用高斯线型拟合的方法获得特征波长时具有较大的拟合误差<sup>[13]</sup>.

本文针对这一难题, 开发了一种基于全相位滤波技术的SPR特征波长传感解调算法. 在系统模

\* 国家自然科学基金(批准号: 61475114, 61227011)和国家重大科学仪器设备开发专项(批准号: 2013YQ030915)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: beiyangkl@tju.edu.cn

型仿真的基础上, 理论计算了光纤 SPR 传感器的折射率传感灵敏度, 推导了全相位滤波器的解析表达式. 采用自制的光纤 SPR 传感器开展不同浓度的酒精折射率传感实验, 结果表明, 与传统方法相比, 本算法有效提高了系统的检测精度和抗光源扰动性能, 降低了实验成本.

## 2 全光纤 SPR 传感系统

全光纤 SPR 传感系统如图 1 所示, 由卤素灯光源、全光纤 SPR 传感器、光谱仪以及计算机构成, 其中光纤 SPR 传感器放置在待测介质中. 光谱仪采集到的是光源通过光纤 SPR 传感器后的透射光谱.

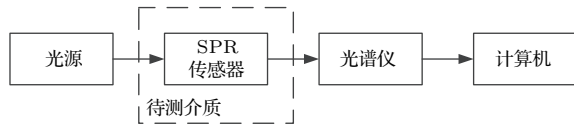


图 1 全光纤 SPR 传感系统

Fig. 1. All fiber SPR sensing system.

全光纤 SPR 传感器的结构如图 2 所示, 为三层混叠结构. 内层为光纤芯层, 其介电常数  $\epsilon_0 = n_0^2$ , 其中  $n_0$  为光纤芯层折射率; 中间层为金属层, 其介电常数为  $\epsilon_m$ ; 外层为传感介质层, 其介电常数为  $\epsilon_s$ . 若光纤芯层中传播的光束入射角为  $\theta$ 、波长为  $\lambda$ , 则激发的表面等离子体波产生共振的条件为 [15,16]

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_0 \sin \theta = \text{Re} \{K_{\text{sp}}\} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_s}{\epsilon_m + \epsilon_s}}, \quad (1)$$

其中  $K_{\text{sp}}$  为表面等离子体波的传播常数.

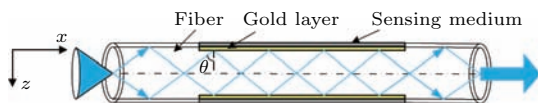


图 2 全光纤 SPR 传感器结构

Fig. 2. Structure of all fiber SPR sensor.

对于图 2 所示的全光纤 SPR 传感器结构, 其有效透射谱传输函数为

$$P_{\text{trans}} = \frac{\int_{\theta_{\text{cr}}}^{\pi/2} R_p^{N_{\text{ref}}(\theta)} P(\theta) d\theta}{\int_{\theta_{\text{cr}}}^{\pi/2} P(\theta) d\theta}, \quad (2)$$

其中  $R_p$  为反射比, 是入射角为  $\theta$ , 芯层直径  $d$  以及  $\epsilon_0, \epsilon_m, \epsilon_s$  的函数 [15]; 反射次数  $N_{\text{ref}}(\theta) = L/(d \cdot \tan \theta)$ , 其中  $L$  为 SPR 传感器传感区域的长度; 光纤端面上光信号功率的分布函数  $P(\theta) =$

$\epsilon_0 \sin \theta \cos \theta / (1 - \epsilon_0 \cos^2 \theta)^2$ ; 光纤芯层全反射的临界角  $\theta_{\text{cr}} = \sin^{-1}(n_{\text{cl}}/n_0)$ , 其中  $n_{\text{cl}}$  为光纤包层折射率.

根据光纤 SPR 传感器的理论模型 [15], 研究当待测介质的折射率从 1.33 渐变至 1.34 时, 计算光纤 SPR 传感器相应的透射传输曲线, 理论分析传感器的传输特性. 参照该理论模型, 设定相关参数, 其中光纤 SPR 传感器的纤芯直径为 600  $\mu\text{m}$ , 数值孔径为 0.24, 传感器的长度为 15 mm, 所镀金膜的厚度为 35 nm. 考虑到光纤纤芯的色散, 其折射率随波长的变化关系满足 Sellmeier 色散公式 [16]. 考虑到金属的色散, 其介电系数随波长的变化关系满足 Drude 模型 [15]. 考虑到在光纤 SPR 传感器范围内光信号发生多次全反射, 其结果如图 3 (a) 所示. 由图可知, 由于表面等离子体共振现象的存在, 光纤 SPR 传感器的透射光谱具有明显的陷波滤波特性; 且当待测介质的折射率增大时, SPR 传感器的透射光谱陷波波长发生了明显红移.

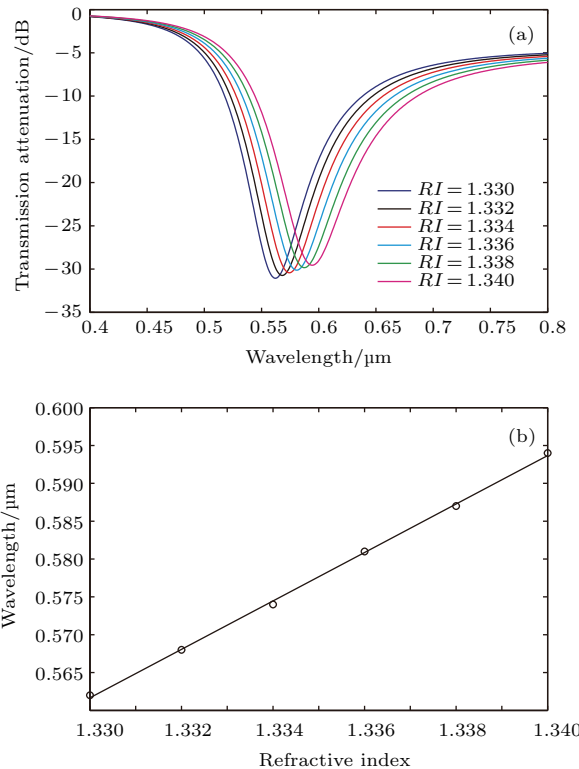


图 3 光纤 SPR 传感器的透射传输衰减特性曲线 (a) 不同折射率对应的透射传输曲线; (b) 特征波长与折射率之间的关系

Fig. 3. The transmission attenuation characteristic curve of the fiber SPR sensor: (a) The transmission curve corresponding to different refractive index; (b) the relationship between characteristic wavelength and refractive index.

提取不同折射率条件下的SPR传感器透射光谱特征波长, 其与待测介质折射率之间为线性对应关系, 如图3(b)所示. 拟合曲线的斜率即为光纤SPR传感器的折射率传感灵敏度, 依照上述模型数据理论计算值为3200 nm/RIU.

### 3 全相位滤波算法

系统中, 光谱仪实际采集到的透射光谱是图3(a)所示光纤SPR传感器透射传输衰减曲线与卤素灯光源光谱曲线的卷积, 再加上系统中存在的光学和电路噪声<sup>[12]</sup>, 导致传感器的光谱特征波长提取困难. 本文设计一种全相位微分滤波器, 用于提取光纤SPR传感器的特征波长.

微分滤波器能够反映数据中变化比较剧烈的部分即高频分量比较集中的数据段, 常用于图像边缘提取<sup>[17,18]</sup>. 微分滤波器的意义相当于求导, 因此数据经过微分滤波器的输出在一定程度上能够反映出数据的导数. 鉴于导数的FFT频域分量与原函数的FFT频域分量相差一个线性项 $j\omega$ , 因此所设计的微分滤波器应为一个具有线性幅频特性的滤波器.

设定一个长度为 $N$ 、幅值为 $\pi$ 的线性三角波频率向量 $H$

$$H = \begin{cases} 2\pi \frac{n}{N}, & 0 \leq n \leq N/2, \\ 2\pi \left(1 - \frac{n}{N}\right), & N/2 + 1 \leq n \leq N - 1, \end{cases} \quad (3)$$

则该频率向量的逆傅里叶变换表达式 $h(n)$ 为

$$h(n) = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} H(k) e^{j\frac{2\pi}{N}kn} = \begin{cases} \pi/2, & n = 0, \\ \frac{2\pi e^{j\frac{2\pi n}{N}} (1 - e^{j\pi n})^2}{N^2 \left(1 - e^{j\frac{2\pi n}{N}}\right)^2}, & 1 \leq n \leq N - 1. \end{cases} \quad (4)$$

对上式进行定义域延拓, 将 $n$ 的取值范围从 $[0, N - 1]$ 延拓到 $[-N + 1, N - 1]$ , 可得滤波器系数为

$$h(n) = \begin{cases} \pi/2, & n = 0, \\ \frac{2\pi e^{j\frac{2\pi n}{N}} (1 - e^{j\pi n})^2}{N^2 \left(1 - e^{j\frac{2\pi n}{N}}\right)^2}, & n \in [-N + 1, -1] \cup [1, N - 1]. \end{cases} \quad (5)$$

为了保证滤波器具有通带平坦、阻带衰减大的频率传输特性, 对上式进行加窗处理. 选择 Hamming 窗  $w_c(n) = 0.54 - 0.46 \cos(2\pi \cdot n/N)$ , 则加窗处理后归一化的滤波器 $g(n)$ 为

$$g(n) = h(n) \cdot w_c(n) = \begin{cases} \frac{2\pi e^{j\frac{2\pi n}{N}} (1 - e^{j\pi n})^2}{N^2 \left(1 - e^{j\frac{2\pi n}{N}}\right)^2} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{n+N} w_c(i)}{\sum_{i=1}^N w_c(i)}, & -N + 1 \leq n \leq -1, \\ \pi/2, & n = 0, \\ \frac{2\pi e^{j\frac{2\pi n}{N}} (1 - e^{j\pi n})^2}{N^2 \left(1 - e^{j\frac{2\pi n}{N}}\right)^2} \cdot \frac{\sum_{i=n+1}^N w_c(i)}{\sum_{i=1}^N w_c(i)}, & 1 \leq n \leq N - 1, \end{cases} \quad (6)$$

(6) 式即为微分滤波器 $g(n)$ 的解析表达式.

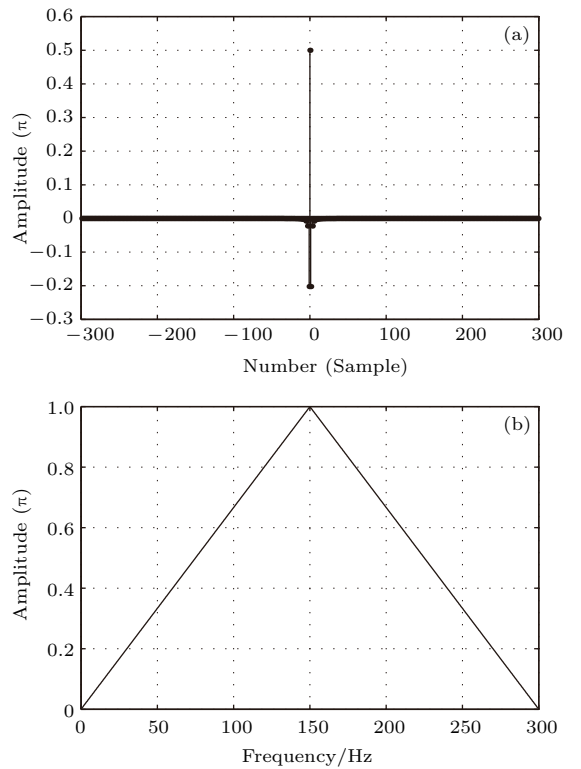


图4 微分滤波器 $g(n)$ 的时域滤波特性曲线和幅频响应曲线 (a) 微分滤波器 $g(n)$ 的时域滤波特性曲线; (b) 微分滤波器 $g(n)$ 的幅频响应曲线  
Fig. 4. The time domain filtering characteristic curve and amplitude-frequency curve of the differential filter  $g(n)$ : (a) The time domain filtering characteristic curve of the differential filter  $g(n)$ ; (b) the amplitude-frequency curve of the differential filter  $g(n)$ .



当  $N = 300$  时, 微分滤波器  $g(n)$  的时域滤波特性曲线和幅频响应曲线如图 4 所示. 由图 4(a) 可知, 该滤波器是长度为 599 的一维时域滤波器组, 其在时域上具有极窄的带通特性; 由图 4(b) 可知, 该滤波器的幅频响应具有很好的线性特性, 同时, 该滤波器的相频响应覆盖了  $[-\pi, \pi]$  范围. 因此, 该滤波器是一款全相位微分滤波器<sup>[19]</sup>, 具有无需相位校正、计算复杂度低等特点.

根据图 4(b) 所示微分滤波器  $g(n)$  的幅频响应可知, 该滤波器能够有效放大高频分量并抑制低频分量. 图 1 中光谱仪采集到的光谱实际上是卤素灯光源光谱和光纤 SPR 传感器透射传输衰减曲线的卷积. 由于光纤 SPR 传感器的透射光谱下降沿和上升沿都具有较为丰富的频率分量特别是高频分量, 因此当该透射光谱经微分滤波器  $g(n)$  滤波后, 能够有效突出光纤 SPR 传感器的陷波波谷位置, 用于 SPR 特征波长提取.

#### 4 实验与分析

为了验证本算法的有效性, 构建如图 1 所示的系统, 开展不同浓度酒精的 SPR 透射光谱特征波长提取实验. 实验现场的照片如图 5 所示, 其中卤素灯光源 HL-2000 的光谱范围为 350—2200 nm, 标称灯泡功率为 5 W. 光纤 SPR 传感器为采用真空蒸镀技术自制而成, 其中 99.999% 纯金的膜层厚度为 35 nm 左右. 光谱仪采用的是海洋光学的 HR4000CG 型红外光谱仪, 其光谱扫描范围为 200—1100 nm, 波长分辨率为 0.75 nm. 计算机通过 OceanView 软件控制光谱仪并记录光谱数据.

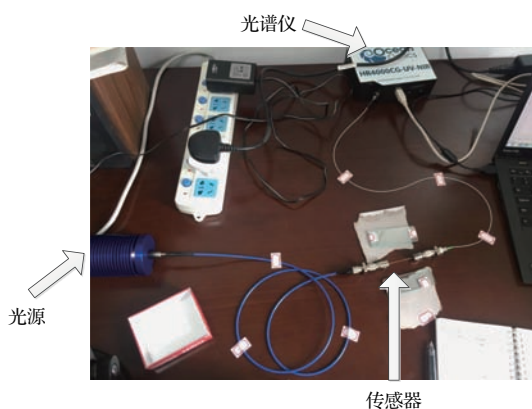


图 5 全光纤 SPR 传感系统实验现场照片

Fig. 5. The experimental picture of the all fiber SPR sensing system.

系统采集到的光纤 SPR 传感器透射光谱如图 6(a) 所示. 由于原始光谱不可避免地引入了各种噪声, 导致检测精度下降<sup>[12]</sup>. 采用 dB4 小波对其进行六层分解, 滤波后降噪重构, 可得如图 6(b) 中实线所示的光谱. 利用 (4) 式表达的微分滤波器对降噪后的光谱进行滤波处理, 所得全相位滤波信号如图 6(b) 中虚线所示. 由图可知, 全相位滤波后的信号与原始信号相比, 可以很容易地提取透射光谱的特征波长. 当滤波器波长  $N < 200$  时, 全相位滤波后的信号周期变化较快; 当  $N > 200$  时, 全相位滤波后的信号周期性变化不大, 故取  $N = 300$ .

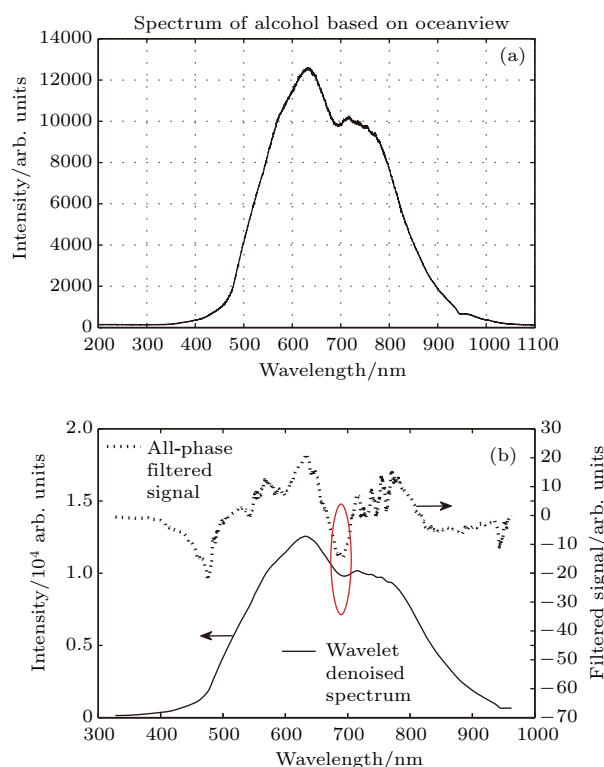


图 6 基于全相位滤波算法的光纤 SPR 传感器特征波长提取 (a) 光谱仪采集到的 SPR 透射光谱; (b) 光纤 SPR 传感器特征波长提取

Fig. 6. The characteristic wavelength extraction of the fiber SPR sensor based on all-phase filters algorithm: (a) The transmission spectrum of the SPR sensor acquired by spectrometer; (b) the characteristic wavelength extraction of the fiber SPR sensor.

改变酒精的浓度, 通过图 5 所示的实验系统采集光纤 SPR 传感器透射光谱, 每个浓度采集光谱 10 次; 同时利用阿贝折射仪观测对应的溶液折射率值. 基于上述算法提取对应的特征波长, 10 次测量的平均特征波长与溶液折射率之间的关系如图 7 所示, 二者之间线性拟合的斜率即折射率传感的灵敏度为 1640.4 nm/RIU, 拟合误差 2.28 nm. 由于酒精在测量过程中挥发等因素, 故未采用配比溶

液的浓度值,而是采用了实际观测的溶液折射率用于数据拟合.

将本算法与传统的质心法<sup>[14]</sup>和高斯拟合法<sup>[13]</sup>进行比较,同一浓度酒精对应的不同解调算法10次实验的特征波长标准差如表1所列.其中全相位滤波算法的标准差最小,质心法的标准差较大,高斯拟合算法的标准差突变很大且线性拟合时拟合误差较大.

不同算法下10次测量的平均特征波长与溶液折射率之间的线性拟合结果如表2所列.由于不同算法提取的特征波长位置不同,导致传感灵敏度有所差别;且由于实际光纤SPR传感器的纤芯直径和数值孔径的不同,导致拟合结果与数值仿真的结果存在差异,但二者量级相同.三种拟合算法的拟合误差接近,平均解调时间质心法最短,而高斯拟合的解调时间最长.由于质心法和高斯拟合法解调时特征波长的标准差较大,导致本文所述全相位滤

波算法的折射率检测分辨率比传统方法高出近一个数量级.此外,质心法和高斯拟合法还需借助于光源背景光谱作为参考实施解调,而本算法可以直接从传感器透射光谱中提取SPR特征波长.

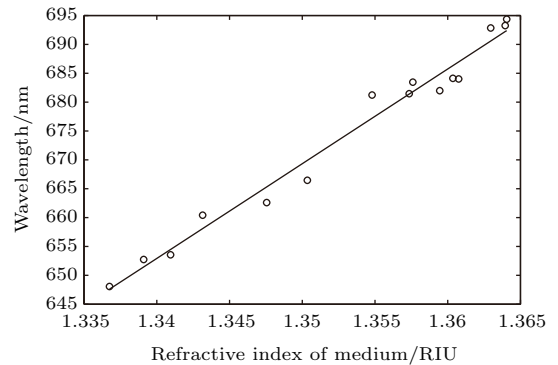


图7 折射率和光纤SPR传感器特征波长之间的线性拟合

Fig. 7. The linearity fitting between the refractive index and the characteristic wavelength of the fiber SPR sensor.

表1 不同解调算法10次实验的标准差(单位: nm)

Table 1. The deviation of different demodulation algorithm for 10 times experiments (unit: nm).

折射率/RIU	1.33675	1.33910	1.34095	1.34315	1.34755	1.35035	1.35480	1.35735
全相位滤波	1.207	0.023	0	0	0.054	0.023	0	0.121
质心法	1.214	7.653	5.165	0.044	1.352	1.431	0.559	0.085
高斯拟合法	0	0.001	0.001	8.715	0.001	0.001	8.474	0.001
折射率/RIU	1.35760	1.35945	1.36035	1.36075	1.36295	1.36395	1.36405	
全相位滤波	0.254	0	0.618	0.872	0.006	0.144	0.287	
质心法	10.216	0.282	6.316	3.538	1.901	7.134	3.119	
高斯拟合法	0.001	0.003	0.001	0.003	14.328	0.002	0.002	

表2 不同解调算法拟合结果比较

Table 2. The comparison of fitting results for different demodulation algorithm.

	传感灵敏度/nm	拟合误差/nm	平均解调时间/ms	折射率分辨率/RIU
全相位滤波	1640.4	2.28	157	$7.36 \times 10^{-4}$
质心法	1887.4	2.15	3	$5.41 \times 10^{-3}$
高斯拟合法	2026.4	2.33	524	$7.1 \times 10^{-3}$

## 5 结 论

本文针对光纤SPR传感解调时透射光谱特征波长提取的难题,开发了一种基于全相位滤波技术的SPR特征波长传感解调算法.在系统

设计及模拟仿真的基础上,理论推导了全相位滤波器的解析表达式.基于自制的光纤SPR传感器开展不同浓度的酒精折射率传感实验,结果表明,本算法的光纤SPR传感器折射率传感灵敏度为1640.4 nm/RIU,折射率检测的分辨率是 $7.36 \times 10^{-4}$  RIU,较传统方法提高了近一个数量级.

## 参考文献

- [1] Liu T G, Wang S, Jiang J F, Liu K, Yin J D 2014 *Chin. J. Sci. Instrum.* **35** 1681 (in Chinese) [刘铁根, 王双, 江俊峰, 刘琨, 尹金德 2014 仪器仪表学报 **35** 1681]
- [2] Jiang J F, Yan J L, Wang S, Liu K, Liu T G, Zang C J, Xie R W, He P, Chu Q L, Pan Y H 2016 *Acta Opt. Sin.* **2** 1 (in Chinese) [江俊峰, 闫金玲, 王双, 刘琨, 刘铁根, 臧传军, 谢仁伟, 河盼, 楚奇梁, 潘玉恒 2016 光学学报 **2** 1]
- [3] Kurashima T, Horiguchi T, Tateda M 1990 *Appl. Opt.* **29** 2219
- [4] Jiang J F, Wang S H, Liu T G, Liu K, Yin J D, Meng X E, Zhang Y M, Wang S, Qin Z Q, Wu F, Li D J 2012 *Opt. Express* **20** 18117
- [5] Yu L, Liu T G, Liu K, Jiang J F, Wang T 2016 *Sensor. Actuat. B: Chem.* **228** 10
- [6] Chen Q, Liu T G, Liu K, Jiang J F, Shen Z, Ding Z Y, Hu H F, Huang X D, Pan L, Ma C Y 2015 *J. Lightwave Technol.* **33** 1954
- [7] Wood R W 1902 *Philos. Mag.* **4** 396
- [8] Wu Y, Ho H P, Wong C L, Kong S K, Lin C L 2007 *IEEE Sens. J.* **7** 70
- [9] Jorgenson R C 1993 *Ph. D. Dissertation* (Washington: University of Washington)
- [10] Zeng J, Liang D K, Zeng Z W, Du Y 2006 *Spectrosc. Spect. Anal.* **26** 723 (in Chinese) [曾捷, 梁大开, 曾振武, 杜燕 2006 光谱学与光谱分析 **26** 723]
- [11] Wang T, Liu T G, Liu K, Jiang J F, Yu L, Xue M, Meng Y X 2016 *IEEE Photon. J.* **8** 6803008
- [12] Zhao Z Y, Zeng J, Liang D K, Zhang X L 2009 *Spectrosc. Spect. Anal.* **29** 3096 (in Chinese) [赵志远, 曾捷, 梁大开, 张晓丽 2009 光谱学与光谱分析 **29** 3096]
- [13] Zhou P, Zhang W B, Wang J X, Sun C Y, Liu J, Su R X, Wang X M 2016 *Spectrosc. Spect. Anal.* **36** 1949 (in Chinese) [周鹏, 张文斌, 王军星, 孙翠迎, 刘瑾, 苏荣欣, 王学民 2016 光谱学与光谱分析 **36** 1949]
- [14] Johansen K, Stålberg R, Lundström I, Liedberg B 2000 *Meas. Sci. Technol.* **11** 1630
- [15] Anuj K S, Gupta B D 2005 *Opt. Commun.* **245** 159
- [16] Sarika S, Navneet K S, Vivek S 2016 *Braz. J. Phys.* **46** 288
- [17] Francine C, Pierre L L, Jean M M, Tomeu C 1992 *Siam. J. Numer. Anal.* **29** 182
- [18] David T 2006 *Int. J. Comput. Vision* **68** 65
- [19] Huang X D, Jing S X, Wang Z H, Xu Y, Zheng Y Q 2016 *IEEE Trans. Signal Proc.* **64** 1173

SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# Optical fiber SPR sensing demodulation algorithm based on all-phase filters\*

Cao Yu-Zhen<sup>1)</sup> Ma Jin-Ying<sup>1)</sup> Liu Kun<sup>1)2)†</sup> Huang Xiang-Dong<sup>3)</sup> Jiang Jun-Feng<sup>1)2)</sup>  
Wang Tao<sup>1)2)</sup> Xue Meng<sup>1)2)</sup> Liu Tie-Gen<sup>1)2)</sup>

1) (*School of Precision Instrument and Opto-electronics Engineering, Tianjin 300072, China*)

2) (*Key Laboratory of Opto-electronics Information Technology, EMC, Tianjin 300072, China*)

3) (*School of Electronics Information Engineering, Tianjin 300072, China*)

( Received 9 October 2016; revised manuscript received 5 January 2017 )

## Abstract

Aiming at the urgent requirements for refractive index detection in the biological sample detection area, an all-fiber surface plasmon resonance (SPR) system is established in this paper. And the SPR characteristic wavelength demodulation algorithm is proposed for this system based on all-phase filter technique. According to the system simulation, the refractive index sensing sensitivity of the fiber SPR sensor can be calculated theoretically. By using the all-phase filter technique, the characteristic wavelength of the fiber SPR sensor can be extracted, and the theoretically analytical expression of the all-phase filter can be obtained. The experimental results show that the refractive index sensing sensitivity and the detection resolution of the fiber SPR sensor are 1640.4 nm/RIU and  $7.36 \times 10^{-4}$  RIU respectively by using this algorithm. Compared with the traditional methods, our algorithm can improve the detection precision and the anti-light-disturbance performance and reduce the costs as well.

**Keywords:** fiber surface plasmon resonance sensor, all-phase filter, demodulation algorithm, biological sensing

**PACS:** 42.81.Pa, 07.60.Vg, 87.55.kd, 87.64.K-

**DOI:** 10.7498/aps.66.074202

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61475114, 61227011), and the National Instrument Program, China (Grant No. 2013YQ030915).

† Corresponding author. E-mail: [beiyangkl@tju.edu.cn](mailto:beiyangkl@tju.edu.cn)



布里渊动态光栅原理及其在光纤传感中的应用

董永康 周登望 滕雷 姜桃飞 陈曦

Principle of Brillouin dynamic grating and its applications in optical fiber sensing

Dong Yong-Kang Zhou Deng-Wang Teng Lei Jiang Tao-Fei Chen Xi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 075201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.075201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.075201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于领结型多孔光纤的双芯太赫兹偏振分束器

Dual-core terahertz polarization splitter based on porous fibers with near-tie units

物理学报.2017, 66(2): 024209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024209>

通道调制型偏振成像系统的波段宽度限制判据

Imaging spectral bandwidth criterion equation of channeled modulated polarization imaging system

物理学报.2016, 65(7): 074210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074210>

等离子体密度对激光拉曼放大机理的影响

Plasma density effect on backward Raman laser amplification

物理学报.2015, 64(10): 105201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.105201>

一种带葡萄柚空气孔的高双折射  $ZrF_4$ - $BaF_2$ - $LaF_3$ - $AlF_3$ - $NaF$  光子准晶光纤

Highly birefringent  $ZrF_4$ - $BaF_2$ - $LaF_3$ - $AlF_3$ - $NaF$  photonic quasi-crystal fiber with twin grapefruits holes

物理学报.2014, 63(14): 144202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.144202>

一种新型高双折射光子晶体光纤特性研究

Investigation of a new kind of high birefringence photonic crystal fiber

物理学报.2013, 62(8): 084215 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.084215>

专题: 光纤传感

## 布里渊动态光栅原理及其在光纤传感中的应用\*

董永康<sup>†</sup> 周登望 滕雷 姜桃飞 陈曦

(哈尔滨工业大学可调谐激光技术国家级重点实验室, 哈尔滨 150001)

(2016年10月9日收到; 2016年11月29日收到修改稿)

自从2007年布里渊动态光栅被首次提出用于实现光存储以来, 该技术得到了国际上的广泛关注和研究. 布里渊动态光栅本质上是由相干声波场激发的折射率光栅, 一般情况下两束抽运光(频率差等于光纤的布里渊频移)以相同的偏振态从光纤两端注入到光纤中, 通过受激布里渊散射效应激发出相干声波场, 即形成布里渊动态光栅. 光纤布里渊动态光栅因具有全光产生、参数灵活可控的优点, 已被广泛研究应用于光纤传感、光纤特性表征、光存储、全光信号处理、微波光子学和高精度光谱分析等. 本文分析布里渊动态光栅产生和探测原理, 重点探讨在高性能分布式光纤传感上的应用, 这些应用包括高灵敏度温度和应变分布式传感、温度和应变同时解调、分布式横向压力传感、分布式静压力(气压或液压)传感、高空间分辨率分布式传感和高精度光谱分析.

**关键词:** 受激布里渊散射, 布里渊动态光栅, 光纤传感**PACS:** 52.38.Bv, 42.79.Dj, 07.07.Df**DOI:** 10.7498/aps.66.075201

## 1 引言

分布式布里渊光纤传感最早于20世纪80年代末期提出, 这种技术提出的最初目的是发展一种新型的光时域反射计用于测量光纤的损耗<sup>[1]</sup>. 很快人们发现它可以用于传感, 因为布里渊散射对温度和应变都很敏感<sup>[2-4]</sup>. 在传感方案上, 主要包括布里渊光时域分析(Brillouin optical time-domain analysis, BOTDA)和布里渊光时域反射<sup>[5,6]</sup>, 布里渊光相关域分析和布里渊光相关域反射<sup>[7,8]</sup>. 相关域布里渊传感技术的主要优势是具有高达1 mm的空间分辨率, 但是由于是逐点测量导致存在测量时间较长和测量距离较短的问题. 时域布里渊传感技术近年来发展迅速, 尤其是BOTDA技术在空间分辨率、测量距离和测量时间上都有较大的进步, 目前空间分辨率可以达到2 cm<sup>[9]</sup>, 测量距离达到150 km<sup>[10]</sup>, 并且测量时间大为减小, 可以实

现kHz量级的动态测量<sup>[11]</sup>. 这些技术的进步大幅拓展了BOTDA的应用领域, 使其可以应用于石油天然气管道和存储罐的漏油和变形监测, 海底或陆地高压电缆的温度和应变监测, 地质灾害的分布式监测, 桥梁、大坝和隧道等大型建筑物的结构健康监测, 飞行器和航天器的飞行状态监测以及火灾报警等.

但是, 传统的分布式布里渊光纤传感仍然有些局限, 比如测量的物理量仅限于温度和应变, 而且测量的精度限制在1 °C或20  $\mu\epsilon$ . 近年来, 新型的布里渊动态光栅(Brillouin dynamic grating, BDG)技术引起了人们的极大兴趣, 可以实现更高精度和多参量的分布式光纤传感. 2007年, 美国罗切斯特大学Boyd等<sup>[12]</sup>在《Science》上撰文首次提出采用BDG实现光存储, 该方法的思想是把光信号存储到声波中(即布里渊动态光栅), 然后通过读取光脉冲再把声波信号还原成光信号, 从而实现了光信号的存储. 2012年, 瑞士联邦工学院的Thevenaz课

\* 国家重大科学仪器设备开发专项(批准号: 2013YQ040815)、国家自然科学基金(批准号: 61575052, 61308004)和国家高技术研究发展计划(批准号: 2014AA110401)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [aldendong@gmail.com](mailto:aldendong@gmail.com)

课题组<sup>[13]</sup>提出了基于BDG的可调谐、可重构的微波光子滤波器,滤波器的中心频率和带宽均可以通过改变BDG的参数来调谐;2013年,该课题组又提出了基于BDG的全光信号处理,成功地直接在光域上实现了信号的微分、积分和时间反演<sup>[14]</sup>.在分布式光纤传感应用方面,2009年,日本东京大学Hotate等<sup>[15,16]</sup>提出基于BDG的分布式温度和应变光纤传感,该方法通过BDG测量高双折射保偏光纤中的双折射的变化实现温度和应变测量,而且测量精度比传统的布里渊频移法高一个量级以上;结合BDG和布里渊频移两种方法可以实现基于保偏光纤的温度和应变双参数同时测量技术<sup>[15,17]</sup>.2013年,我们提出了基于BDG实现长距离保偏光纤双折射分布式测量方案,并提出把该方法应用于高精度光纤陀螺环的检测<sup>[18,19]</sup>;2014年,我们实现了基于BDG的超高分辨光谱分析的概念性验证实验,实验上获得了0.5 MHz (4 fm)的光谱分辨率,可用于高精度光纤传感<sup>[20]</sup>;在2015年和2016年,我们分别提出了基于BDG的分布式横向压力和分

布式气压传感<sup>[21,22]</sup>.

本文从理论上探讨布里渊动态光栅产生和探测原理,并综述近些年该技术在高性能分布式光纤传感方面应用的研究进展.

## 2 理论分析

BDG本质上是由相干声波场激发的折射率光栅,如图1所示,一般情况下两束抽运光(抽运光1和抽运光2,频率差等于布里渊频移)以相同的偏振态( $x$ -pol.)从光纤两端注入到光纤中,通过受激布里渊散射效应激发出相干声波场,即形成BDG;同时,探测光以正交偏振态( $y$ -pol.)注入到光纤中,当探测光与抽运光1的频率差(正比于光纤的双折射)满足相位匹配条件时,就会被BDG反射形成反射光.图1还给出了四束光波的频率关系,由于BDG是和高频的抽运光1同方向移动的光栅,反射光和探测光之间会有一个多普勒频移,数值上等于布里渊频移.

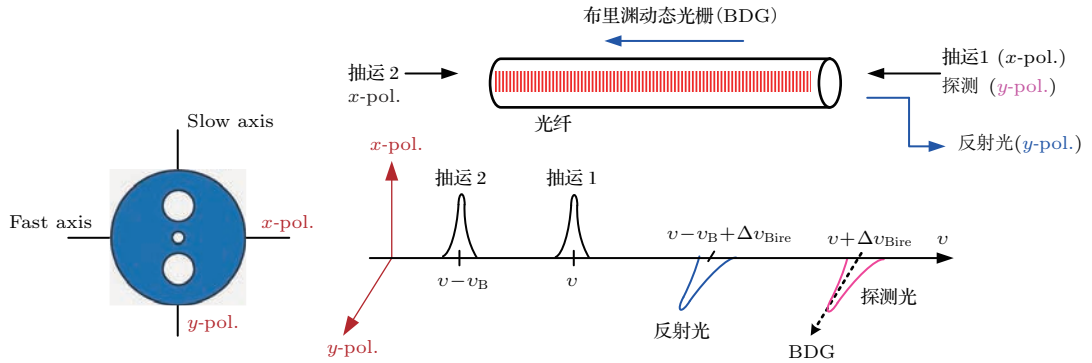


图1 布里渊动态光栅的激发和探测

Fig. 1. The excitation and detection of Brillouin dynamic grating.

考虑到慢包络幅度近似,我们可以用由四束光波和一个声波场组成的耦合波方程组来描述BDG的激发和探测过程<sup>[23]</sup>:

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_x}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_1 = ig_0 \rho E_2 - \frac{\alpha}{2} E_1, \quad (1a)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_x}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_2 = ig_0 \rho^* E_1 - \frac{\alpha}{2} E_2, \quad (1b)$$

$$\left(-\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_y}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_3 = ig_0 \rho^* E_4 e^{i\Delta k z} - \frac{\alpha}{2} E_3, \quad (1c)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_y}{c} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_4 = ig_0 \rho E_3 e^{-i\Delta k z} - \frac{\alpha}{2} E_4, \quad (1d)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\Gamma_B}{2}\right) \rho = ig_a \left(E_1 E_2^* + E_3^* E_4 e^{i\Delta k z}\right), \quad (1e)$$

其中,  $E_j$  ( $j = 1 : 4$ ) 是光波的电场强度;  $\rho$  为声波场强度;  $n_x$  和  $n_y$  分别为光纤慢轴和快轴的折射率;  $g_0$  为光波场间的耦合系数;  $g_a$  为声光耦合系数;  $g_B = 4g_0 g_a / \Gamma_B$  光纤的布里渊增益因子;  $\alpha$  为光纤的吸收系数;  $\Delta k$  为四束光波的相位失谐量.

对于由连续抽运光产生的稳态均匀型BDG,我们可以通过简化模型获得BDG反射光  $E_4$  的解析解.忽略抽运抽空作用,抽运光  $E_1$  和  $E_2$  可以认为是常数,其他光波沿光纤的衰减项和时间的求导

项可以忽略, 则方程组 (1) 可以简化为:

$$\frac{\partial}{\partial z} E_3 = -ig_0 \rho^* E_4 e^{i\Delta k z}, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} E_4 = ig_0 \rho E_3 e^{-i\Delta k z}, \quad (2b)$$

$$\frac{\Gamma_B}{2} \rho = ig_a E_1 E_2^*. \quad (2c)$$

求解方程组 (2) 可得:

$$E_3(z) = E_3(L) \cdot \frac{2g \cosh(gz) - i\Delta k \sinh(gz)}{2g \cosh(gL) - i\Delta k \sinh(gL)} \times e^{-i\Delta k(z-L)/2}, \quad (3a)$$

$$E_4(z) = E_3(L) \cdot \frac{2K_2 \sinh(gz)}{2g \cosh(gL) - i\Delta k \sinh(gL)} \times e^{-i\Delta k(z+L)/2}. \quad (3b)$$

对于稳态 BDG, 它的反射率为

$$R = \frac{|E_4(L)|^2}{|E_3(L)|^2} = \frac{\sinh^2(gL)}{\cosh^2(gL) - \Delta k^2 / (4K_1 K_2)}. \quad (4)$$

首先, 我们对 BDG 反射谱的数值仿真结果和解析解进行对比分析, 采用保偏光纤作为 BDG 产生的介质, 具体仿真参数列于表 1.

表 1 仿真参数  
Table 1 Simulation parameters.

名称	符号	数值
Pump1	$P_1$	0.1 W
Pump2	$P_2$	0.1 W
Pump3	$P_3$	0.01 W
光纤长度	$L$	1.0/0.5 m
布里渊增益谱线宽	$\Gamma_B/2\pi$	30 MHz
布里渊增益系数	$g_B$	$2.5 \times 10^{-11} \text{ m}\cdot\text{W}^{-1}$
声子寿命	$\tau_p$	5.3 ns
有效模场面积	$A_{\text{eff}}$	$50 \mu\text{m}^2$
慢轴 ( $x$ ) 折射率	$n_x$	1.4686
慢轴 ( $y$ ) 折射率	$n_y$	1.4683

BDG 归一化的反射谱如图 2(a) 所示, 黑色实线和方块点线分别对应长度 0.5 m BDG 反射谱的解析解和数值仿真结果, 蓝色实线和三角点线分别对应长度 1.0 m BDG 反射谱的解析解和数值仿真结果. 可以看出, 解析解和数值仿真结果相符合. BDG 反射谱半高全宽 (full-width at half-maximum, FWHM) 和长度之间的关系如图 2(b)

所示, 由解析方法所得数据 (蓝色方块, 对数坐标) 显示, 随着 BDG 长度从 0.01 m 增加到 1000 m, 其反射谱的线宽会从 10 GHz 量级逐渐减小到亚 MHz 量级.

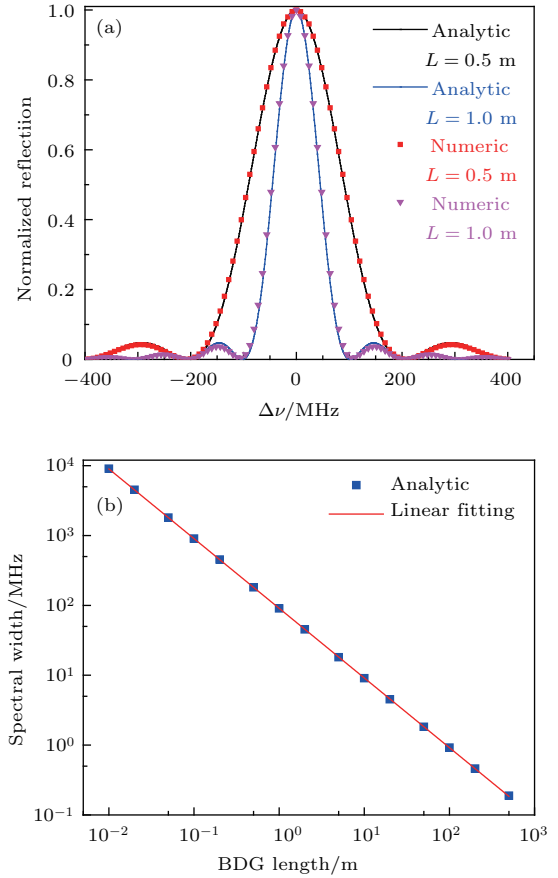


图 2 (a) BDG 的归一化反射谱; (b) 反射谱线宽与长度之间的关系

Fig. 2. (a) The normalized BDG spectra; (b) the spectral width FWHM as a function of length.

### 3 布里渊动态光栅在光纤传感中的应用

#### 3.1 保偏光纤双折射分布式测量

在保偏光纤中, 与纤芯平行的应力棒引起的附加应力使保偏光纤的两个主轴之间产生较大的双折射, 因而避免了在两个主轴中传播的偏振态垂直的两束线偏振光之间的耦合. 在 BDG 的激发和探测过程中, 首先把两束抽运光注入到保偏光纤的一个主轴里通过受激布里渊散射激发出 BDG; 然后, 探测光被注入到另一个主轴里探测该光栅. 其中, 当探测光与光栅的传播方向相同时, 探测光就会在光栅上发生相干斯托克斯散射, 反射光的频率比探测光低一个布里渊频移; 相反, 当探测光与光栅的



传播方向相反, 探测光就会在光栅上发生相干反斯托克斯散射, 反射光的频率比探测光高一个布里渊频移. 相干斯托克斯过程会加强已经产生的光栅, 而相干反斯托克斯过程会消耗已经产生的光栅.

当探测光和抽运光 1(这里假设抽运光 1 与探测光的传播方向一样) 满足相位匹配条件的时候, 探测光就会在光栅上得到最大的反射, 其中相位匹配条件为<sup>[18]</sup>

$$\Delta\nu_{\text{Bire}} = \Delta n\nu/n_g, \quad (5)$$

其中,  $\Delta\nu_{\text{Bire}}$  是双折射频移, 即获得最大反射率时探测光与抽运光 1 之间的频差,  $\Delta n$  是保偏光纤的相双折射,  $n_g$  是光纤的群折射率,  $\nu$  是探测光的频率. (5) 式表明双折射频移和保偏光纤双折射之间存在线性关系, 通过激发和探测 BDG 就可以测量双折射频移, 从而实现保偏光纤双折射的测量. 一般保偏光纤中的双折射频移在 40—90 GHz 之间, 这个值会随着光纤的种类不同而有所变化.

为了避免在激发 BDG 时发生抽运抽空效应, 从而实现长距离光纤的测量, 一般采用如图 3 所示的激发和探测方案<sup>[19]</sup>. 两束抽运光包括脉冲抽运光 1 和连续抽运光 2, 采用脉冲抽运光 1 可以有效减弱抽运抽空效应, 同时为了有效激发 BDG, 脉冲

宽度一般需要大于声子寿命 (~10 ns). 在脉冲抽运光 1 之后, 紧接着注入探测脉冲来读取光栅, 通过扫描探测光的频率就可以获得 BDG 的反射谱和双折射频移, 其中测量空间分辨率由探测光脉冲宽度决定.

图 4 是采用 2 ns 探测脉冲测量的两种典型 BDG 反射谱 (偏置了双折射频移, 即谱的中心位于零频率处), 2 ns 的脉冲对应了 20 cm 的空间分辨率. 图 4 (a) 对应了双折射均匀区域, 也就是说在 20 cm 范围内光纤双折射变化很小, 因此测量的结果与仿真符合得很好; 但是如果 20 cm 范围内双折射有较大的起伏, 就会导致 BDG 反射谱产生非均匀展宽, 典型结果如图 4 (b) 所示.

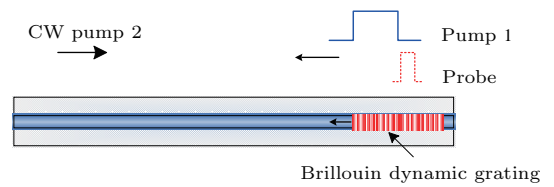


图 3 基于 BDG 的长距离保偏光纤双折射分布式测量方案

Fig. 3. Schematic diagram of excitation and readout of a BDG for distributed measurement of the birefringence of a long-range PMF.

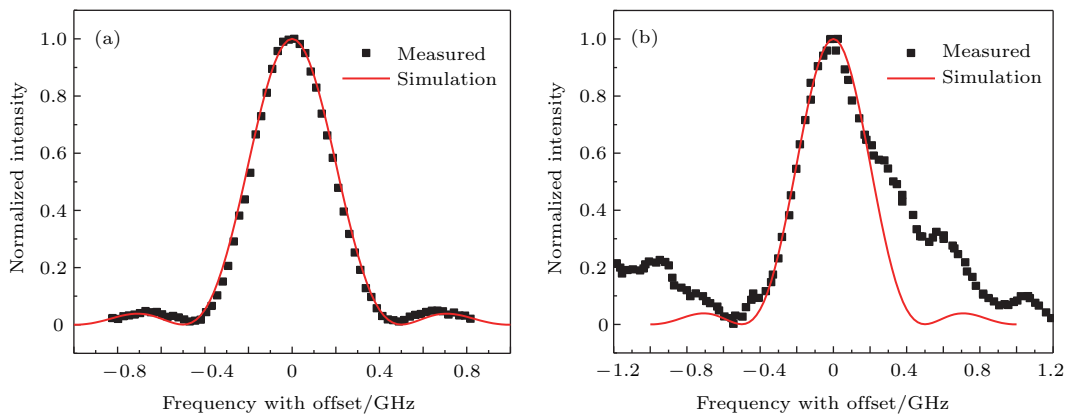


图 4 典型的 BDG 反射谱 (a) 均匀双折射区域; (b) 非均匀双折射区域; 探测光脉冲宽度 2 ns

Fig. 4. Typical measured BDG spectra of (a) a uniform fiber section; (b) a nonuniform fiber section, and simulations (solid curves). The duration of the probe pulse is 2 ns.

图 5 (a) 显示了一段 500 m 保偏光纤双折射分布式测量结果, 该光纤缠绕在直径为 15.6 cm (周长 49 cm) 的卷轴上. 从图中可以看出双折射沿光纤纵向呈现不均匀分布, 变化范围是  $3.6869—3.5772 \times 10^{-4}$ , 起伏达 3%. 这种双折射不均匀分

布有着多种因素, 可能包括光纤预制棒材料的不均匀, 光纤拉制过程不均匀受力, 光纤涂覆层的不均匀, 同时光纤在缠绕时不均匀纵向拉力和横向压力也会导致双折射的起伏, 从图 5 (b) 中可以很清楚地看到对应于卷轴周长 49 cm 的振荡.

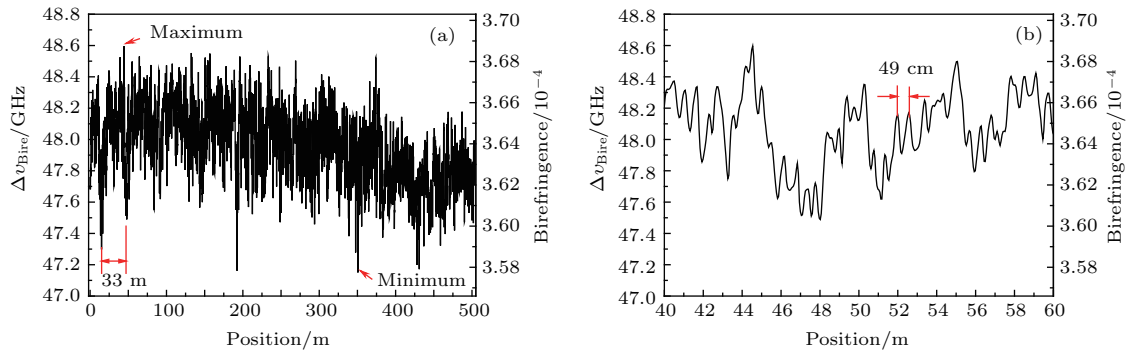


图5 (a) 500 m 保偏光纤双折射分布式测量结果; (b) 40—60 m 段的详细结果  
 Fig. 5. The measured birefringence over (a) the entire 500-m FUT; (b) the segment of 40–60 m.

### 3.2 高灵敏度温度和应变测量

研究表明, 外界的温度变化和对光纤轴向施加的应变都会导致光纤双折射的变化. 通过对保偏光纤中双折射频移的测量可以进行温度和应变的监测.

图6给出了一种熊猫型保偏光纤在不同温

度下BDG反射谱及其双折射频移随温度的变化关系<sup>[17]</sup>. 图6(a)中的BDG反射谱呈高斯型分布, FWHM谱宽约为640 MHz. 图6(b)中的双折射频移与温度的变化关系给出了温度系数为  $C_{\text{Bire}}^T = -54.38 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ . 由于温度的升高会使附加的应力得到释放, 减小了光纤的双折射, 从而得到一个负温度系数.

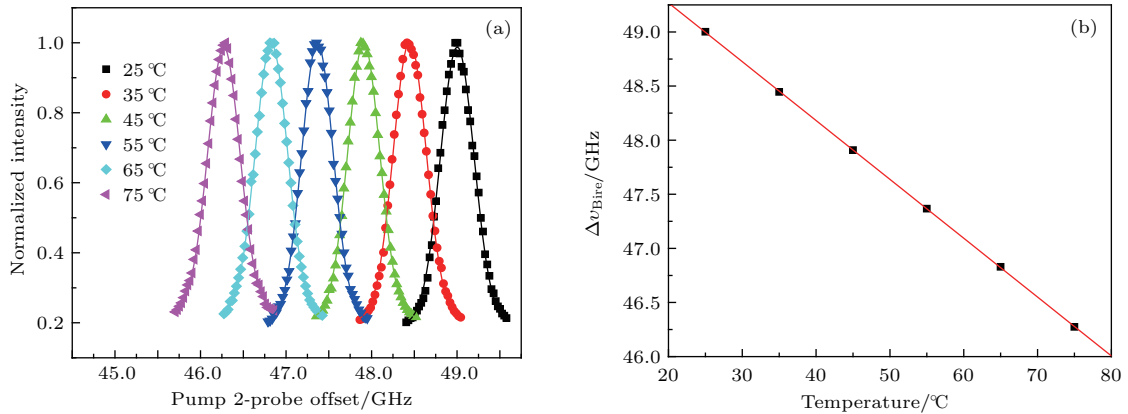


图6 (a) 不同温度下的布里渊光栅反射谱; (b) 双折射频移与温度的变化关系  
 Fig. 6. (a) Measured BDG spectra at different temperatures; (b) the dependence of BireFS on temperature.

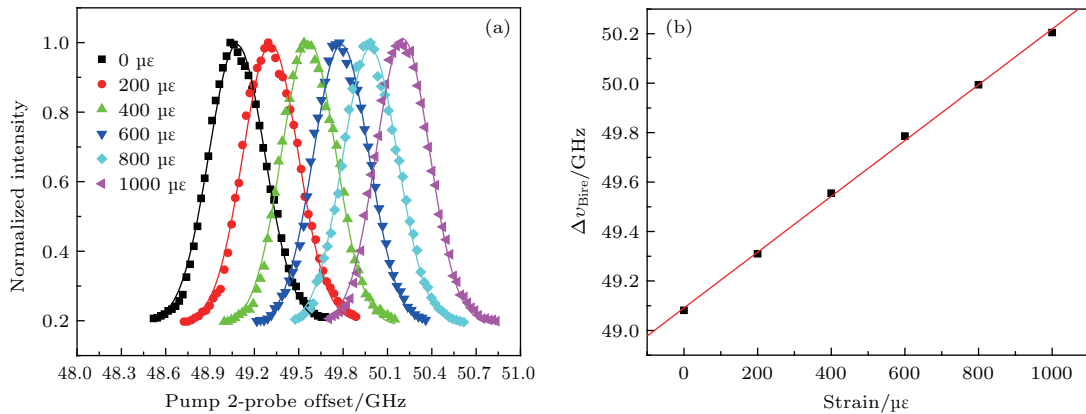


图7 (a) 不同应变下的布里渊光栅反射谱; (b) 双折射频移与应变的变化关系  
 Fig. 7. (a) Measured BDG spectra at different strains; (b) the dependence of BireFS on strain.

图 7 给出了这种熊猫型保偏光纤在不同应变下 BDG 反射谱及其双折射频移随应变的变化关系. 图 7 (b) 中的双折射频移与应变的变化关系表明双折射频移与应变也有很好的线性关系, 其应变系数为  $C_{\text{Bire}}^{\epsilon} = 1.13 \text{ MHz}/\mu\epsilon$ . 对光纤施加纵向的应力加强了应力棒的附加应力, 增加了光纤的双折射, 因而得到一个正应变系数.

一般单模光纤中的布里渊频移的温度系数和应变系数分别为  $C_{\text{B}}^T = 1.12 \text{ MHz}/^{\circ}\text{C}$  和  $C_{\text{B}}^{\epsilon} = 0.0482 \text{ MHz}/\mu\epsilon$ . 由此我们可以看出保偏光纤中的双折射频移的温度系数和应变系数分别是布里渊频移的 50 倍和 20 倍. 因此, 基于 BDG 测量双折射频移的温度和应变传感器具有比传统布里渊散射传感器更高的灵敏度.

### 3.3 温度和应变同时解调技术

对于传统的布里渊光纤传感器而言, 温度和应变的测量会存在串扰的问题, 即温度和应变都会导致布里渊频移的变化, 因此无法准确知道待测的温度或应变. 一般情况下, 需要再引入一个独立的可测量的量进行温度和应变的解调从而实现温度和应变的同时测量. 以前文献中曾报道过用布里渊散射功率作为第二个测量的量进行温度和应变的解调, 但是测量精度被大幅降低. 在这里我们看到, 保偏光纤的双折射频移可以作为第二个测量量来实现温度和应变的同时解调. 而且, 由于双折射频移具有负温度系数, 因而可以实现高精度的温度和应变解调 [17].

在受外界的温度和应变变化条件下, 布里渊频移和双折射频移  $\Delta\nu_{\text{B}}$  和  $\Delta\nu_{\text{Bire}}$  可以表示为

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{\text{B}} &= C_{\text{B}}^{\epsilon}\Delta\epsilon + C_{\text{B}}^T\Delta T, \\ \Delta\nu_{\text{Bire}} &= C_{\text{Bire}}^{\epsilon}\Delta\epsilon + C_{\text{Bire}}^T\Delta T, \end{aligned} \quad (6)$$

其中,  $\Delta\epsilon$  和  $\Delta T$  是施加的应变和温度改变量,  $C_{\text{B}}^{\epsilon}$  和  $C_{\text{B}}^T$  分别是布里渊频移的应变系数和温度系数,  $C_{\text{Bire}}^{\epsilon}$  和  $C_{\text{Bire}}^T$  分别是双折射频移的应变系数和温度系数. 对方程 (6) 进行求解可以唯一地得到温度和应变, 即

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \Delta\epsilon \\ \Delta T \end{bmatrix} &= \frac{1}{C_{\text{B}}^{\epsilon}C_{\text{Bire}}^T - C_{\text{B}}^TC_{\text{Bire}}^{\epsilon}} \begin{bmatrix} C_{\text{Bire}}^T & -C_{\text{B}}^T \\ -C_{\text{Bire}}^{\epsilon} & C_{\text{B}}^{\epsilon} \end{bmatrix} \\ &\times \begin{bmatrix} \Delta\nu_{\text{B}} \\ \Delta\nu_{\text{Bire}} \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (7)$$

其中,  $C_{\text{B}}^{\epsilon}$ ,  $C_{\text{B}}^T$  和  $C_{\text{Bire}}^{\epsilon}$  均为正值, 而  $C_{\text{Bire}}^T$  为负值, 因此  $C_{\text{B}}^{\epsilon}C_{\text{Bire}}^T - C_{\text{B}}^TC_{\text{Bire}}^{\epsilon}$  具有较大的值, 从而保证了较高的温度和应变的解调精度.

6 m 熊猫型保偏光纤的布局如图 8 所示, 其中有 1 m 的应变段、1 m 的加热段以及它们中间的在室温及松弛状态下的 1 m 光纤. 应变段中施加的应变为  $670 \mu\epsilon$ , 加热段的温度比室温高  $30^{\circ}\text{C}$ .

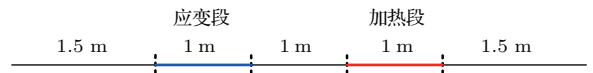


图 8 传感光纤布局

Fig. 8. Layout of the 6-m sensing fiber.

实验上测到的布里渊频移和双折射频移如图 9 (a) 所示, 我们可以看到基于布里渊频移和双折射频移方法均具有 20 cm 的空间分辨率. 利用所测的布里渊频移, 双折射频移以及它们的温度和应变系数, 我们可以同时得到光纤上的温度和应变分布, 其结果如图 9 (b) 所示. 很清楚地可以看出传感光纤上的温度和应变分布被互相解调出来, 其中只有在有应变和无应变、加热和室温的交界处存在一些误差, 这些误差是由于系统的空间分辨率限制产生的.

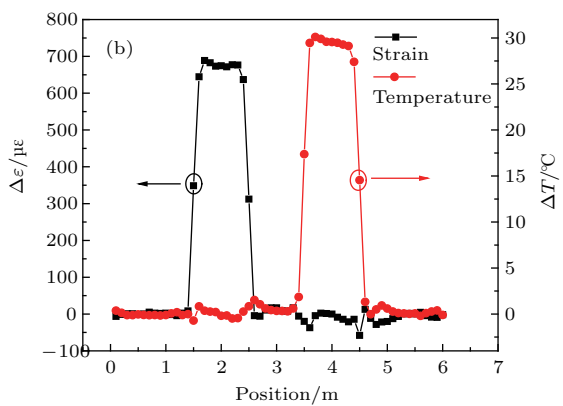
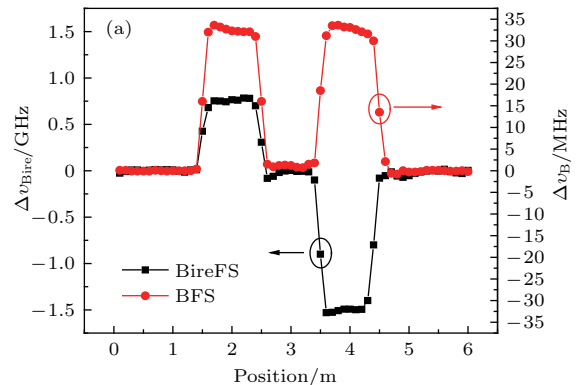


图 9 (a) 测量的布里渊频移和双折射频移; (b) 解调后的温度和应变分布

Fig. 9. (a) Measured  $\Delta\nu_{\text{B}}$  and  $\Delta\nu_{\text{Bire}}$ ; (b) calculated temperature and strain.

### 3.4 分布式横向压力传感

土木结构和大型机械在建造和使用过程中难免会受到自重和外部撞击产生的横向压力的作用, 因此, 实际生产中需要一种可靠、高效的横向压力传感器. 传统的光纤横向压力传感器主要是基于光纤光栅 (FBG) 技术和干涉仪技术, 这类横向压力传感器制作简单, 具有很高的灵敏度. 但是现有的光纤横向压力传感器属于点式传感器, 不能进行分布式测量, 不能同时获得测试空间内的全部信息.

当传感光纤受到横向压力作用时, 由于弹光效

应, 光纤的双折射会发生变化. 利用布里渊动态光栅技术测量光纤双折射的变化可以实现对横向压力的测量. 图 10 所示为我们自行设计的横向压力施加平台. 实验光纤包括传感光纤和支撑光纤, 两根光纤平行放置, 其上覆盖一个 20 cm 长的玻璃板, 在玻璃板上放置不同质量的砝码来施加横向压力. 传感光纤和支撑光纤是同一种型号, 砝码放置在两根光纤中间以保证它们均匀受力. 传感光纤的两端固定在可转动的基座上, 通过旋转基座来调整施加的横向压力与光纤主轴之间的相对方向 [21].

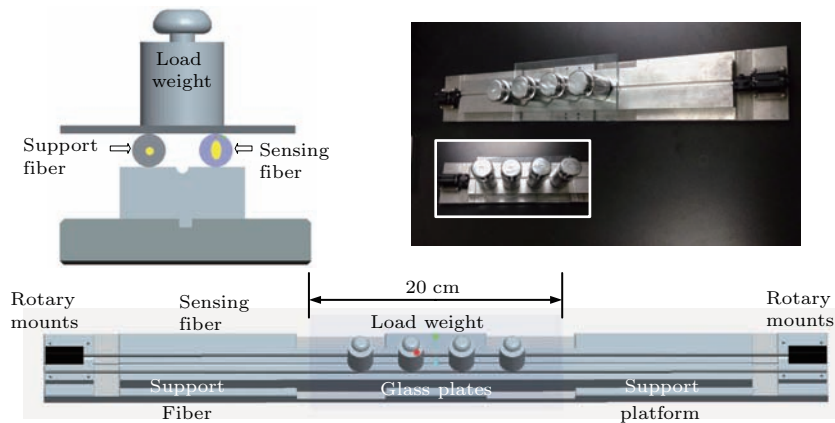


图 10 横向压力施加装置

Fig. 10. Setup with load weight applied.

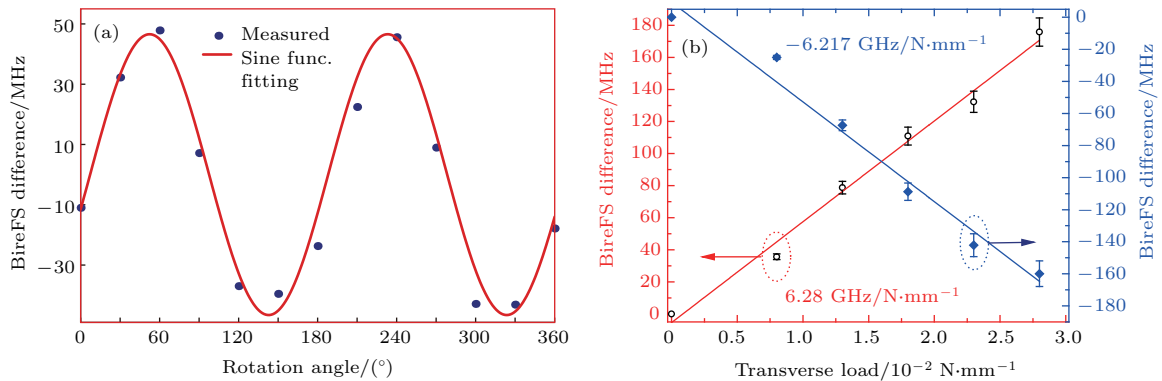


图 11 双折射频移与横向压力的关系 (a) 施加不同压力方向; (b) 施加不同压力值

Fig. 11. Relations between BireFS and transverse load: (a) Various load direction; (b) various load weight.

图 11 为双折射频移变化量与不同横向压力之间的关系. 通过旋转基座可以调整施加的横向压力与光纤主轴之间的相对方向, 测量结果如图 11 (a) 所示, 从图中可以看出双折射频移变化量与压力方向呈正弦变化关系, 当压力方向与光纤慢轴方向一致时 (即图中的  $50^\circ$  或  $230^\circ$ ), 双折射增加量最大; 当压力方向与光纤快轴方向一致时 (即图中的  $140^\circ$

或  $320^\circ$ ), 双折射减小量最大. 图 11 (b) 所示为当压力方向与光纤慢轴 (或快轴) 方向一致时, 双折射频移变化量与不同横向压力值之间的线性关系, 当沿光纤快轴方向时施加横向压力时, 横向压力灵敏度为  $-6.217 \text{ GHz/N}\cdot\text{mm}^{-1}$ , 而沿光纤慢轴方向施加压力是, 灵敏度为  $6.28 \text{ GHz/N}\cdot\text{mm}^{-1}$ . 结合双折射频移最小测量标准差 5 MHz, 可以得到最大测量精



度为  $0.8 \times 10^{-3} \text{ N/mm}$ .

图 12 为横向压力分布测量结果, 其中绿线和红线分别表示施加压力前后的双折射测量结果, 通过对这两个结果做差处理就可以得到由压力引起的双折射变化, 从而解调出的分布式横向压力, 如蓝线所示. 在 1 m 处附近有一段 20 cm 的光纤沿着慢轴方向施加一个压力, 在 3 m 处附近有一段 20 cm 的光纤沿着快轴方向施加一个压力, 两个压力均为  $2.3 \times 10^{-2} \text{ N/mm}$ . 从图中可以清楚地看到施加横向压力的位置、大小和方向.

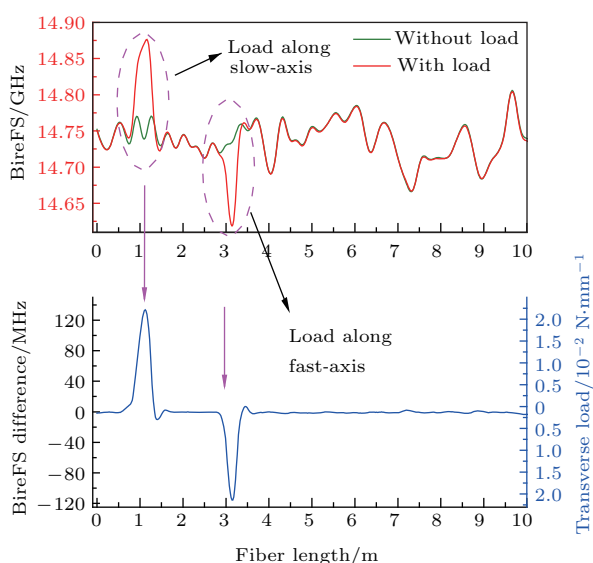


图 12 横向压力分布测量结果, 其中绿线和红线分别表示施加压力前后的双折射测量结果, 蓝线是解调出的分布式压力

Fig. 12. Distributed transverse load measurements, where the green line and red line represent the measured BireFS with and without loads, respectively, and the blue line represents the BireFS difference and transverse load.

### 3.5 分布式静压力传感

目前, 光纤静压力(气压或液压)传感器主要包括基于FBG技术、法布里珀罗腔(FP)技术或光纤干涉仪技术等方案, 但是主要问题是无法实现分布式测量. 分布式气压传感有着非常重要的应用, 尤其是在油井的监测应用, 井下环境比较恶劣, 温度可达几百摄氏度, 压力可达 100 MPa, 克服温度的影响精确测量分布式压力对于提高采油效率有着重要的意义. 对于高双折射的保偏光纤, 在压力的作用下, 光纤双折射会发生改变, 通过BDG技术测量受压区域双折射的变化, 可以进而对气压变化进行探测.

在进行气压传感实验时, 我们采用的测试光纤为如图 13 所示的保偏光子晶体光纤 (polarization-maintaining photonics crystal fiber, PM-PCF) [22]. 这种光纤具有多孔结构, 更容易受到气压影响而产生形变, 从而引起双折射发生较大的改变; 它由纯二氧化硅材料制成, 相比于传统的应力型保偏光纤(比如熊猫型和领结型)具有更低的双折射温度系数. 因此, 采用PM-PCF作为压力传感光纤, 一方面可以获得较高的压力灵敏度, 另一方面可以尽量减小温度对压力测量的影响. 图 13 所示为 4 m PM-PCF 光纤的布局, 其中有两段 20 cm 的加压段、一段 20 cm 的加热段, 其他部分处在室温和松弛状态. 利用图 13 (b) 中所示的高压气池对加压部分光纤施加不同的气压进行气压传感实验, 在加热段改变温度讨论温度对测试的影响.

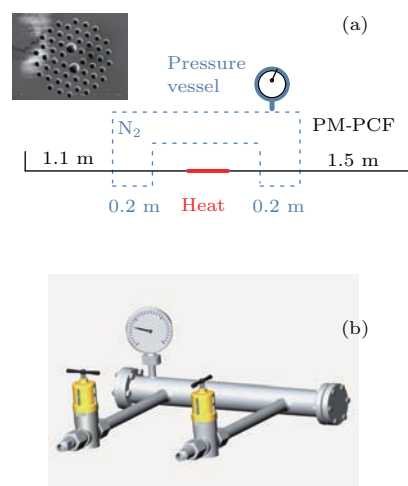


图 13 (a) 气压实验传感光纤布局; (b) 自行设计的高压气池

Fig. 13. (a) the layout of the FUT; (b) the self-designed pressure vessel.

图 14 所示为 PM-PCF 光纤双折射频移与温度的变化关系, 其中温度变化范围是  $-40 \text{ }^\circ\text{C}$ — $70 \text{ }^\circ\text{C}$ . 从图中可以看出, 在  $110 \text{ }^\circ\text{C}$  的变温条件下, 双折射频移仅改变  $\sim 180 \text{ MHz}$ , 对比而言, 传统的熊猫型光纤  $4 \text{ }^\circ\text{C}$  的温度变化就会导致双折射频移改变超过  $200 \text{ MHz}$  [17]. PM-PCF 光纤的双折射对温度不敏感特性可以有效减小在测量过程中温度变化对气压测量带来的误差. 图 15 给出了双折射频移与气压的变化曲线(气压变化范围为  $0$ — $1.1 \text{ MPa}$ ), 结果表明双折射频移与气压有着很好的线性关系, 拟合的线性系数为  $199 \text{ MHz/MPa}$ . 一般通过BDG反射谱测量的双折射频移误差大约为  $5 \text{ MHz}$ , 因此气压的测量精度可达  $0.02 \text{ MPa}$ . 然而, 结合图 14 的



数据可以看出, 尽管PM-PCF 光纤的双折射对温度不敏感, 但是 110 °C 的变温也会导致大约 1 MPa 的测量误差, 因此为了精确测量压力就必须进行温度补偿.

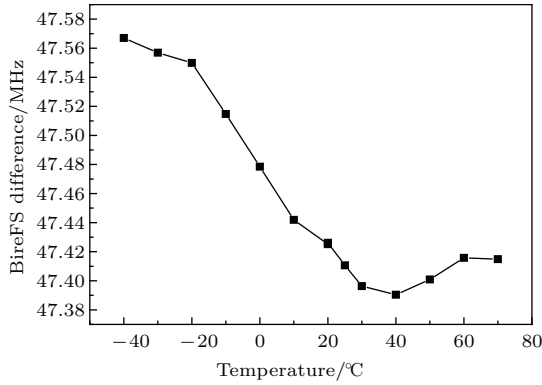


图 14 不同温度下的双折射频移变化曲线

Fig. 14. Measured BireFS variations versus different temperatures.

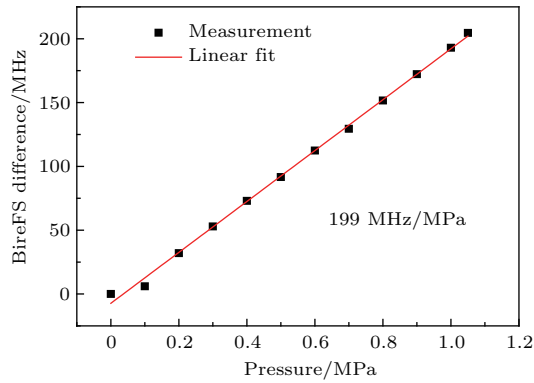


图 15 双折射频移随气压的变化曲线

Fig. 15. BireFS differences versus different hydrostatic pressure.

下式忽略了纵向应变, 仅考虑了温度和气压对布里渊频移和双折射频移的影响:

$$\begin{aligned} \Delta\nu_B &= C_B^T \Delta T + \Delta\nu_B^P, \\ \Delta\nu_{\text{Bire}} &= \Delta\nu_{\text{Bire}}^T + C_{\text{Bire}}^P \Delta P, \end{aligned} \quad (8)$$

其中,  $\Delta\nu_B^P$  是气压引起的布里渊频移的改变, 由于布里渊散射对气压不敏感, 该项可以忽略不计, 因此可以通过BOTDA 获得光纤的温度分布, 然后补偿温度引起的双折射频移  $\Delta\nu_{\text{Bire}}^T$ , 就可以准确获得气压分布.

图 16 所示为基于温度补偿的分布式气压传感测量结果. 将两段 20 cm 长的测试光纤放置在气池中, 气压为 1.05 MPa, 温度为 25 °C; 同时将中间 20 cm 光纤放在高低温箱, 温度设定为 -20 °C, 不

施加额外气压. 图 16 (a) 是分布式双折射测量结果, 从中可以清楚看出温度造成的串扰; 图 16 (b) 是分布式布里渊频移测量结果, 表明气压对布里渊频移没有影响, 通过这个结果可以获得分布式温度信息; 通过温度补偿后就可以得到分布式气压信息, 如图 16 (c) 所示.

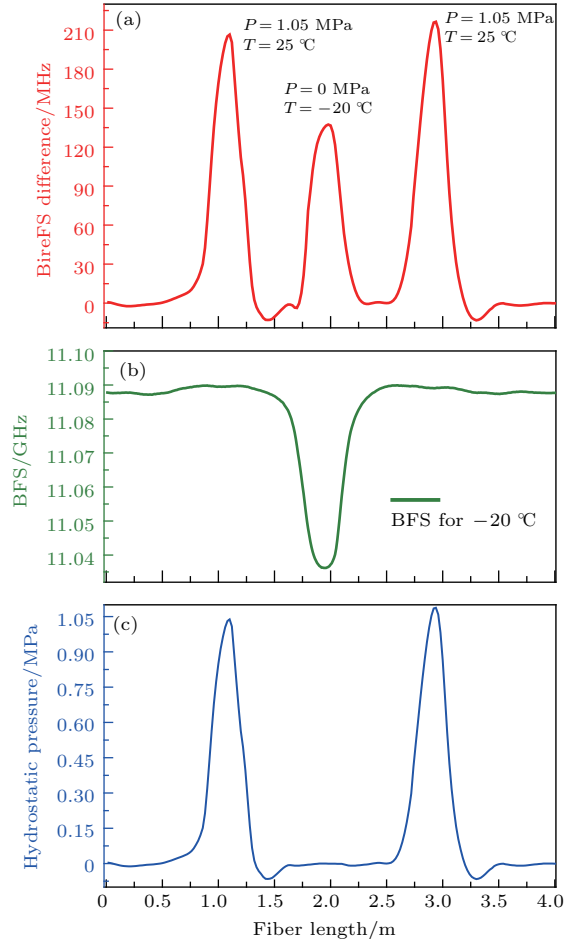


图 16 基于温度补偿的分布式气压传感 (a) 分布式双折射; (b) 分布式布里渊频移 (或温度); (c) 分布式气压

Fig. 16. Temperature-compensated distributed hydrostatic pressure sensing: (a) The measured BireFS of the FUT; (b) the measured BFS of the FUT; (c) the measured hydrostatic pressure after compensating the temperature cross-talk.

### 3.6 高空间分辨率分布式传感

对于时域布里渊光纤传感, 空间分辨率是由抽运脉冲宽度决定的, 比如 10 ns 的抽运脉冲对应 1 m 的空间分辨率. 通过简单地减小抽运脉冲宽度来提高空间分辨率将会导致布里渊增益谱展宽和信号幅度下降的问题, 尤其是当抽运脉冲宽度小于声子寿命时 (10 ns), 这个问题变得更加严重. 差分脉冲对技术可以有效提高空间分辨率, 该方法采用

两个脉宽不同的抽运脉冲, 对测量的布里渊信号做差分, 通过减小脉宽差来提高空间分辨率, 然而由于差分过程会导致信噪比劣化, 使该技术目前获得最好的空间分辨率为 2 cm [9].

在传统的时域布里渊光纤传感结构中, 决定空间分辨率的抽运脉冲同时参与激发声波场, 这是限制空间分辨率提高的根本因素. 然而, 由于 BDG 的产生和探测是两个独立的过程, 这就使得可以通过减小探测脉冲宽度来提高空间分辨率, 同时可以保证较窄的布里渊增益谱. 具体方案如图 17 所示, 两束连续抽运光从光纤的两端注入到保偏光纤的  $x$ -plo. 轴里, 当两束光的频率差等于布里渊频移时, 就会在光纤里激发出 BDG, 然后在光纤的  $y$ -plo. 轴里注入一个窄探测脉冲, 调节探测光和抽运光 1 之间的频率差至双折射频移, 就可以在 BDG 上获得一个连续的反射信号, 通过扫描两束连续抽运光的频率差就可以获得光纤的布里渊增益谱, 该方案中空间分辨率是由探测脉冲宽度决定, 同时由于使用连续抽运光布里渊增益谱的宽度可以保持在几十 MHz.

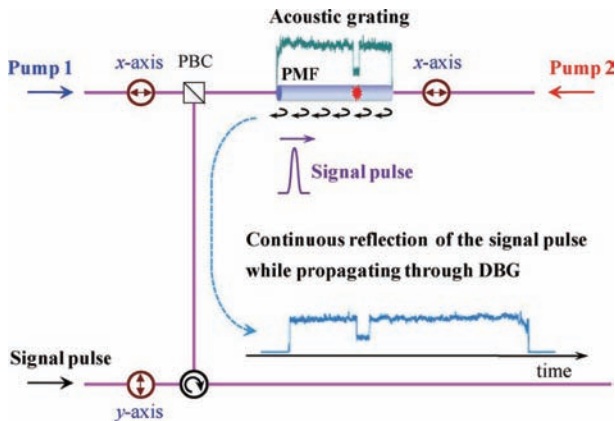


图 17 基于 BDG 的高空间分辨率布里渊传感方案示意图

Fig. 17. Schematic illustration of a high-spatial-resolution distributed Brillouin sensor based on BDG.

在文献 [24] 中, 采用 55 ps 的探测脉冲, 对应于 5.5 mm 的空间分辨率. 图 18 给出了传感光纤布设图和测量结果. 在 2 cm 位置处是光纤熔节点, 由于采用热缩管保护在 22 mm 长光纤区域上产生一个负应变, 同时在 10 cm 处, 有一段 8 mm 长的光纤被加热到比室温高 30 °C 形成一个热点. 测试系统采样率为 40 GSa/s, 对应于 2.5 mm/点, 测量的光纤布里渊频移如图 18 所示. 测量结果清晰地表明该方法可以获得毫米级空间分辨率. 采用一只手的五

指对一段光纤加热, 图 19 显示了 BDG 对探测脉冲的反射信号曲线, 可以看出采用这个技术可以很清晰地看到五指对光纤加热的效果.

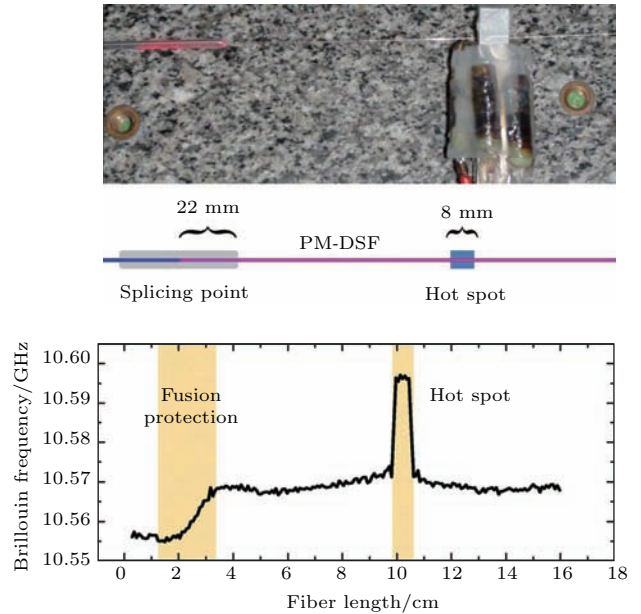


图 18 传感光纤布设和测量结果.

Fig. 18. Layout of the sensing fiber and the measured results.

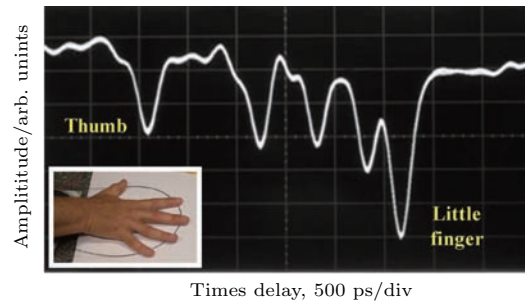


图 19 测量五指加热光纤结果, 图中是 BDG 对探测脉冲的反射时域曲线

Fig. 19. Temporal distribution of the reflected signal of the probe pulse along the sensing fiber when five fingers from one hand are placed on the fiber.

### 3.7 高精度光谱分析

很多高精度光纤传感需要高分辨率光谱仪, 然而, 以体光栅作为分光元件的光谱仪波长分辨率最高仅为几个 pm (1000 MHz), 且其分辨率受光栅刻痕密度及最大光束孔径限制无法进一步提高. 与体光栅光谱仪相比, 扫描法布里-珀罗干涉仪虽能提供较高分辨率, 但其自由光谱范围有限. 基于相干检测原理的光谱分析仪可以提供高达 5 MHz (40 fm) 的波长分辨率的光谱测量, 然而很难实现宽波段更高分辨率的光谱测量.

我们提出一种基于BDG的超高精度光谱分析技术. 之前的研究工作已经证实, 由于折射率的改变量比较小, 光纤中BDG特性与弱光栅条件下的布拉格光纤光栅相符合, 即BDG反射谱的FWHM谱宽与光栅长度成反比, 表达式如下<sup>[20]</sup>:

$$\Delta_{\text{BDG}} = 0.443c/nL, \quad (9)$$

其中  $c$  为真空中光束传播速度;  $n$  为光纤群折射率;  $L$  为光栅长度.

因此, 通过激发一个较长的BDG, 就可以获得超窄带光学滤波器, 滤波器的反射中心波长可以通过调整抽运光波长来改变, 从而实现光谱分析功能. 由于保偏光纤的双折射存在较大的起伏, 造成BDG反射谱的非均匀展宽, 很难获得较窄的反射带宽, 因此我们采用双折射较小的单模光纤来激发BDG. 实验上测得不同长度的BDG反射谱宽如图20所示, 其中蓝线为弱光纤布拉格光栅的理论曲线. 在光纤长度较短(50和100 m)时, BDG反射谱宽与理论值符合较好, 而在光纤较长(200, 400和600 m)时, 测得BDG反射谱宽都偏离理论值, 且随光纤长度增加偏离程度加剧, 这个偏离是由于

单模光纤存在微小的双折射使BDG反射谱出现不同程度的展宽所致. 可以预测, 如果能制造出双折射更小的单模光纤, 就可以获得更窄的反射谱. 其中, 最小谱宽发生在400 m, 对应的谱宽为0.5 MHz (4 fm).

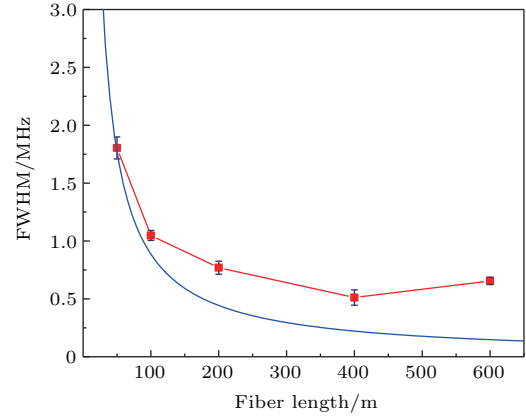


图20 布里渊动态光栅反射谱的谱宽(FWHM)随光栅长度的变化关系, 其中蓝色曲线是弱布拉格光栅的理论曲线

Fig. 20. Red dots show the measured FWHM bandwidth of BDG versus to the fiber length; blue curve shows the theoretical curve of a uniform weak fiber Bragg grating.

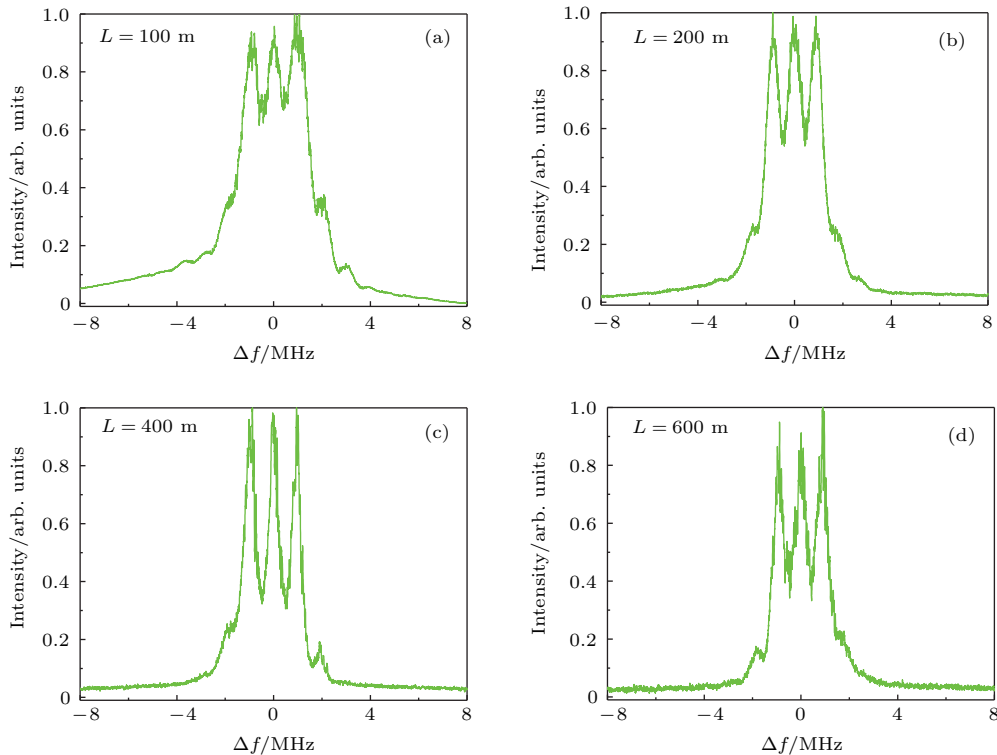


图21 利用不同长度BDG测得频率间隔为1 MHz的三峰光谱 (a) 100 m; (b) 200 m; (c) 400 m; (d) 600 m  
Fig. 21. Measured spectra with SMF segments of (a) 100 m, (b) 200 m, (c) 400 m, (d) 600 m. The frequency interval of the multiplex spectrum is 1 MHz.

为了验证该光谱分析系统具有0.5 MHz (4 fm) 的光谱分析精度, 我们通过相位调制产生三峰光谱. 将微波信号加载到相位调制器上对入射光进行调制, 只要适当控制微波信号功率就可使相位调制器的输出包含多个边带光谱. 本实验中采用三等幅线光谱, 既包括载波和两个一阶边带, 谱线的间隔为1 MHz. 使用不同长度BDG (100, 200, 400和600 m) 扫描测量的光谱如图21所示, 可以看出四种光栅长度下三个峰都可以清晰地分辨, 其中 $L = 400$  m的情况下三个峰分开得最清晰.

#### 4 结论和展望

由于传感原理的限制, 传统分布式布里渊光纤传感在有些性能上很难有进一步提升, 比如测量的精度限制在 $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ 或 $20\text{ }\mu\text{e}$ , 测量的物理量仅限于温度和应变, 而且空间分辨率很难进一步提高. 基于布里渊动态光栅的新型分布式光纤传感在测量原理和方案上有创新性突破, 可以实现更高性能的分布式光纤传感. 由于保偏光纤的双折射对温度和应变更敏感, 因此温度和应变传感的测量精度可以提高一个量级以上; 测量的物理参数还可以拓展到横向压力、静压力(气压或液压)等其他物理或化学参数; 利用布里渊动态光栅的激发和探测分离的特点, 可以实现毫米级空间分辨率分布式时域传感. 基于布里渊动态光栅的新型多参量分布式光纤传感可以作为一种新的手段对高精度光纤陀螺环进行检测, 由于保偏光纤双折射对温度、纵向拉力、横向压力都敏感, 因此可以全面反映多种环境参数对光纤环的影响. 此外, 布里渊动态光栅在多参量光纤传感、全光信号处理、光通信和微波光子学等方面仍然有很大的发展潜力.

作者感谢加拿大渥太华大学鲍晓毅教授和陈亮教授的讨论, 作者的博士生姜桃飞、周登望和滕雷在实验上做了很多出色的工作.

#### 参考文献

- [1] Horiguchi T, Tateda M 1989 *Opt. Lett.* **14** 408
- [2] Horiguchi T, Kurashima T, Tateda M 1989 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **1** 107
- [3] Kurashima T, Horiguchi T, Tateda M 1990 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2** 718
- [4] Kurashima T, Horiguchi T, Tateda M 1990 *Appl. Opt.* **29** 2219
- [5] Shimizu K, Horiguchi T, Koyamada Y, Kurashima T 1993 *Opt. Lett.* **18** 185
- [6] Bao X Y, Webb D J, Jackson D A 1993 *Opt. Lett.* **18** 552
- [7] Mizuno Y, Zou W, He Z, Hotate K 2008 *Opt. Express* **16** 12148
- [8] Hotate K, Hasegawa T 2000 *IEICE Trans. Electron.* **E83-c** 405
- [9] Dong Y K, Zhang H Y, Chen L, Bao X Y 2012 *Appl. Opt.* **51** 1229
- [10] Dong Y K, Chen L, Bao X Y 2012 *J. Lightw. Technol.* **30** 1161
- [11] Ba D X, Wang B Z, Zhou D W, Yin M J, Dong Y K, Li H, Lu Z W, Fan Z G 2016 *Opt. Express* **24** 9781
- [12] Zhu Z, Gauthier D J, Boyd R W 2007 *Science* **318** 1748
- [13] Sancho J, Primerov N, Chin S, et al. 2012 *Opt. Express* **20** 6157
- [14] Santagiustina M, Chin S, Primerov N, Ursini L, Thévenaz L 2013 *Sci. Rep.* **3** 1594
- [15] Zou W, He Z, Hotate K 2009 *Opt. Express* **17** 1248
- [16] Zou W, He Z, Hotate K 2011 *Opt. Express* **19** 2363
- [17] Dong Y K, Chen L, Bao X Y 2010 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **22** 1364
- [18] Dong Y K, Chen L, Bao X Y 2010 *Opt. Lett.* **35** 193
- [19] Dong Y K, Zhang H Y, Lu Z W, Chen L, Bao X Y 2013 *J. Lightw. Technol.* **31** 2681
- [20] Dong Y K, Jiang T F, Teng L, Zhang H Y, Chen L, Bao X Y, Lu Z W 2014 *Opt. Lett.* **39** 2967
- [21] Dong Y K, Teng L, Tong P L, Jiang T F, Zhang H Y, Zhu T, Chen L, Bao X Y, Lu Z W 2015 *Opt. Lett.* **40** 5003
- [22] Teng L, Zhang H Y, Dong Y K, Zhou D W, Jiang T F, Gao W, Lu Z W, Chen L, Bao X Y 2016 *Opt. Lett.* **41** 4413
- [23] Dong Y K, Zhang H Y, Zhou D P, Bao X Y, Chen L 2012 *Fiber Optic Sensors (Ottawa: Intech Publisher)* pp115–136
- [24] Chin S, Primerov N, Thévenaz L 2012 *IEEE Sens. J.* **12** 189



SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# Principle of Brillouin dynamic grating and its applications in optical fiber sensing\*

Dong Yong-Kang<sup>†</sup> Zhou Deng-Wang Teng Lei Jiang Tao-Fei Chen Xi*(National Key Laboratory of Science and Technology on Tunable Laser, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)*

( Received 9 October 2016; revised manuscript received 29 November 2016 )

## Abstract

Brillouin dynamic grating (BDG) has been widely studied since it was proposed for the first time to achieve optical storage in 2007. In general, when two beams of pump light (their frequency difference equal to Brillouin frequency shift of the optical fiber) with the same polarization state are injected into the fiber, the coherent acoustic wave can be excited by the stimulated Brillouin scattering effect, forming a BDG. The BDG in an optical fiber has been widely used in optical fiber sensing, characterization of optical fibers, optical storage, all-optical signal processing, microwave photonics and high-precision spectral analysis due to the advantages of all-optical generation and flexible parameter control. In this paper, we analyze the principle of BDG generation and detection, and its applications in optical fiber sensing. The simultaneous measuring of strain and temperature is achieved within a spatial resolution of 20 cm through measuring Brillouin frequency shift and birefringence-induced frequency shift in a polarization-maintaining fiber. A high-sensitivity distributed transverse load sensor based on BDG with a measurement accuracy as high as  $0.8 \times 10^{-3}$  N/mm is proposed and demonstrated, whose principle is to measure the transverse-load-induced birefringence change through exciting and probing a BDG in an elliptical-core polarization maintaining fiber. On the basis of the above research, a distributed measurement of hydrostatic pressure is demonstrated by using a 4-m photonics crystal fiber with a measurement error less than 0.03 MPa at a 20-cm spatial resolution, while the temperature cross-talk to the hydrostatic pressure sensing can be compensated for through measuring the temperature-induced Brillouin frequency shift changes by using Brillouin optical time-domain analysis. A system based on BDG in polarization maintaining fibers is reported to achieve a spatial resolution below one centimeter, while preserving the full accuracy on the determination of temperature and strain through measuring Brillouin frequency shift. Taking advantage of creating a long BDG in an optical fiber, an ultra-narrow bandwidth optical filter is realized by operating a BDG in a single-mode fiber, and the optical spectrometry is performed by sweeping the center wavelength of the BDG-based filter through a swept-tuned laser, where a 4 fm (0.5 MHz) spectral resolution is achieved by operating a BDG in a 400 m single-mode fiber.

**Keywords:** stimulated Brillouin scattering, Brillouin dynamic grating, optical fiber sensing**PACS:** 52.38.Bv, 42.79.Dj, 07.07.Df**DOI:** [10.7498/aps.66.075201](https://doi.org/10.7498/aps.66.075201)

\* Project supported by the National Key Scientific Instrument and Equipment Development Project of China (Grant No. 2013YQ040815), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61575052, 61308004), and the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2014AA110401).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [aldendong@gmail.com](mailto:aldendong@gmail.com)



分立式与分布式光纤传感关键技术研究进展

刘铁根 于哲 江俊峰 刘琨 张学智 丁振扬 王双 胡浩丰 韩群 张红霞 李志宏

Advances of some critical technologies in discrete and distributed optical fiber sensing research

Liu Tie-Gen Yu Zhe Jiang Jun-Feng Liu Kun Zhang Xue-Zhi Ding Zhen-Yang Wang Shuang  
Hu Hao-Feng Han Qun Zhang Hong-Xia Li Zhi-Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 070705 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.070705

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070705>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

新型长周期光纤光栅的设计与研制进展

Recent progress in design and fabrication of novel longperiod fiber grating

物理学报.2017, 66(7): 070704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070704>

基于不同液晶填充光子晶体光纤传输特性的研究

Transmission characteristics of photonic crystal fibers based on filling different kinds of liquid crystals

物理学报.2015, 64(12): 120702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.120702>

分布式本征型法布里-珀罗传感器的研究

Research on distributed intrinsic Fabry-Perot sensors

物理学报.2015, 64(5): 050704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.050704>

基于悬浮式双芯多孔光纤的太赫兹偏振分离器

A THz polarization splitter made from suspended dual-core porous fiber

物理学报.2014, 63(11): 110706 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110706>

镀膜长周期光纤光栅的单峰宽带滤波特性

Broadband single-peak filtering characteristics of coated long-period fiber gratings

物理学报.2012, 61(20): 200702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.200702>

专题: 光纤传感

## 分立式与分布式光纤传感关键技术研究进展\*

刘铁根<sup>†</sup> 于哲 江俊峰 刘琨 张学智 丁振扬 王双 胡浩丰 韩群  
张红霞 李志宏

(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 天津大学水利工程仿真与安全国家重点实验室, 光电信息技术教育部重点实验室, 天津市光纤传感工程中心, 天津 300072)

(2016年11月28日收到; 2017年2月21日收到修改稿)

光纤传感技术已广泛应用于航空航天、石油化工、电子电力、土木工程、生物医药等领域, 其技术形式主要体现为分立式和分布式. 分立式光纤传感技术利用光纤敏感器件作为传感器来感知被测参量的变化, 光纤作为光信号的传输通道连接光纤传感器及后端的解调装置; 分布式光纤传感系统基于光纤瑞利散射、拉曼散射或布里渊散射等光学效应, 利用光纤本身作为传感器, 可对沿途的光信号进行大范围、长距离传感. 本文介绍了分立式与分布式光纤传感中主要关键技术研究进展, 并对未来的研究和发展方向进行了探讨.

关键词: 光纤传感, 分立式, 分布式, 传感网

PACS: 07.60.Vg, 07.07.Df, 87.19.lt

DOI: 10.7498/aps.66.070705

## 1 引言

光纤传感技术起源于20世纪60年代的两项重大科学发现: 1960年激光器的发明<sup>[1]</sup>和1966年低损耗光纤理论的建立<sup>[2]</sup>. 20世纪70年代, 伴随光纤及光纤通信技术的发展, 光纤传感技术开始起步<sup>[3]</sup>. 光纤传感技术具有抗电磁干扰、耐腐蚀、质量轻、体积小、可复用、可组网等优越性, 可以对转动、加速度、电磁场、温度、压力、应力、声音、振动、湿度、黏度、折射率、浓度等多种理化参量进行传感, 因此在航空航天、石油化工、电子电力、土木工程、生物医药等领域有着广泛的应用前景. 该技术自建立以来在国内外引发了研究热潮并延续至今. 我国近年来尤其重视这一技术的发展, 设立了一系列国家级重大、重点研发计划来推动相应的研究, 如天津大学牵头承担的国家重点基础研究计划“新一代光纤智能传感网与关键器件基础研究”和国家重大科学仪器设备开发专项项目“光纤力热复合测试仪开发

和应用”, 武汉理工大学牵头承担的国家自然科学基金重大项目“光纤传感网关键器件与技术研究”等. 这些研究取得了丰硕的成果, 有力推动了我国光纤传感技术的发展, 相应研究成果已经在生产和生活的各个方面获得广泛应用.

光纤传感按照结构可以分为分立式光纤传感技术和分布式光纤传感技术两大类, 本文着重介绍两类光纤传感的主要关键技术研究进展.

## 2 分立式光纤传感技术

分立式光纤传感技术利用光纤敏感器件作为传感器来感知被测参量的变化, 通过被测参量对光谱、光强、偏振等光学参量的调制获取被测量的信息. 光纤作为光信号的传输通道连接了光纤传感器及后端的解调装置. 下面主要介绍光纤光栅传感技术、光纤Fabry-Perot (F-P) 传感技术、光纤陀螺传感技术、光纤内腔传感技术、光纤表面等离子体传感技术、空心光纤回音壁谐振模传感技术、磁流

\* 国家自然科学基金(批准号: 61675152, 61227011, 61378043, 61475114, 61505139, 61505138)、国家重大科学仪器设备开发专项(批准号: 2013YQ030915)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [tgliu@tju.edu.cn](mailto:tgliu@tju.edu.cn)

体光纤传感技术和光纤光学相干层析成像技术的研究.

## 2.1 光纤光栅传感技术

目前在工程中广泛应用的光纤光栅传感器主要基于光纤布拉格光栅 (FBG), 是一种纤芯折射率周期性变化的光纤结构. FBG 的布拉格波长对外界变化非常敏感, 当 FBG 所处环境温度、应变发生变化时, FBG 的布拉格波长会随之发生漂移, 通过对布拉格波长的测量, 即可实现对多种物理参量的传感. 1992 年, Kersey 和 Berkoff<sup>[4]</sup> 利用 FBG 设计了微分式光纤温度传感器, 其温度传感精度可达  $0.05\text{ }^{\circ}\text{C}$ . 2001 年, Guo 等<sup>[5]</sup> 采用错位光纤结构, 并在光纤上制作光栅结构, 可以实现对振动和弯曲的测量. 2008 年, Xu 等<sup>[6]</sup> 采用 FBG 进行压力测量, 在  $70\text{ MPa}$  压强下实现了  $3.04 \times 10^{-3}\text{ nm/MPa}$  的测量灵敏度.

除了对待测量的拓展之外, 研究人员也提出了多种 FBG 波长解调方法, 如衍射光栅法<sup>[7]</sup>、边缘滤波法<sup>[8]</sup>、可调谐 F-P 滤波法<sup>[9]</sup> 等. 衍射光栅法解调的信噪比高, 但成本高且较难进行实时校正; 边缘滤波解调法具有体积小、质轻、低功耗的优点, 但复用性较差; 而可调谐 F-P 滤波法复用性强, 且易于实现 FBG 波长的动静态监测, 获得高质量的光谱分析, 是当前实用性较好的方法之一.

在极端环境下的应用是当前 FBG 传感技术的一个重要发展方向<sup>[10]</sup>. 针对高温检测应用, 利用飞秒激光器在蓝宝石光纤上刻写的光栅, 可以在高温环境下保持稳定的光栅结构和传感特性, 温度检测上限可达  $1500\text{ }^{\circ}\text{C}$ <sup>[11]</sup>. 天津大学基于航天中的应用需求, 研制了可工作于低温环境的 FBG 传感器, 采用金属基底增敏封装结构来提高传感器在低温下的灵敏度; 并利用无胶封装和预拉伸工艺解决光纤光栅在低温下的蠕变和啁啾等问题. 图 1 所示为 FBG 传感器在  $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$  液氮环境中 217 h 连续测量的结果, 可以看出, FBG 传感器的波长波动幅值小于  $9\text{ pm}$ , 标准差为  $0.76\text{ pm}$ . 这表明研制的 FBG 传感器可以在较长时间的低温环境下保持性能稳定.

航天环境复杂多变, 温度、真空、辐照等因素均会对解调设备产生影响. 天津大学重点对 FBG 解调系统在宽温范围内的温漂特性做了理论和实验分析, 并通过复合波长参考法进行温漂的校正,

实现了不同稳态温度下的绝对波长解调, 解调结果波动幅度为  $\pm 1.2\text{ pm}$ , 标准差为  $0.39\text{ pm}$ <sup>[12]</sup>. 而在环境温度较快变化时, 可调谐 F-P 滤波器的波长电压扫描的重复性变差, 导致解调波长波动幅度高达  $\pm 28.5\text{ pm}$ , 标准差  $8.6\text{ pm}$ . 我们通过引入光纤迈克耳孙干涉仪作为辅助的光频率细分模块进行抑制, 在平均变温速率为  $2.2\text{ }^{\circ}\text{C/min}$  时, 解调结果波动幅度降低至  $\pm 3.5\text{ pm}$ , 标准差  $1.4\text{ pm}$ , 解调的稳定性提高了 6.5 倍<sup>[13]</sup>.

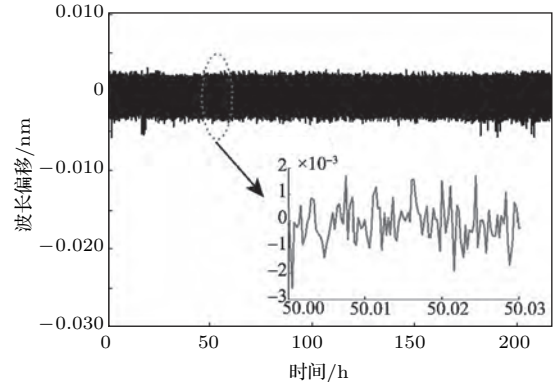


图 1 液氮环境中光纤光栅传感器的波长变化<sup>[11]</sup>

Fig. 1. The wavelength change of fiber bragg grating sensor in liquid nitrogen<sup>[11]</sup>.

## 2.2 光纤 F-P 传感技术

光纤 F-P 传感技术通过待测量作用于 F-P 腔产生的腔长变化进行传感. F-P 腔为光纤 F-P 压力传感器的核心敏感元件, 入射光在 F-P 腔的两个端面形成反射, 产生干涉信号, 干涉信号随着 F-P 腔长的改变而发生变化, 通过对干涉信号进行解调实现对待测参量传感. 按照不同的 F-P 腔构成方式, 可以将光纤 F-P 待测参量传感器分为本征型和非本征型两大类, 图 2 为这两类传感器的典型结构.

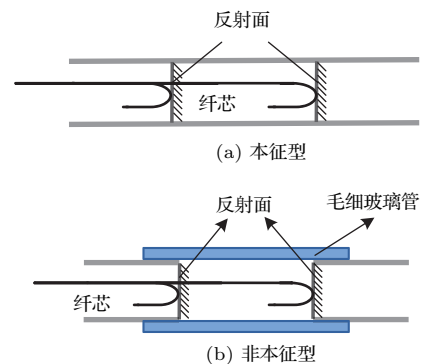


图 2 典型光纤 F-P 传感器结构图 (a) 本征型; (b) 非本征型

Fig. 2. Typical structural diagram of optic fiber Fabry-Perot sensor: (a) Intrinsic; (b) extrinsic.

本征型光纤 F-P 传感器是最早进行研究的一种光纤 F-P 传感器, 由 Lee 和 Taylor<sup>[14]</sup> 于 1988 年首次制作成功, 其 F-P 腔由光纤本身构成, F-P 腔的两个反射端面外侧可以是空气介质也可以是光纤介质. 除通过在光纤两端镀反射膜的方式制作 F-P 腔外, 通过在光纤中间熔接不同反射率光纤的方式也可以构成本征型光纤 F-P 传感器. 例如, 将蓝宝石光纤与单模光纤熔接在一起<sup>[15]</sup>, 或在两段单模光纤中间熔接一段多模光纤<sup>[16]</sup>. 本征型光纤 F-P 传感器通过侧向感受待测参量, 但由于温度、应变等参量同样会影响 F-P 腔光纤介质的折射率, 本征型光纤 F-P 传感器容易产生多参量交叉敏感问题.

非本征型光纤 F-P 传感器的 F-P 腔不再是光纤本身, 而是空气或其他介质, 具有测量灵敏度高、动态范围大、温度不敏感的优点, 成为光纤 F-P 压力传感器的研究重点<sup>[17]</sup>. 1991 年, Murphy 等<sup>[18]</sup> 通过使用环氧树脂将导入光纤、反射光纤分别与准直毛细管固定在一起的方式研制成功非本征型光纤 F-P 传感器, 目前成为光纤 F-P 传感器中应用最为广泛的结构. 采用膜片结构的非本征型光纤 F-P 传感器可直接将压力转化为 F-P 腔长度, 因此给传感器的设计带来很多便利, 所以在压力传感方面, 基于光纤 F-P 的光纤压力传感器具有灵敏度和尺寸优势, 是光纤 F-P 传感器最重要的研究方向. 国内外研究人员对制作 F-P 腔结构提出了多种方案, 主要包括光纤端面直接刻蚀微腔、毛细管封装微腔、基片蚀刻微腔. 发展趋势是集成化、微型化的光纤 F-P 压力传感器. 例如: 2014 年, Liao 等<sup>[19]</sup> 通过改进的放电技术制作出厚度仅为 320 nm 的光纤端微泡结构, 其构成的 F-P 腔在 1550 nm 波长下, 压力灵敏度为 1036 pm/MPa; 2015 年, Sun 等<sup>[20]</sup> 在光纤端面形成聚合物端帽构成 F-P 腔的方法制作了对温度、压力同时具有较高灵敏度的光纤 F-P 传感器. 天津大学已研制成高精度压力传感器并实现了批量化制作, 在此基础上研究了基于压差的光纤 F-P 温度传感器<sup>[21]</sup> 和基于混合 F-P 腔结构的压力和温度双参量传感器<sup>[22]</sup>, 实现了高精度压力和温度同时测量.

除传感器外, 研究人员在 F-P 腔腔长提取方面也进行了大量研究, 提出多种解调方法, 主要分为强度解调方法、光谱解调方法以及低相干干涉解调方法三大类. 光纤 F-P 压力强度解调方法对应的系

统结构简单, 响应速度快, 是早期用于光纤 F-P 压力传感解调的一种方法<sup>[23,24]</sup>, 但存在测量范围受限、传感器制作过程中腔长控制精度以及光源稳定性要求过高的问题. 光谱解调方法通过获取受光纤 F-P 压力传感器调制的光信号的光谱信息, 对 F-P 腔长进行解调, 与强度解调方法相比, 其探测装置不再是获取强度的光电探测器, 而是更为复杂的光谱获取系统, 如光谱仪或基于可调谐 F-P 滤波技术的光谱获取系统. 国内外研究人员针对干涉光谱信息的解调方法进行了大量研究, 包括条纹计数法<sup>[25,26]</sup> 和傅里叶变换光谱法<sup>[27,28]</sup> 等, 目前光纤 F-P 压力传感解调普遍选择光谱解调方法, 但该方法会受到光源光谱分布不平坦的影响, 且光谱仪造价普遍较高. 1983 年, Al-Chalabi 等<sup>[29]</sup> 提出了光纤低相干干涉解调方法, 由于低相干干涉技术能够有效测量绝对距离, 因此非常适合光纤 F-P 压力传感器腔长的解调, 一系列基于光纤低相干干涉技术的压力传感解调系统被先后提出, 主要分为时间扫描型和空间扫描型两类, 如图 4 所示, 其最终目的是在时间轴或空间轴上产生一系列的光程差.

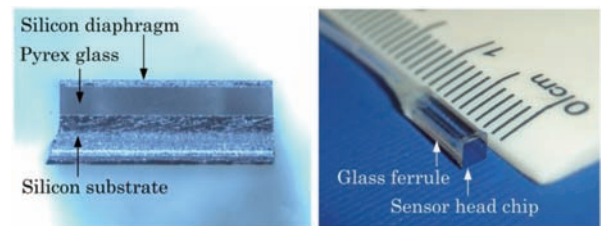


图 3 基于混合 F-P 腔结构的压力和温度双参量传感器<sup>[22]</sup>

Fig. 3. Pressure and temperature dual-parameter sensor based on mixed Fabry-Perot cavity<sup>[22]</sup>.

天津大学研制成基于偏振低相干干涉技术的压力解调系统, 并对系统性能从多个角度进行全面分析<sup>[30-32]</sup>, 分别侧重高精度、快速处理、系统色散特性补偿等方面对低相干干涉解调算法进行大量研究, 提出了多种新型低相干干涉解调算法. 其中, 单色频率绝对相位法<sup>[33]</sup> 利用频谱相位信息恢复单个频率的绝对相位, 通过恢复的绝对相位值实现对低相干干涉信号的高精度解调; 任意极值法<sup>[34]</sup> 通过设定阈值的方式对干涉图样中多个条纹峰值或谷值进行编号并追踪, 利用任意条纹峰值位置对低相干干涉信号进行解调; 色散补偿法<sup>[35]</sup> 利用系统色散特性, 补偿传统包络峰值法产生的 F-P 腔长解调误差, 利用补偿后的 F-P 腔长值实现高精度解调; 基于位置相关色散的零级条纹追踪法<sup>[36]</sup> 利用



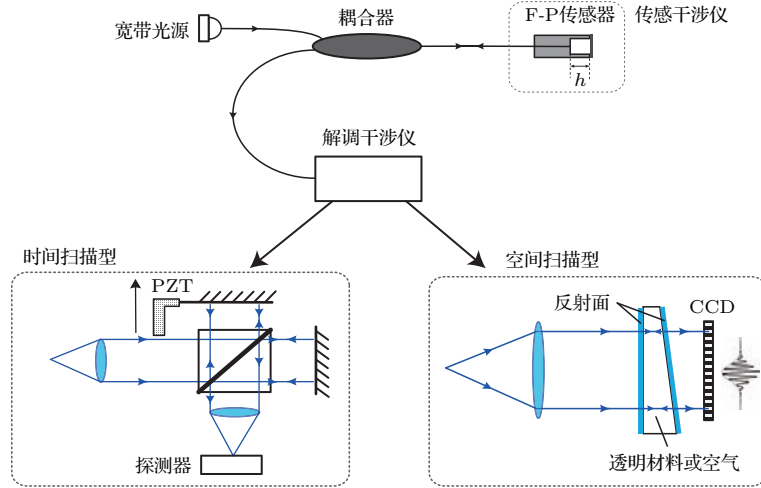


图4 低相干干涉解调方法对应的系统结构图

Fig. 4. System structure for low-coherence interferometry demodulation method

系统色散特性和相移技术恢复中心波长干涉条纹的零级条纹峰值位置, 实现对低相干干涉信号的快速解调. 在实际应用领域中, 针对航空阵列型大气压力传感的需求, 实现了波分复用和频分复用两种传感器的多路复用 [37].

### 2.3 光纤陀螺传感技术

光纤陀螺 (fiber optic gyro, FOG) 是一种建立在 Sagnac 效应基础上的环形双光束干涉仪, 利用同一光源分出特征相同的两束光波, 在同一光纤线圈中沿顺时针方向和逆时针方向分别传输, 并最终汇合至一点而发生干涉; 若干涉仪闭合光路相对于惯性空间存在一光路法向方向的旋转速率信号, 则沿顺时针方向及逆时针方向传播的光波会产生一个正比于旋转速率的光程差 [38,39].

自从美国犹他大学 (The University of Utah) 科学家 Vali 和 Shorthill [40] 在 1976 年首次成功地完成光纤陀螺的演示实验, 标志着光纤陀螺的诞生. 之后, 光纤陀螺经历了 35 年的发展历程, 达到了较高的水平, 其主要性能指标已达到或接近高性能惯导系统的要求. 目前, 从光纤陀螺未来的发展前景来看, 其精度覆盖面广, 不仅可以用于舰艇、导弹、飞机、卫星等高性能的导航、制导与控制系统 [41-46], 而且通过采用集成电路及集成光路技术, 进一步减小体积、质量及成本, 提高可靠性、稳定性和耐用性后, 将在更多领域得到应用. 目前, 光纤陀螺主要用于捷联式惯导系统, 将来还可能用于平台式惯性系统 [47]. 高精度、低成本和小型化是光纤

陀螺今后发展的主要方向.

从图 5 和图 6 中国外陀螺仪表在近期的发展状况和远期的发展趋势来看 [48,49], 图 5 中光纤陀螺能够适用于  $100^\circ/\sqrt{h}$  到  $0.001^\circ/\sqrt{h}$  的精度范围. 但是随着更低成本的微机电/集成光学陀螺精度的提高, 光纤陀螺在 2020 年以后则可能更多地用于导航级以上的高精度领域, 中低精度应用将主要是微机电/集成光学陀螺的市场, 更高精度的应用则为静电陀螺等转子式陀螺和很有潜力的原子干涉陀螺. 高精度光纤陀螺将主要应用于军事装备、空间技术和科学研究等领域. 如卫星应用对陀螺的寿命要求较高, 长达 10—15 年, 适合光纤陀螺的应用场合. 低成本小型化光纤陀螺作为角速率传感器, 将在战术武器、汽车导航、机器人等许多精度要求不高的领域中有更广阔的应用前景. 国外光纤陀螺的随机游走系数已达到  $0.00008^\circ/\sqrt{h}$ , 零偏稳定性已优于  $0.0003^\circ/\sqrt{h}$  ( $1\sigma$ ), 而实验室下的零偏稳定

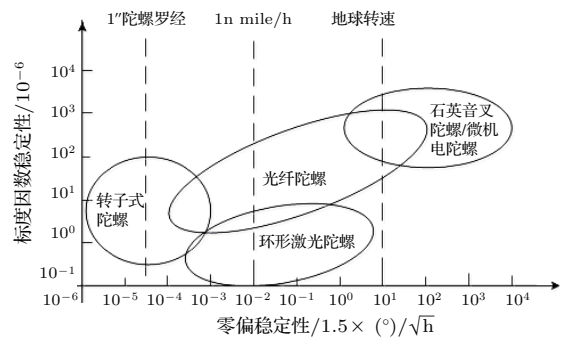


图5 2005 年国外陀螺技术发展状况示意图 [48]

Fig. 5. Status of development for foreign gyroscope technology in 2005 [48].



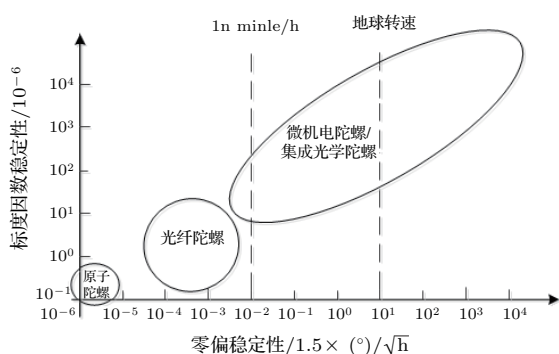


图6 2020年国外陀螺技术发展趋势示意图<sup>[49]</sup>

Fig. 6. Development tendency for foreign gyroscope technology in 2020<sup>[49]</sup>.

性精度已达到 $0.0002^\circ/\sqrt{h}$ <sup>[50]</sup>, 目前正朝着优于 $0.0001^\circ/\sqrt{h}$ 努力, 以满足潜艇等应用对高性能陀螺的要求. 进一步提高光纤陀螺的精度, 需要改进仪表热设计和光纤线圈的绕制技术水平, 提高陀螺温度和力学条件下的零偏性能; 改善光源的平均波长稳定性以提高标度因素重复性; 改进Y波导线性度、改进调制解调方法, 提高标度因数线性度.

光纤环作为光纤陀螺核心敏感元件, 其质量非常关键. 光纤环的量化分析和测量技术是光纤陀螺研究的重点之一. 针对传统二维光纤环温度瞬态响应数学模型的先天不足, 天津大学建立了三维光纤环温度瞬态响应数学模型<sup>[51]</sup>, 从而能够分析传统方法无法分析的复杂的光纤环敏感轴轴向不对称温度梯度造成的热致非互易性, 此外将光学相干层析成像技术应用于光纤环结构的直观观测<sup>[52]</sup>, 突破了原有观测手段无法了解光纤环内部结构的不足, 不仅能实现对光纤环绕制层表面光纤排布的检测, 同时可实现对底层光纤进行无损的检测, 为直接分析光纤环内部结构提供了技术支持.

## 2.4 光纤内腔传感技术

1971年, Peterson等<sup>[53]</sup>在染料激光器的谐振腔内放入一弱窄带吸收体, 发现在吸收体的吸收波长处输出激光的强度减弱. 以此为基础, 在激光理论上逐渐发展起来一种特殊的吸收光谱法——有源内腔法. 有源内腔法将气室放入激光器的谐振腔内, 并使激光器的激光波长与待测气体的吸收光谱相对应, 通过测量激光器输出光谱因气体吸收而引起的变化, 得到待测气体的浓度. 微弱光信号在谐振腔内往返振荡形成激光的过程中, 多次经过待测

气体, 将较小的气室长度等效成为很大的有效吸收光程, 从而极大地提高了气体传感灵敏度. 有源内腔法所用的激光器可以是半导体激光器、固体激光器、染料激光器、光纤激光器等.

基于光纤激光器的有源内腔气体检测系统常采用掺稀土元素的光纤作为增益介质, 具有很宽的增益带宽, 这一带宽范围包含了多种气体的吸收谱线. 利用不同的谱线位置可以判定气体种类, 利用吸收谱线的幅值可以测得气体浓度.

1999年, Hernandez-Cordero和Morse<sup>[54]</sup>提出了首个光纤激光内腔气体传感系统, 其利用光纤偏振分束器将有源内腔分为 $x$ 偏振态激光腔和 $y$ 偏振态激光腔两个独立的激光谐振腔, 其中一个谐振腔内含有待测乙炔气体而另一个没有, 而两个谐振腔的噪声相同, 所以应用这种方法可以提高系统的检测灵敏度. 2001年, Stewart等<sup>[55]</sup>设计了一套既能够进行衰荡腔吸收物质衰减实验又能进行有源内腔吸收物质衰减实验的实验系统, 并对衰荡腔和内腔吸收气体传感的特性进行了深入研究. 2003年, Zhang等<sup>[56]</sup>提出的光纤有源内腔气体传感系统如图7所示. 气室由带尾纤的梯度折射率透镜对准而成, 每个气室对应一个环形内腔, 利用光纤光栅作为波长选择反射镜, 通过给光纤光栅施加应力使其布拉格波长调至与气体吸收谱线一致, 从而使该系统具有多点气体检测能力. 2008年, 天津大学<sup>[57]</sup>在光纤环腔气体传感系统中利用可调谐光滤波器实现了波长扫描, 将波长扫描技术和灵敏度增强方法结合起来, 有效提高了乙炔气体的检测准确性和灵敏度.

近年来, 内腔吸收逐渐从单点单气体检测向多点多气体检测发展, 以拓展其应用范围. 2014年, Zhang等<sup>[58]</sup>以空芯光子晶体光纤为气室, 采用密集波分复用滤波器将三个气室集成在同一内腔气体检测系统中, 相较于光纤光栅选频, 密集波分复用器更容易使系统获得稳定的激光输出, 并通过对乙炔气体的浓度检测证明了采用复用技术构建内腔气体传感网的可行性. 2015年, Fomin等<sup>[59]</sup>利用内腔吸收光谱技术实现了高温环境下 $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ 及温度多参量的检测, 其采用宽带的掺铒光纤激光器为光源, 波长调谐范围为 $6390\text{--}6410\text{ cm}^{-1}$ , 温度范围 $296\text{--}1200\text{ K}$ , 气体谱线测量结果与HITRAN分子光谱数据库中给出的结果符合较好. 2016年,

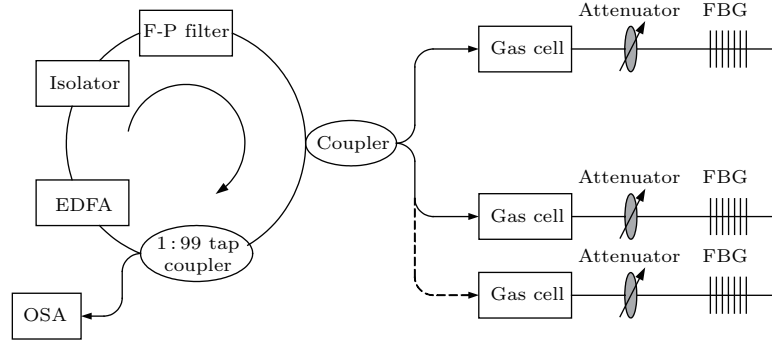


图7 光纤有源内腔气体传感原理 [56]

Fig. 7. Schematic diagram of fiber active intracavity gas detection [56].

天津大学 [60] 针对内腔混合气体检测中的吸收谱线重叠问题, 提出了一种快速谱线分离方法, 该方法将连续小波变换、线性回归分析与混沌粒子群优化结合在一起, 可以从重叠气体吸收光谱中分离出各组分的吸光度分布, 有效提高了 CO 和 CO<sub>2</sub> 混合气体的浓度检测精度.

### 2.5 光纤表面等离子体传感技术

在金属-电介质界面支持的沿界面的电荷密度振荡称为表面等离子体振荡. 光纤表面等离子体传感器利用光传输过程中在纤芯和包层界面产生的倏逝波来激发表面等离子体振荡, 最早由华盛顿大学的 Jorgenson 教授于 1993 年提出 [61]. 基于这种传感器, 折射率测量的最高分辨率在 900 nm 波长处可达到  $7.5 \times 10^{-4}$ . 此后, 相继报导了用于化学和生物传感领域的各种结构的光纤表面等离子体传感器.

由于表面等离子体谐振是由倏逝波激发金属-电介质界面产生的, 因此凡能够产生倏逝波的器件, 理论上就能够制作特定的表面等离子体传感器. 光纤作为光传输的载体, 光传输过程中在纤芯和包层界面会产生倏逝波, 因而可以用来制作表面等离子体传感器. 光纤耦合结构的表面等离子体传感器采用光纤作为光的传输媒质. 由于光纤的特殊性这种传感器具有其他结构所没有的特点: 它可以很方便地探测一些人类难以进入或者有害的地方, 可以通过光纤对敏感信号的传输实现远程监测和分布式监测, 而且也可以达到较高的灵敏度. 光纤耦合传感器一般是将普通光纤部分的保护层剥离, 将纤芯裸露出来, 再在纤芯外包裹金属膜层及敏感层检测时将该部分与样液接触, 从而实现方便灵敏

的检测.

天津大学利用大直径光纤施加金镀层构成图 8 所示的表面等离子体光纤传感器对温度进行传感, 并首次利用经验模态分解算法处理所得表面等离子体特征谱以提升精度, 最终在 20 °C 实现了 335.7 pm/°C 的温度传感灵敏度和 0.06 °C 的温度分辨率, 在 99 °C 实现了 626.9 pm/°C 的温度传感灵敏度和 0.03 °C 的温度分辨率 [62].

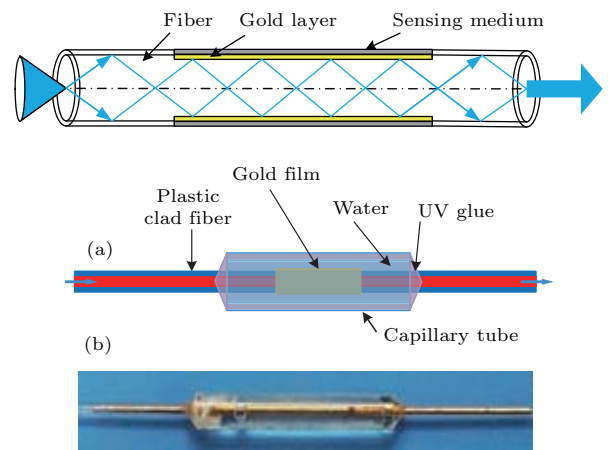


图8 光纤表面等离子体传感器 [62]

Fig. 8. Fiber surface plasma sensor [62].

### 2.6 空心光纤回音壁谐振模传感技术

空心光纤回音壁谐振模传感技术是利用光纤产生的倏逝场激发的一种沿着介质弯曲边界通过全反射进行传输的能量分布模式, 即回音壁谐振模式 (whispering gallery mode). 相比于直波导空心光纤形成的环状谐振腔中传输的光可以绕环路多次, 因此具有更长的与物质作用的有效长度. 回音壁谐振模式在环状谐振腔的表面上形成倏逝场, 谐振腔表面附近的物质浓度变化或者吸附的生物分

子量的变化都可以由回音壁谐振峰中心波长值来反映, 通过检测谐振峰中心波长, 可以获得谐振腔表面附近分子的定量或动力学信息. 在近些年发展中, 形成了微管型、微瓶型、微泡型及光子晶体型等多种构型, 应用在物理量传感(折射率、温度、磁场强度等)、光纤激光、医学诊断、药品研制、食物监测、环境监测等领域中.

微管型回音壁谐振模传感在2006年由密歇根大学的Fan等<sup>[63]</sup>提出, 如图9所示, 其利用一根熔融石英毛细管作为流体样品通道, 通过拉锥光纤产生的倏逝场在石英毛细管上激发回音壁谐振模, 从而实现对石英毛细管内的乙醇-水溶液的浓度进行传感, 其折射率传感灵敏度达到2.6 nm/RIU、 $Q$ 值达到 $4.1 \times 10^5$ , 折射率传感探测极限达到 $1.8 \times 10^5$ , 随后又制作出了传感灵敏度达16.1 nm/RIU<sup>[64]</sup>、探测极限达 $5 \times 10^{-6}$  RIU的折射率传感器. Gouveia等<sup>[65]</sup>研究了微管型传感器的压力特性, 发现在直径为1.8 mm、壁厚为80  $\mu\text{m}$ 的PMMA(聚甲基丙烯酸甲酯)上, 其对于压力的光谱灵敏度可达 $(0.36 \pm 0.01)$  nm/bar. 将微管的传感区域直径通过一定的技术手段扩大, 使其形成瓶状结构, 可制作出微瓶型回音壁谐振模传感器. 由于其相对于微管型具有更小的模式体积, 因此具有更高的 $Q$ 值, 该传感器在2009年由Pöllinger等<sup>[66]</sup>首次制作出来, 其 $Q$ 值高达 $3.6 \times 10^8$ . 将微瓶型回音壁谐振模传感器的传感区域直径进一步扩大, 其瓶状结构可变为泡状结构, 这种传感器被称为微泡型回音壁谐振模传感器. 此种类型最早在2010年由OFS实验室的Sumetsky报道<sup>[67]</sup>, 其制作出的微泡传感器直径为370  $\mu\text{m}$ , 壁厚为2  $\mu\text{m}$ ,  $Q$ 值达 $10^6$ .

天津大学通过理论分析指出, 可以在微管内

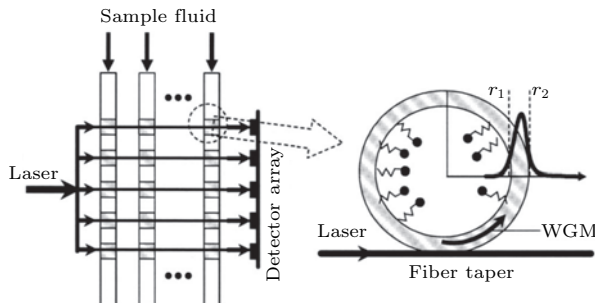


图9 (a) 微管型回音壁谐振模传感示意图; (b) 光耦合入微管后形成回音壁谐振<sup>[63]</sup>

Fig. 9. (a) Schematic diagram of microtube whispering gallery mode sensor; (b) the formation of whispering gallery mode under microtube optical coupling<sup>[63]</sup>.

壁涂覆高折射率介质层吸引电磁场向微管内部移动来提高折射率传感灵敏度, 并计算了折射率传感灵敏度随涂覆层厚度及涂覆层折射率的变化情况, 解释了模式灵敏度的增强原因<sup>[68]</sup>. 同时研究了微管回音壁谐振模不同径向模式下的光场分布对传感灵敏度的影响. 通过改变入射光角度, 利用棱镜耦合的方法在微管中激发出不同的径向模式, 实验测得了不同径向模式的传感灵敏度<sup>[69]</sup>. 除了微管型传感器外, 还对微泡型传感器进行了研究. 图10为制作出的微泡型回音壁谐振模传感器<sup>[70]</sup>, 其在1550 nm附近 $Q$ 值达到 $1.5 \times 10^7$ , 折射率传感灵敏度达到82 nm/RIU. 提出了波导光栅结构与微泡耦合进行波长选择, 从而实现了多波长复用的光微流体传感方法<sup>[71]</sup>.

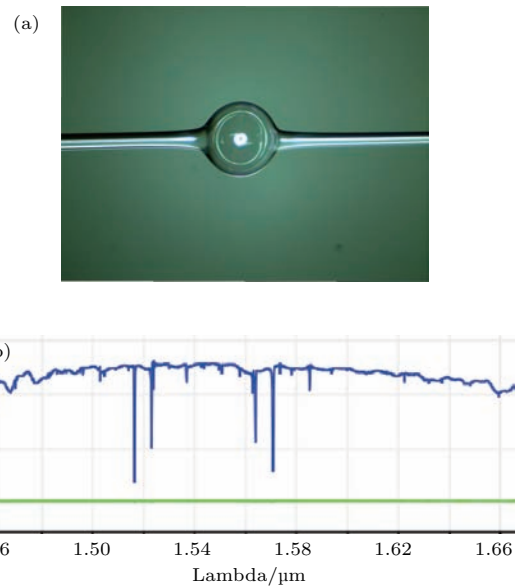


图10 (a) 微泡型回音壁谐振模传感器示意图; (b) 回音壁谐振模特征谱<sup>[71]</sup>

Fig. 10. (a) Schematic diagram of micro bubble whispering gallery mode sensor; (b) characteristic spectrum of whispering gallery mode<sup>[71]</sup>.

## 2.7 磁流体光纤传感技术

磁流体是一种在适当基液中(如水、煤油等)均匀分散有经化学修饰的纳米级磁性颗粒(如 $\text{Fe}_3\text{O}_4$ 颗粒)的磁性液体. 在无外界磁场作用时, 因磁性颗粒的表面带有同种极性的电荷, 颗粒之间的相互排斥保证了其能够均匀分散在基液中而不发生团聚或沉淀. 当有足够强的磁场作用时, 磁性颗粒在磁力的作用下发生定向的聚集或排列, 进而从宏观上改变磁流体的光学性质(包括折射率、光吸收系



数等), 或者产生新的效应(如法拉第效应、双折射效应等).

磁流体具有多种优异的磁光效应, 且与通常的固体材料不同, 磁流体的这些光学特性可以通过基液选择或改变磁纳米颗粒浓度在很大的范围内灵活设计, 再加上光纤结构的体积小、易于与磁流体集成等特点, 使得磁流体在光纤磁场传感器<sup>[72,73]</sup>得到了极大的关注和研究.

将一段无芯光纤与两段普通单模光纤(SMF)熔接到一起便构成了一个单模-无芯-单模结构(SNS). 当无芯光纤的直径大于单模光纤纤芯的直径时, 在其内部会激发出多个纤芯模式, 此时的SNS结构可以理解为一个多模干涉仪, 且多模干涉情况易受外界扰动的影响, 相应地输出谱线也会随之变化, 通过检测输出谱线的变化情况可实现对外界的参量传感. 图 11 所示为天津大学将 SNS 结构与磁流体相结合所构成的磁场、电流光纤传感器<sup>[74-76]</sup>. 在磁场传感方面, 在 0—220 Oe 范围内实现了 905 pm/mT 的磁场传感灵敏度, 同时光强随磁场变化量为 0.748 dB/mT. 在电流传感方面, 在 2.5—6.5 A 的电流强度内实现了 2.12 dB/A 的电流传感灵敏度, 并达到了 200 mA 的探测极限.

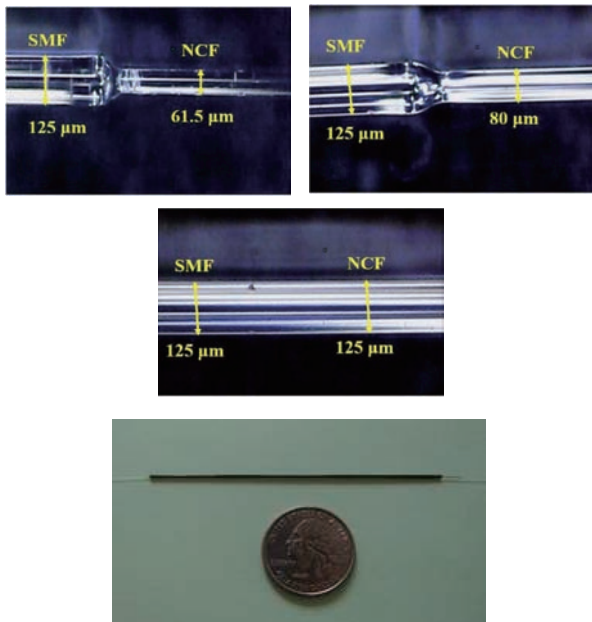


图 11 光纤磁流体传感器<sup>[75, 76]</sup>  
Fig. 11. Fiber magnetic fluid sensor<sup>[75, 76]</sup>.

## 2.8 光纤光学相干层析技术成像技术

光学相干层析技术成像技术(optical coherence tomography, OCT)是将光学相干技术与激光

扫描共焦技术相结合的一种医学层析成像方法, 能够实现对组织内显微结构的高分辨率成像, 在医学上被称为“光学活检”. 利用入射光在生物组织的不同深度反射层产生的背向散射信号, 通过相干测量, 能够完成对样品组织的层析成像, 并已达到微米量级的空间分辨力, 具有广阔的临床应用前景.

光学相干层析技术成像技术最早来源于光学相干域反射测量技术, 一开始是用于网络故障检测或光学器件内部损伤检测<sup>[77,78]</sup>. 随后不久人们就发现了它的生物组织探测能力. 1988年, Fercher等<sup>[79]</sup>基于迈克耳孙干涉仪用低相干光测得了眼球的长度, 获得眼球的干涉条纹. 1991年, 来自美国麻省理工大学Fujimoto的研究小组<sup>[80]</sup>提出OCT概念, 首次成功地实现离体冠状动脉壁以及人眼视网膜显微结构成像. 1993年, Fercher等<sup>[81]</sup>和Swanson等<sup>[82]</sup>分别将OCT技术用于活体人眼视网膜成像. 随后, 1994年, Izzat等<sup>[83]</sup>实现了活体眼前段成像; 1996年OCT技术商业化, 成为眼科临床检测中常用的成像技术; 之后其应用延伸到了高散射组织中, 如皮肤、牙齿<sup>[84,85]</sup>等. 通过利用灵活的成像导管, OCT技术也朝消化道内窥成像<sup>[86,87]</sup>以及血管内成像方向发展<sup>[88]</sup>.

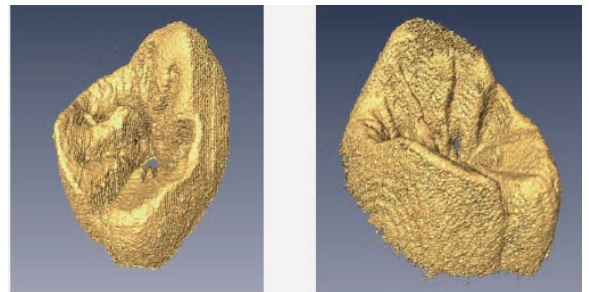


图 12 离体牙齿三维重建 OCT 图像<sup>[92]</sup>  
Fig. 12. Three-dimensional reconstruction OCT image of extracted teeth<sup>[92]</sup>.

采用微型化的光纤导管探头, OCT系统可应用于腔内组织成像. 天津大学基于导管控制系统开发出用于血管内成像的OCT系统<sup>[89]</sup>, 实现对血管内显微结构的精确检测. 通过OCT技术对皮肤组织光学特性进行研究并用于无创血糖检测中, 检测了皮肤组织中多个血糖敏感区域的散射系数与血糖浓度值之间的相关性, 并提出采用偏最小二乘法的多变量无创血糖检测模型<sup>[90]</sup>. 建立了口腔诊断用全光纤偏振不敏感OCT系统, 利用基于规则体数据的三维表面模型的构建算法对人离体牙齿进



进行了三维建模, 获得了人离体牙齿的三维 OCT 图像, 如图 12 所示. 开展了龋齿诊断应用实验研究, 进行了人工龋体外建模实验, 为进一步的牙齿修复体质量评估研究打下基础<sup>[91,92]</sup>.

### 3 分布式光纤传感技术

分布式光纤传感技术基于光纤中光的干涉、瑞利散射、拉曼散射或布里渊散射等光学效应, 利用光纤本身作为传感器, 当光在光纤传输过程中受到加载在路径上的振动、应变、声音、温度变化、结构损伤等载荷的调制时, 其在路径沿线不同空间分布和随时间变化的光信号也会产生相应变化. 分布式光纤传感技术可实现大范围、长距离的全天候传感, 主要包含干涉型扰动分布传感、光频域反射仪 (OFDR) 传感技术、相干光时域反射仪 ( $\Phi$ -OTDR) 传感技术、光纤布里渊传感技术、光纤拉曼传感技术等.

#### 3.1 干涉型扰动分布传感

干涉型扰动分布传感技术利用光纤作为传感元件, 传感光纤上的任一点都具有传感能力, 能够满足对数十公里内的扰动行为进行预警、定位. 当

扰动行为作用于传感光纤时必然引起光纤长度、折射率的变化, 进而会引起光波相位的变化. 干涉信号随着相位变化而发生, 干涉型扰动分布传感技术通过对干涉信号进行解调实现对扰动行为的判断及定位功能. 在干涉型扰动分布式光纤传感系统中, 定位技术的实现主要分为需解调出干涉信号绝对相位和无需解调出干涉信号绝对相位两种<sup>[93]</sup>.

解调出干涉信号绝对相位的方法发展相对较早, 英国科学家 Russell 和 Dackin<sup>[94]</sup> 于 1999 年提出了基于双波长 Sagnac 干涉原理的定位技术, 该系统使用两个波长的光源, 利用波分复用器件使两种波长的光分别通过两条光路, 构成两个独立的 Sagnac 干涉仪. 但是为了保证系统定位的准确性, 必须对部分光纤做屏蔽处理, 且由于该系统传感光纤应用普通单模光纤, 存在干涉型分布式传感系统共有的偏振态退化问题. 2014 年, Yuan 等<sup>[95]</sup> 对此系统进行了改进, 如图 13, 用一条光纤代替光纤环, 并在光纤尾端设置法拉第旋转镜, 构成偏振无关 Sagnac 干涉仪, 结构本身具有了抗偏振衰落能力. 且该系统设置成单光纤结构, 巧妙地避免了光纤屏蔽的问题. 目前该系统能够在 70 km 的传感范围内得到  $\pm 25$  m 的定位精度.

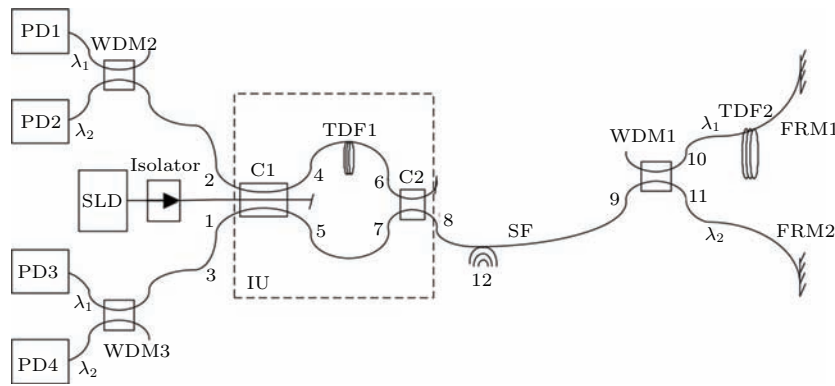


图 13 双波长 Sagnac 光纤扰动传感系统 SLD, 白光光源; C1,  $3 \times 3$  耦合器; C2, 3 dB 耦合器; WDM1, WDM2, WDM3, 波分复用器; FRM1, FRM2, 法拉第旋转镜; PD1, PD2, PD3, PD4, 光电探测器<sup>[95]</sup>

Fig. 13. Dual-wavelength Sagnac optical fiber disturbance sensing system. SLD, white-light source; C1,  $3 \times 3$  coupler; C2, 3 dB coupler; WDM1, WDM2, WDM3, wavelength division multiplexer; FRM1, FRM2, faraday rotation mirror; PD1, PD2, PD3, PD4, photoelectric detector<sup>[95]</sup>.

无需解调出干涉信号绝对相位方法利用干涉信号相位之间的延迟特点及干涉信号之间的相关性进行定位. 2002 年, Kizlik<sup>[96]</sup> 首次提出了基于双 Mach-Zehnder (M-Z) 干涉的分布式扰动定位技术, 如图 14, 在该技术中同一个光纤链路里有沿

顺、逆时针两个方向传播的光信号, 当有扰动行为发生时, 位于光纤链路两端的探测器接收到的干涉信号将有一个时延差, 根据时延差可以对扰动点进行定位. 2009 年, Liang 等<sup>[97]</sup> 对系统结构进行了改进, 由环形结构变成了直线型, 更适用于实际应用.

2010年, Xie等<sup>[98]</sup>对系统定位误差进行分析指出对于宽带信号互相关算法求时延具有更高的定位精度, 但是该系统仍存在干涉型传感系统普遍存在的“偏振相移”和“偏振诱导信号衰落”问题。

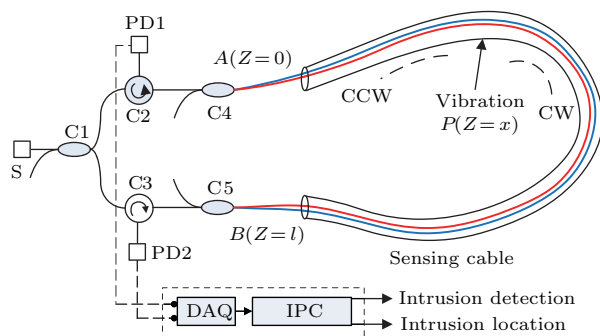


图 14 双马赫-曾德尔光纤扰动传感系统 DAQ, 数据采集卡; IPC, 工控机; C2, C3, 光纤环形器; C1, C4, C5, 3 dB 耦合器; PD1, PD2, 光电探测器<sup>[96]</sup>

Fig. 14. Double Mach-Zehnder optical fiber disturbance sensing system. DAQ, data acquisition card; IPC, industrial personal computer; C2, C3, optical fiber circulator; C1, C4, C5, 3 dB coupler; PD1, PD2, photoelectric detector<sup>[96]</sup>.

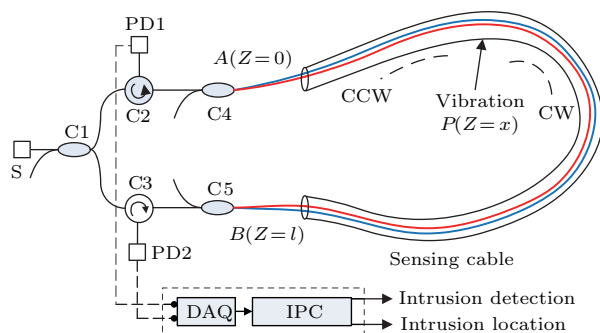


图 15 非对称双马赫-曾德尔增德原理的光纤扰动传感系统 DAQ, 数据采集卡; IPC, 工控机; C2, C3, 3 dB 耦合器; C1, C4, 光纤环形器; PC1, PC2, 偏振控制器; DWDM1, DWDM2, 密集波分复用器; PD1, PD2, 光电探测器; C-PW, CC-PW, 顺时针和逆时针传播的光波<sup>[102]</sup>

Fig. 15. Asymmetric double Mach-Zehnder optical fiber disturbance sensing system. DAQ: data acquisition card; IPC: industrial personal computer; C2, C3, 3 dB coupler; C1, C4, optical fiber circulator; PD1, PD2, photoelectric detector; C-PW, CC-PW, Light waves transmit clockwise and anticlockwise<sup>[102]</sup>.

天津大学为了实现对扰动行为的高精度定位, 研究了具有偏振补偿功能的双马赫-曾德尔光纤扰动传感系统及偏振控制算法, 同时设计了基于广义互相关的定位算法, 实现了高精度定位检测及偏振补偿<sup>[99,100]</sup>. 此外, 还将经验模态分解与神经网络相结合, 设计了针对多种扰动行为的模式识别算法, 通过径向基函数(RBF)神经网络可以实现对

外界不同扰动行为的准确判断<sup>[101]</sup>. 为了提高M-Z光纤扰动传感系统的应用范围, 我们研究了一种基于非对称双M-Z干涉的光纤扰动传感系统, 如图 15 所示, 利用不同波长光源+DWDM的组合滤除背向散射噪声, 延长传感距离; 并设计了应用于非对称系统的高精度定位算法<sup>[102,103]</sup>, 目前该系统能够在 120 km 的传感距离下达到  $\pm 100$  m 的定位精度。

目前, 如何进一步减小偏振和噪声的影响, 以实现更长距离的传感和更高精度的定位是面临的主要问题. 凭借其长距离、高分辨率及便于构成智能型网络等优越特性, 干涉型扰动分布传感技术在建筑结构监测、油气管道泄漏监测、输电网安全监测及周界安全监控等领域具有十分广泛的应用前景。

### 3.2 光频域反射传感技术

基于光纤中背向瑞利散射的 OFDR 技术最开始由德国的 Eickhoff 等<sup>[104]</sup>提出, 通常使用具有极窄线宽的可调谐激光器作为系统的光源, 由扫描光源发出的光被分成两路, 分别进入参考臂和被测光纤 (fiber under test, FUT). 其中参考臂一路的光信号作为本振光信号, 并与被测光纤中的背向瑞利散射光信号进行干涉, 由于光频域反射技术中使用的是扫描光源, 因此这两路信号发生的干涉为拍频干涉, 干涉后的拍频信号被探测器接收. 探测到的拍频干涉信号的拍频大小是与被测光纤的距离相互关联的, 对于光频域反射技术中某一时刻探测到的光信号, 则是整个被测光纤上全部拍频信号的集合. 自提出之后, 国内外的诸多研究者都开始了对光频域反射技术的跟进研究. 基于光频域反射技术的应用, 主要可以归为两个方面<sup>[105]</sup>, 一方面是对被测光纤进行分布式测量, 即对整个光纤链路的损耗、断点、连接点等进行健康监测; 另一方面就是通过光频域反射技术实现光纤传感, 利用光纤作为传感单元的同时兼具传输信号功能, 实现分布式光纤传感。

在光频域反射技术的研究之初, 主要通过该技术进行光纤链路测量, 如 Uttam 等<sup>[106]</sup>利用光频域反射技术实现对搭建的基于光纤的光路系统和光纤器件的检测. 此前的研究中虽然利用光频域反射

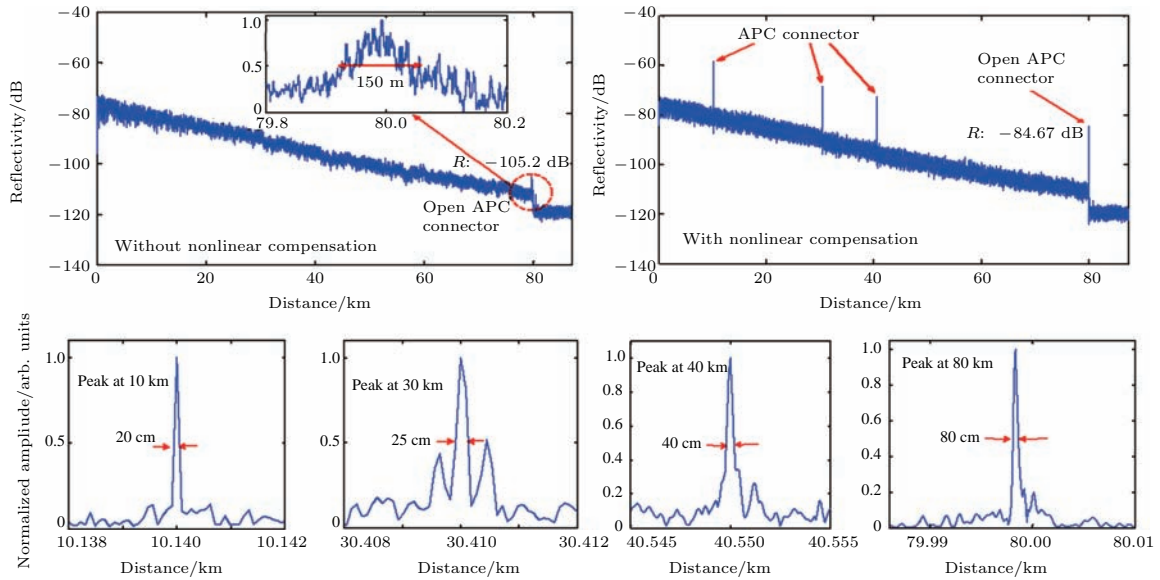


图 16 采用优化去斜滤波器 (deskew filter) 抑制非线性相位噪声结果 测试长度 80 km, APC 接头连接产生的菲涅耳反射点位于 10, 30, 40 km, 末端为 80 km; 由于非线性相位影响, 10, 30, 40 km 不能探测出, 抑制非线性相位噪声后, 全部可探测出; 末端反射点分辨率在抑制非线性相位噪声后提高 187 倍 [110]

Fig. 16. Using deskew filter to restrain nonlinear phase noise, the test length is 80 km, the Fresnel reflection point caused by APC connector located at 10 km, 30 km, 40 km, the end is 80 km. Because of the nonlinear phase, the signal is undetectable at 10 km, 30 km, 40 km. After the nonlinear phase noise restrain, the signal turns to be detectable. The resolution of reflection point increases 187 times after the nonlinear phase is restrained [110].

技术对光纤的测试实现的空间分辨率比较高, 可以达到厘米和毫米量级, 甚至微米量级 [107], 但测试距离尚短, 一般最多都只有十几米的光纤测试长度 [108]. 伴随着研究的不断深入, 利用光频域反射技术实现的测试距离也不断增加. 如天津大学采用去斜滤波技术抑制 OFDR 非线性相位, 实现 80 km 处反射率为  $-55$  dB 菲涅耳反射的测量, 空间分辨率达  $1.6$  m [109], 同时将傅里叶变化频域高阶估计与倒谱估计引入去斜滤波技术, 精确估算激光器非线性相位, 使得空间分辨率达 80 cm, 其中末端反射点分辨率在抑制非线性相位噪声后提高 187 倍, 如图 16 [110].

通常光频域反射技术中, 探测的都是强相干信号, 然而当被测光纤的长度在超过光源的相干长度的情况时, 探测弱相干信号在 OFDR 技术中也是可行的. 天津大学 [111] 探测超相干情况下的菲涅耳反射, 实现对 170 km 光纤末端菲涅耳反射峰的探测, 反射点的空间分辨率为 200 m, 如图 17.

基于光频域反射技术的研究, 除了用于分布式光纤链路的测量测试外, 在分布式光纤参量传感方面的应用也至关重要. 天津大学 [112] 通过对光频域信号进行互相关分析, 实现对振动信号的多点传

感, 传感距离为 12 km, 最高可测振动频率为 2 kHz, 空间分辨率为 5 m, 同时将去斜滤波技术引入振动传感领域, 测试距离拓展到 40 km [113]. 此外, 对温度、磁场 [114] 和电流 [115] 进行的分布式传感研究也取得了一定的成果.

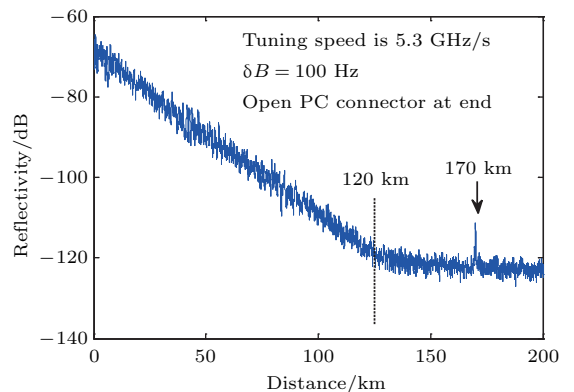


图 17 长度为 170 km 待测光纤的瑞利散射和末端由 FC/PC 接头引起的反射率为  $-14$  dB 菲涅耳反射测试结果图 OFDR 轨迹在超过 120 km 部分变为平滑, 这是由于瑞利散射信号已经小于系统本底噪声  $-120$  dB [111]

Fig. 17. The Rayleigh scattering and a  $-14$  dB Fresnel reflection caused by FC/PC connector in a 170 km long optical fiber OFDR track turns to smoothness in the area more than 120 km, because the Rayleigh scattering signal is smaller than the  $-120$  dB background noise of the system [111].



### 3.3 相干光时域反射仪传感技术

相干光时域反射仪 ( $\Phi$ -OTDR) 传感技术能实现长距离、全分布式的振动定位和测量, 在国民经济的发展中其优势超越了传统的电传感器、光纤光栅传感器等. 因此, 对  $\Phi$ -OTDR 分布式振动传感系统的传感机理、系统结构和解调技术进行深入的探究具有重要的应用价值和学术价值.

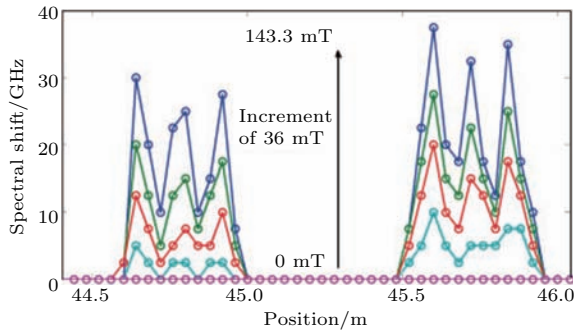


图 18 OFDR 方法用于磁感应强度分布的传感 [114]

Fig. 18. OFDR method used in magnetic induction intensity distribution sensing [114].

1993年, 美国德克萨斯农工大学 (TAMU) 的 Taylor 等 [116] 申请了关于  $\Phi$ -OTDR 的首个美国专利. 他发现, 在光纤中注入超窄线宽激光脉冲后, 利用外界振动对后向瑞利散射光相位的调制特性, 可以进行振动测量. 1994年, Juskatis 等 [117] 提出利用  $\Phi$ -OTDR 进行入侵 (振动) 检测.  $\Phi$ -OTDR 的前期研究方向主要集中在其传感机理的研究上. TAMU 的 Park 等 [118] 将  $\Phi$ -OTDR 的基本理论模型抽象为: 将光纤分成  $N$  段, 每小段的空间宽度为单位  $\Delta L$ , 将  $\Delta L$  分为  $M$  个由瑞利散射产生的离散的反射镜, 且每个反射镜的反射率和造成的相位延迟都是随机的独立分布, 该模型解释了  $\Phi$ -OTDR 的物理规律, 并通过实验验证了该模型的有效性. 在  $\Phi$ -OTDR 的关键光学器件研究方面, TAMU 的 Choi 等 [119] 研究了窄线宽激光器的线宽和频率漂移对系统传感性能的影响, 并研制了掺铒光纤激光器, 使激光器的性能基本能够满足实用需求. 哈尔滨工程大学的 Lü 等 [120] 研究了影响  $\Phi$ -OTDR 波形的各种物理参数 (折射率、激光频率和脉宽等) 变化时的相应瑞利散射波形, 通过理论分析和实验得到上述诸参数对瑞利散射波形的影响.

$\Phi$ -OTDR 是基于光的干涉原理, 因此得到与振动信号完全对应的瑞利散射光相位, 对于还原振动信号具有重要意义. 2011年, 中国科学院上海光机

所的 Pan 等 [121] 提出了利用数字相干探测的方法, 实时地解调瑞利散射光的相位, 压电陶瓷换能器振动实验证明了解调相位与振动信号的对应情况较好, 相比直接检测的方式 SNR 提升显著. 2013年, 南安普顿大学的 Masoudi 等 [122] 利用非平衡 M-Z 干涉仪, 在 1 km 范围内实现了 500—5000 Hz 的动态应变测量, 并于 2014 年报道了该系统对声波的响应能力, 相比之前的  $\Phi$ -OTDR [123], 传感性能迈进了一大步.

在  $\Phi$ -OTDR 的信号处理方面, 最初为满足入侵监测的需求, 一般先将原始的瑞利散射曲线通过平均以部分抵消探测器的热噪声影响, 然后对平均后的相邻两个周期的瑞利散射曲线进行相减, 得到随空间分布的差值曲线. 这种方法实施起来较简单, 可以比较直观地反映系统的性能和对扰动的灵敏度, 但差值曲线并不能较好地体现扰动/振动信号的时域特征. TAMU 的 Madsen 等 [124] 利用时频分析的方法对入侵信号的特征进行初步探索, Ottawa 大学的 Qin 等 [125] 利用连续小波变换的方法分析非静态的振动信号, 并进一步研究了小波分析在扰动信号提取中的应用 [126]. 电子科技大学的 Wu 等 [127] 研究了小波分析对差值曲线的去噪作用, 并提出了一种基于时间序列奇异谱特征的扰动检测方法, 能够有效排除声波及瞬时高频噪音等干扰信号的影响, 取得了较好的效果 [128].

### 3.4 基于布里渊散射的分布式光纤传感技术

布里渊散射是入射光与光纤内的声波相互作用而形成的, 该声波等效于一个以一定速度移动的密度光栅, 因此可将布里渊散射看作是入射光在移动光栅上的散射, 由于多普勒效应, 散射光的频率不再等于入射光频率, 该频率差称为布里渊频移. 布里渊散射是在 20 世纪初由布里渊提出的, 1964 年 Chiao 在实验上发现. 基于布里渊散射的分布式光纤传感技术通过检测布里渊频移来测量温度或应变. 与其他分布式传感技术相比, 它是一种起步相对较晚的技术. 1989 年, Horihguchi 和 Culverhouse 首次提出利用布里渊频移可实现温度和应力的分布式测量. 1990 年, Kurashima 和 Tateda [129] 分别测得布里渊频移与光纤温度和应力之间的关系, 指出不同光纤条件下, 相同的温度和应变引起的布里渊频移不同, 但是频移与温度或应变呈线性



关系. 1992年, Kurashima等根据这种关系提出了基于自发布里渊散射的光纤传感技术. 随着技术的不断发展和日益成熟, 目前商用化的系统产品相继出现, 如日本的Ando公司已开发出基于自发布里渊散射的光纤应变测量仪, 应变精度达到 $\pm 0.01\%$ , 空间分辨率1 m<sup>[130]</sup>; Ottawa大学的Bao等<sup>[131]</sup>开发出用于大型发电机定子在线监测的高空间分辨率分布式布里渊光纤传感系统, 实现了3 cm周期的分布式横向位移测量; 2010年, 南京大学研制出基于布里渊散射的分布式光纤传感系统样机. 基于布里渊散射的分布式光纤传感器正朝着高空间分辨率、高测量精度和大测量范围发展.

### 3.5 基于光纤拉曼散射的分布式传感技术

拉曼散射光最早由印度科学家拉曼(Raman)于1928年发现, 后来随着激光器的发展, 推动了人们对拉曼散射的研究. 当光在光纤中传播时, 入射光波发生非线性散射, 产生斯托克斯拉曼散射光和反斯托克斯拉曼散射光波, 其中的斯托克斯拉曼散射光强受温度影响比较小, 而反斯托克斯拉曼散射光对温度敏感. 相比于光纤布里渊传感, 拉曼散射效应只对温度敏感, 可以克服温度与应变的交叉敏感, 可应用在各种极端环境, 比如核电站、强磁场的环境, 或者有应力的地方, 比如桥梁、建筑等. 1981年, 英国南安普顿大学率先提出其用于分布式光纤传感的设想, 并由Hartog等<sup>[132]</sup>于1983年研制出相应实验装置. 1985年, 英国Dankin等<sup>[133]</sup>使用半导体激光器作为光源, 并用雪崩光电二极管及石英光纤搭建了系统, 首次进行了基于受激拉曼散射效应的分布式光纤温度传感器测温实验. 这一实验显示了拉曼式测温系统的独特优势. 随后围绕系统的测量范围、测温范围、空间分辨率、温度分辨率开展了大量研究.

基于拉曼散射效应的分布式光纤温度传感方案<sup>[134,135]</sup>的主要思想是利用光时域反射技术实现定位和利用斯托克斯拉曼散射光强和反斯托克斯拉曼散射光强解调温度, 从而得到光纤上的温度场信息. 光纤的色散特性会造成光时域反射曲线的走离效应, 为了解决这个问题, Suh和Lee<sup>[136]</sup>采用双光源方案, 如图19所示. 其中主激光器产生的光纤背向反斯托克斯拉曼散射波长等于副激光器的光纤斯托克斯拉曼散射波长. 用副激光器的斯托克斯拉曼散射光强和主激光器的反斯托克斯拉曼散

射光强解调温度信息, 有效提高了传感精度和分辨率. 中国计量学院在2009年提出了拉曼相关双波长光源自校正分布式光纤拉曼温度传感器; 2010年提出了新型色散与损耗光谱自校正分布式光纤拉曼温度传感器<sup>[137]</sup>.

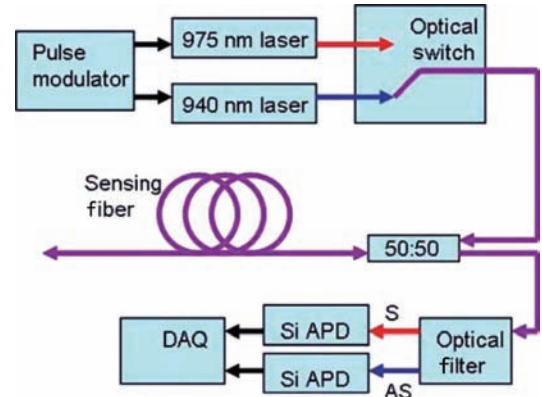


图19 Suh和Lee的解决方案<sup>[136]</sup>

Fig. 19. Solution of Suh and Lee<sup>[136]</sup>.

同时, 国内外许多商业公司也推动了该传感系统的商业化, 对其普及和广泛利用起到了显著作用. 未来, 基于光纤受激拉曼散射效应的分布式光纤温度传感技术将与新的信号采集处理技术、新型组网技术相结合, 向着高精度、超长距离、高可靠性、多参量和智能化的方向继续发展.

## 4 光纤智能传感网

分立式和分布式光纤传感技术的研究, 推动着光纤传感系统向着集成化和网络化发展, 光纤智能传感网也随之成为新的研究热点. 光纤智能传感网是由各种分立式光纤传感器和分布式光纤传感器按照一定的拓扑结构组成的具有自诊断和自愈功能的网络结构. 其拓扑结构的优劣决定了传感器的加载复用规模、测量参量的多样性以及传感网的整体鲁棒性; 其智能化体现在控制系统对于传感网运行状态的实时掌握、故障的定位诊断及传感器自愈能力等方面的自动化程度. 目前国内外针对光纤传感网的研究主要集中在以下方面: 增加传感器的复用数量、设计鲁棒性更好的传感网拓扑结构以及实现传感网的智能控制<sup>[138,139]</sup>.

针对光纤传感网缺少鲁棒性量化评价标准的研究现状, 天津大学提出了光纤传感网鲁棒性量化评估模型, 并基于蒙特卡罗方法提出了误差估计, 用实验结果和理论模拟值验证了该鲁棒性评价方

法的可行性. 该模型可以对总线型、星型、环型等各种复杂拓扑结构进行评价和建模<sup>[140,141]</sup>.

随后又提出了一种光纤光栅传感器的无源自愈传感网<sup>[142,143]</sup>, 该拓扑结构由一个星型子网和环型子网构成, 如图 20 所示. 从理论上分析了当传感网发生多处故障时的自愈方式, 并且利用实验进行了验证, 给出了通过观察解调信号推导传感器状态的量化方法. 无源传感拓扑结构即拓扑结构中不含任何中继放大或外界电信号, 该特性在需要防电磁干扰等的恶劣环境下显得尤为重要.

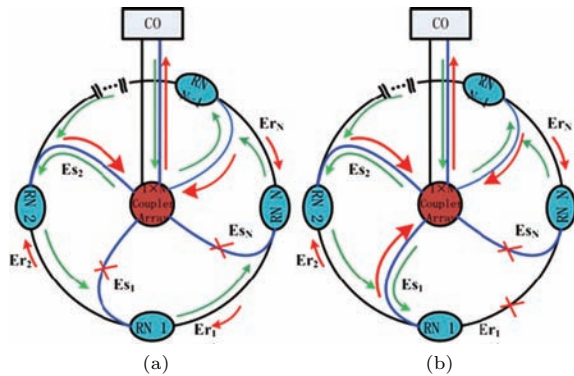


图 20 无源传感拓扑结构自愈功能示意图<sup>[143]</sup>

Fig. 20. Self-healing capabilities of passive sensing topological structure<sup>[143]</sup>.

## 5 结 论

光纤传感技术自出现之后的几十年来蓬勃发展, 现在已经成为跨越光学、光电子学、材料学、电子技术、计算机技术、通信技术、土木工程、生物化学等多学科多门类的系统科学. 随着云计算、云存储、大数据等新技术的诞生, 光通讯网络的传输速度和容量不断扩大, 以及纳米技术、材料科学的日益发展, 光纤传感技术面临着诸多新问题、新挑战, 比如对高速度大规模传感网络的需求, 对微纳尺度超小超轻传感器的需求, 以及面向深空、深海、深地等极端环境的应用需求等. 因此, 光纤传感在当今时代仍然是一个充满挑战的研究领域在与新材料、新技术的碰撞中, 必将迸发出新的生机和活力.

## 参考文献

[1] Maiman T H 1960 *Nature* **187** 4736  
 [2] Kao K C, Hockham G A 1966 *Proc. IEE* **113** 7  
 [3] Li C 2012 *Technology of Optical Fibre Sensor* (Beijing: Science Press) p1 in Chinese [李川 2012 光纤传感器技术 (北京: 科学出版社) 第 1 页]

[4] Kersey A D, Berkoff T A 1992 *Electron. Lett.* **28** 236  
 [5] Falciai R, Mignani A G, Vannini A 2001 *Sens. Actuat. B* **74** 74  
 [6] Guo T, Ivanov A, Chen C, Albert J 2008 *Opt. Lett.* **33** 1004  
 [7] Xiao G, Sun F, Zhang Z, Lu Z, Liu J, Fang W 2007 *Microw. Opt. Techn. Lett.* **49** 668  
 [8] Sano Y, Toshihiko Y 2003 *J. Lightwave Technol.* **21** 132  
 [9] Kersey A D, Berkoff T, Morey W 1993 *Opt. Lett.* **18** 1370  
 [10] Liu T G, Wang S, Jiang J F, Liu K, Yin J D 2014 *Chinese J. Sci. Instrum.* **8** 1681 (in Chinese) [刘铁根, 王双, 江俊峰, 刘琨, 尹金德 2014 仪器仪表学报 **8** 1681]  
 [11] Grobnic D, Mihailov S J, Smelser C W, Ding H 2004 *IEEE Photon. Tech. L.* **16** 2505  
 [12] Jiang J F, He P, Liu T G, Liu K, Wang S, Pan Y H, Yu L, Yan J L 2015 *Acta Opt. Sin.* **10** 82 (in Chinese) [江俊峰, 何盼, 刘铁根, 刘琨, 王双, 潘玉恒, 俞琳, 闫金玲 2015 光学学报 **10** 82]  
 [13] Jiang J F, Yan J L, Wang S, Liu K, Liu T G, Zang C J, Xie R W, He P, Chu Q L, Pan Y H 2016 *Acta Opt. Sin.* **2** 1 (in Chinese) [江俊峰, 闫金玲, 王双, 刘琨, 刘铁根, 臧传军, 谢仁伟, 何盼, 楚奇梁, 潘玉恒 2016 光学学报 **2** 1]  
 [14] Lee C E, Taylor H F 1988 *Electron. Lett.* **24** 193  
 [15] Wang A, Gollapudi S, Murphy K A 1992 *Opt. Lett.* **17** 1021  
 [16] Shen F, Huang Z, Zhu Y 2005 *Proceedings of the SPIE Sensors for Harsh Environments II* 59980H  
 [17] Gangopadhyay T K, Henderson P J 1999 *Appl. Opt.* **38** 2471  
 [18] Murphy K A, Gunther M F, Vengsarkar A M 1991 *Opt. Lett.* **16** 4  
 [19] Liao C, Liu S, Xu L 2014 *Opt. Lett.* **39** 2827  
 [20] Sun B, Wang Y, Qu J 2015 *Opt. Express* **23** 1906  
 [21] Liu T G, Yin J D, Jiang J F, Liu K, Wang S, Zou S L 2015 *Opt. Lett.* **40** 1049  
 [22] Yin J D, Liu T G, Jiang J F, Liu K, Wang S, Qin Z Q, Zou S L 2014 *IEEE Photon. Tech. L.* **26** 2070  
 [23] Bhatia V, Murphy K A, Claus R O 1995 *Smart Mater. Struct.* **4** 93  
 [24] Wang A, Miller M S, Plante A J 1996 *Appl. Opt.* **35** 15  
 [25] Xiao H, Huo W, Deng J 1999 *Proceedings of the SPIE Harsh Environment Sensors II*  
 [26] Jiang L J, Jiang J F, Liu T G 2012 *Acta Photon. Sin.* **41** 3 (in Chinese) [姜丽娟, 江俊峰, 刘铁根 2012 光子学报 **41** 3]  
 [27] Liu T, Fernando G F 2000 *Rev. Sci. Instrum.* **71** 1275  
 [28] Jiang Y, Tang C 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 106105  
 [29] Al-Chalabi S A, Culshaw B, Davies D E N 1983 *First International Conference on Optical Fibre Sensors* 26  
 [30] Li L, Liu T G, Jiang J F, Yin J D, Jiang L J, Meng X E, Liu Y 2012 *J. Optoelectron. Laser* **1** 67 (in Chinese) [李磊, 刘铁根, 江俊峰, 尹金德, 姜丽娟, 孟祥娥, 刘宇 2012 光电子·激光 **1** 67]  
 [31] Meng X E, Jiang J F, Liu T G, Liu K, Yin J D, Wang S H, Wang S, Zhang Y M, Wu F, Qin Z Q 2012 *Acta Opt. Sin.* **11** 290 (in Chinese) [孟祥娥, 江俊峰, 刘铁根, 刘琨, 尹金德, 王少华, 王双, 张以谟, 吴凡, 秦尊琪 2012 光学学报 **11** 290]

- [32] Jiang J F, Wu F, Liu T G, Liu K, Wang S, Yin J D, Qin Z Q, Zou S L, Zhang X Z 2014 *Acta Opt. Sin.* **2** 224 (in Chinese) [江俊峰, 吴凡, 刘铁根, 刘琨, 王双, 尹金德, 秦尊琪, 邹盛亮, 张学智 2014 光学学报 **2** 224]
- [33] Jiang J, Wang S, Liu T 2012 *Opt. Express* **20** 18117
- [34] Wang S, Jiang J, Liu T 2012 *IEEE Photon. Tech. L.* **24** 1390
- [35] Wang S, Liu T, Jiang J 2013 *Opt. Lett.* **38** 3169
- [36] Wang S, Liu T, Jiang J 2014 *Opt. Lett.* **39** 1827
- [37] Yin J D, Liu T G, Jiang J F, Liu K, Wang S, Wu F, Ding Z Y 2013 *Opt. Lett.* **38** 3751
- [38] Lefèvre H C (translated by Zhang G C, Wang W) 2002 *The Fiber-Optic Gyroscope* p10 (in Chinese) [Lefèvre H C 著 (张桂才, 王巍 译) 2002 光纤陀螺仪 (北京: 国防工业出版社) 第10 页]
- [39] Zhang G C 2008 *Principles and Technologies of Fiber-Optic Gyroscope* (Beijing: National Defense Industry Press) (in Chinese) [张桂才 2008 光纤陀螺原理与技术 (北京: 国防工业出版社) 第7 页]
- [40] Vali V, Shorthill R 1976 *Appl. Opt.* **15** 1099
- [41] Sanders G A, Szafranec B, Liu R Y 1996 *SPIE Proceedings* **2837** 61
- [42] Volk C, Lincoln J, Tazartes D 2001 *Northrop Grumman* **382**
- [43] Barbour N M 2010 *NATO RTO Lecture Series*
- [44] Heckman D W, Baretela L 2000 *Position Location and Navigation Symposium IEEE* 404
- [45] Dandridge A, Cogdell G B 1991 *IEEE Lcs the Magazine of Lightwave Communications Systems* **2** 81
- [46] Gao S, Zhang C X, Yan T Y 2006 *Well Logging Technology* **30** 571 (in Chinese) [高爽, 张春熹, 颜廷洋 2006 测井技术 **30** 571]
- [47] Heckman D Y, Baretela M 2000 *IEEE AES Systems* **11** 23
- [48] Schmidt G T 2004 *Advances in Navigation Sensors and Integration Technology* RTO-EN-SET-064
- [49] Schmidt G T 2008 *Advances in Navigation Sensors and Integration Technology* RTO-EN-SET-1
- [50] Honthaas J, Buret T, Paturel Y 2006 *The 18th International Optical Fiber Sensors Conference* ME3
- [51] Li Z H, Meng Z, Liu T G, Yao X S 2013 *Opt. Express* **21** 2521
- [52] Li Z H 2012 *Ph. D. Dissertation* (Tianjin: Tianjin University) (in Chinese) [李志宏 2012 博士学位论文 (天津: 天津大学)]
- [53] Peterson N C, Kurylo M J, Braun W 1971 *J. Opt. Soc. Am.* **61** 746
- [54] Hernandez-Cordero J, Morse T F 1999 *Proc. SPIE* **3860** 171
- [55] George S, Kathryn A, Hong B Y 2001 *Meas. Sci. Technol.* **12** 843
- [56] Zhang Y, Zhang M, Jin W 2003 *Opt. Commun.* **220** 361
- [57] Liu K, Jing W C, Peng G D 2008 *IEEE Photon. Tech. L.* **20** 1515
- [58] Zhang H W, Lu Y, Duan L C 2014 *Opt. Express* **22** 24545
- [59] Fomin A, Zavlev T, Rahinov I 2015 *Sens. Actuat. B* **210** 431
- [60] Yu L, Liu T G, Liu K 2016 *Sens. Actuat. B* **228** 10
- [61] Jorgenson R, Yee S 1993 *Sens. Actuat. B* **12** 213
- [62] Wang T, Liu T, Liu K 2016 *IEEE Photon. J.* **8** 1
- [63] White I W, Oveys H, Fan X 2006 *Opt. Lett.* **31** 1319
- [64] White I M, Zhu H, Suter J D, Hanumegowda N M, Oveys H, Zourob M 2007 *Sens. J.* **7** 28
- [65] Gouveia M A, Avila P D, Marques T H, Torres M C, Cordeiro C M 2015 *Opt. Express* **23** 10643
- [66] O' Shea D, Junge C, Pöllinger M, Vogler A, Rauschenbeutel A 2011 *Appl. Phys. B* **105** 129
- [67] Sumetsky M, Dulashko Y, Windeler R S 2010 *Opt. Lett.* **35** 1866
- [68] Ji Q, Jiang J F, Liu T G, Liu K, Liu W H, Zhang J, Chen W J 2013 *Acta Opt. Sin.* **2** 241 (in Chinese) [姬强, 江俊峰, 刘铁根, 刘琨, 刘文辉, 张晶, 陈文杰 2013 光学学报 **2** 241]
- [69] Jiang J F, Zhang J, Liu T G, Liu K, Yu z, Zhang X Z, Liu W H, Chen W J 2013 *Acta Opt. Sin.* **12** 298 (in Chinese) [江俊峰, 张晶, 刘铁根, 刘琨, 于哲, 张学智, 刘文辉, 陈文杰 2013 光学学报 **12** 298]
- [70] Yu Z, Liu T, Jiang J 2014 *SPIE COS Photonics Asia International Society for Optics and Photonics* 92740L-92740L-7.
- [71] Zhang X, Liu T, Jiang J 2014 *SPIE COS Photonics Asia International Society for Optics and Photonics* 92740P-92740P-6
- [72] Chen L X, Huang X G, Zhu J H, Li G C, Lan S 2011 *Opt. Lett.* **36** 2761
- [73] Hu T, Zhao Y, Li X, Chen J, Lü Z 2010 *Chin. Opt. Lett.* **8** 392
- [74] Chen Y, Han Q, Liu T 2013 *Opt. Lett.* **38** 3999
- [75] Chen Y, Han Q, Liu T 2014 *IEEE Photon. J.* **6** 1
- [76] Li L, Han Q, Chen Y 2014 *IEEE Sens. J.* **14** 1749
- [77] Takada K, Yokohama I, Chida K, Noda J 1987 *Appl. Opt.* **26** 1603
- [78] Youngquist R C, Carr S M, Davies D E 1987 *Opt. Lett.* **12** 158
- [79] Fercher A F, Mengedoht K, Werner W 1988 *Opt. Lett.* **13** 186
- [80] Huang D, Swanson E A, Lin C P 1991 *Science* **254** 1178
- [81] Fercher A F, Hitzinger C K, Drexler W 1993 *Am. J. Ophthalmol.* **116** 113
- [82] Swanson E A, Izatt J A, Hee M R, Huang D, Lin C P, Schuman J S 1993 *Opt. Lett.* **18** 1864
- [83] Izatt J A, Hee M R, Swanson E A, Lin C P, Huang D, Schuman J S, Puliafito C A, Fujimoto J G 1994 *Arch. Ophthalmol. Chic.* **112** 1584
- [84] Colston B, Sathyam U, Dasilva L, Everett M, Stroeve P, Otis L 1998 *Opt. Express* **3** 230
- [85] Baumgartner A, Dichtl S, Hitzinger C K, Sattmann H, Robl B, Moritz A 1999 *Caries Res.* **34** 59
- [86] Tearney G J, Boppart S A, Bouma B E, Brezinski M E, Weissman N J, Southern J F 1996 *Opt. Lett.* **21** 543
- [87] Bouma B E, Tearney G J, Compton C C, Nishioka N S 2000 *Gastrointest Endosc.* **51** 467
- [88] Jang I K, Bouma B E, Kang D H, Park S J, Park S W, Seung K B 2002 *J. Am. Coll. Cardiol.* **39** 604



- [89] Zhou Y H, Liu T G, Ding Z Y, Tao K Y, Liu K, Jiang J F, Liu Z X, Jiang Y J, Kuang H 2016 *IEEE Photon. J.* **8** 1
- [90] Wang L Z 2013 *Ph. D. Dissertation* (Tianjin: Tianjin University) (in Chinese) [王龙志 2013 博士学位论文 (天津: 天津大学)]
- [91] Meng Z, Yao X S, Liang Y, Yao H, Liu T G, Lan S F, Wang J J 2008 *Chin. J. Sens. Actuat.* **21** 1858 (in Chinese) [孟卓, 姚晓天, 梁燕, 姚晖, 刘铁根, 兰寿锋, 王佳佳 2008 传感技术学报 **21** 1858]
- [92] Meng Z 2013 *Ph. D. Dissertation* (Tianjin: Tianjin University) (in Chinese) [孟卓 2008 博士学位论文 (天津: 天津大学)]
- [93] Wu J 2007 *Ph. D. Dissertation* (Chongqing: Chongqing University) (in Chinese) [吴俊 2007 博士学位论文 (重庆: 重庆大学)]
- [94] Russell S J, Dackin J P 1999 *Proc. SPIE* **3747** 580
- [95] Yuan W, Pang B, Bo J, Qian X 2014 *J. Lightwave Technol.* **32** 1032
- [96] Kizlik B 2002 *Proc. Int. Confer.* **128**
- [97] Liang S, Zhang C, Lin W, Li L, Li C, Feng X, Lin B 2009 *Opt. Lett.* **34** 1858
- [98] Xie S, Zou Q, Wang L, Zhang M, Li Y, Liao Y 2011 *J. Lightwave Technol.* **29** 362
- [99] Chen Q, Liu T G, Liu K, Jiang J F, Shen Z, Ding Z Y, Hu H F, Huang X D, Ma C Y 2015 *J. Lightwave Technol.* **33** 1
- [100] Chen Q, Liu T G, Liu K, Jiang J, Ding Z Y, Zhang L, Li Y, Pan L, Ma C Y 2013 *J. Lightwave Technol.* **31** 3135
- [101] Liu K, Tian M, Liu T 2015 *J. Lightwave Technol.* **33** 4885
- [102] Ma C, Liu T, Liu K, Jiang J, Ding Z, Pan L, Tian M 2016 *J. Lightwave Technol.* **34** 2235
- [103] Ma C, Liu T, Liu K 2016 *J. Lightwave Technol.* **34** 3785
- [104] Eickhoff W, Ulrich R 1981 *Appl. Phys. Lett.* **39** 693
- [105] Ding Z Y 2013 *Ph. D. Dissertation* (Tianjin: Tianjin University) (in Chinese) [丁振扬 2013 博士学位论文 (天津: 天津大学)]
- [106] Uttam D, Culshaw B 1985 *J. Lightwave Technol.* **3** 971
- [107] Myoung S, Hee P, Byoung Y 2003 *IEEE Photon. Tech. L.* **15** 266
- [108] Dolfi D W, Nazarathy M, Newton S A 1988 *Opt. Lett.* **13** 678
- [109] Ding Z Y, Yao X S, Liu T G, Du Y, Liu K, Jiang J F, Meng Z, Chen H X 2013 *Opt. Express* **21** 3826
- [110] Du Y, Liu T G, Ding Z Y, Feng B W, Li X B, Liu K, Jiang J F 2014 *IEEE Photon. J.* **6** 1
- [111] Ding Z Y, Yao X S, Liu T G 2013 *IEEE Photon. Tech. L.* **25** 202
- [112] Ding Z Y, Yao X S, Liu T G 2012 *Opt. Express* **20** 28319
- [113] Liu T G, Du Y, Ding Z Y, Liu K, Zhou Y H, Jiang J F 2016 *IEEE Photon. Tech. L.* **28** 771
- [114] Du Y, Liu T G, Ding Z Y, Liu K, Feng B W, Jiang J F 2015 *Appl. Phys. Express* **8** 012401
- [115] Ding Z Y, Du Y, Liu T G, Liu K, Feng B W, Jiang J F 2015 *IEEE Photon. Tech. L.* **27** 2055
- [116] Taylor H F, Lee C E 1993 U.S. Patents 5194847 [1993-03-16]
- [117] Juskaitis R, Mamedov A M, Potapov V T 1994 *Opt. Lett.* **19** 225
- [118] Park J, Lee W, Taylor H F 1998 *Int. Soc. Opt. Photon.* **3555** 49
- [119] Choi K N, Taylor H F 2003 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** 386
- [120] Lü Y L, Xing Y W 2011 *Acta Opt. Sin.* **31** 819001 (in Chinese) [吕月兰, 行永伟 2011 光学学报 **31** 819001]
- [121] Pan Z, Liang K, Ye Q 2011 *Communications and Photonics Conference and Exhibition ACP. Asia IEEE.* **1**
- [122] Masoudi A, Belal M, Newson T P 2013 *Meas. Sci. Technol.* **24** 085204
- [123] Masoudi A, Belal M, Newson T P 2014 *Int. Soc. Opt. Photon.* **9157** 91573T
- [124] Madsen C K, Bae T, Snider T 2007 *Int. Soc. Opt. Photon.* **6770** 67700K
- [125] Qin Z, Chen L, Bao X 2012 *Opt. Express* **20** 20459
- [126] Qin Z, Chen L, Bao X 2012 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **24** 542
- [127] Wu H, Wang J, Wu X 2012 *Sensor Lett.* **10** 1557
- [128] Li X Y, Peng Z P, Yao Y J 2013 *Acta Photon. Sin.* **43** 428001 (in Chinese) [李小玉, 彭正谱, 姚云江 2013 光子学报 **43** 428001]
- [129] Kurashima T, Tateda M 1990 *Appl. Opt.* **29** 2219
- [130] Kee H H, Lees G P, Newson T P 2000 *Opt. Lett.* **25** 695
- [131] Dong Y, Chen L, Bao X 2012 *J. Lightwave Technol.* **30** 1161
- [132] Hartog A H 1983 *IEEE J. Lightwave Technol.* **1** 498
- [133] Hartog A H, Leach A P, Gold M P 1985 *Electron. Lett.* **21** 1061
- [134] Dakin J P, Pratt D J, Bibby G W 1985 *Electron. Lett.* **21** 569
- [135] Dakin J P, Pratt D J, Bibby G W 1986 *Tech. Symp.* **566** 249
- [136] Suh K, Lee C 2008 *Opt. Lett.* **33** 1845
- [137] Zhang Z X, Jin S Z, Wang J F, Liu H L, Sun Z Z, Gong H P, Yu X D, Zhang W S 2010 *Chin. J. Lasers* **11** 2749 (in Chinese) [张在宣, 金尚忠, 王剑锋, 刘红林, 孙忠周, 龚华平, 余向东, 张文生 2010 中国激光 **11** 2749]
- [138] Xia L, Cheng R, Li W 2015 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27** 323
- [139] Amiri I S, Alavi S E, Ali J 2015 *Int. J. Commun. Syst.* **28** 147
- [140] Zhang H X, Gong Y H, Jia D G 2015 *IEEE Sens. J.* **15** 1388
- [141] Zhang H X, Gong Y H, Liu T G 2015 *J. Lightwave Technol.* **33** 1
- [142] Jia, D G, Zhang Y L, Chen Z T 2015 *IEEE Photon. J.* **7** 1
- [143] Jia D G, Zhang Y L, Chen Z T 2015 *J. Lightwave Technol.* **33** 1



## SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

## Advances of some critical technologies in discrete and distributed optical fiber sensing research\*

Liu Tie-Gen<sup>†</sup> Yu Zhe Jiang Jun-Feng Liu Kun Zhang Xue-Zhi Ding Zhen-Yang  
Wang Shuang Hu Hao-Feng Han Qun Zhang Hong-Xia Li Zhi-Hong

(School of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, State Key Laboratory of Hydraulic Engineering Simulation and Safety, Key Laboratory of Opto-electronics Information Technology Ministry of Education, Tianjin Optical Fiber Sensing Engineering Center, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

( Received 28 November 2016; revised manuscript received 21 February 2017 )

## Abstract

With the superiority of anti-electromagnetic interference, corrosion resistance, light quality, small size and so on, optical fiber sensing technology is widely used in aerospace industry, petrochemical engineering, power electronics, civil engineering and biological medicine. It can be divided as discrete and distributed. Discrete optical fiber sensing utilizes fiber sensitive element as sensors to detect the quantity to be measured. Optical spectrum, light intensity and polarization are usually used as the sensitivity parameter because they can be modulated by parameter such as rotation, acceleration, electromagnetic field, temperature, pressure, stress, stress, vibration, humidity, viscosity, refractive index and so on. Fiber works as the channel and links the fiber sensor and demodulating equipment. After a long period of research, the discrete optical fiber sensing technology stretch out many branches, we discussed the most representative ones as follows, the fiber grating sensing technique, the fiber fabry perot sensing technique, the fiber gyroscope sensing technique, the fiber intracavity sensing technique, the fiber surface plasma sensing technique, hollow-core fiber whispering gallery mode sensing technique, magnetic fluid fiber sensing technique and fiber-based optical coherence tomography sensing technique. Based on optical effect as rayleigh scattering, Raman scattering and Brillouin scattering, distributed fiber sensing system uses fiber itself as a sensor, when the vibration, stress, voice or temperature acts on the fiber changes, the optical signal transfers inside the fiber will change accordingly. The fiber distributes in a large range and a long distance, then the signal can be located at different positions and realize the multi-position measurement. We discussed the main distributed fiber sensing technologies as follows, the interferometric disturbance fiber sensing technology, the optical frequency domain reflectometry fiber sensing technology, the  $\Phi$ -optical time domain reflectometer fiber sensing technology, the optical fiber Brillouin sensing technology and the optical fiber Raman sensing technology. The development of technology is promoting the integration and network of optical fiber sensing, now it also becomes a research hotspot. Fiber optic smart sensor network is formed by various discrete and discrete optical fiber sensors in certain topological structure with the function of self-diagnosis and self-healing. Current research concentrates in the following areas, the increase of the multiplex sensor number, the topological structure with higher robustness and the intelligent control of sensing network. In this paper, we discuss the origination, development and research progress of discrete, distributed optical fiber sensing technologies and optical fiber sensing network technology, and the future research direction is also prospected.

**Keywords:** optical fiber sensing, discrete optical fiber sensing, distributed optical fiber sensing, sensor network

**PACS:** 07.60.Vg, 07.07.Df, 87.19.lt

**DOI:** 10.7498/aps.66.070705

\* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61675152, 61227011, 61378043, 61475114, 61505139, 61505138), and the National Instrumentation Program of China (Grant No. 2013YQ030915).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [tgliu@tju.edu.cn](mailto:tgliu@tju.edu.cn)

基于相干光时域反射型的光纤分布式声增敏传感研究

陈文杰 江俊峰 刘琨 王双 马喆 张晚琛 刘铁根

Research on improving detection sensitivity to acoustic based on coherent-OTDR distributed fiber-sensing system

Chen Wen-Jie Jiang Jun-Feng Liu Kun Wang Shuang Ma Zhe Zhang Wan-Chen Liu Tie-Gen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 070706 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.070706

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070706>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

新型长周期光纤光栅的设计与研制进展

Recent progress in design and fabrication of novel longperiod fiber grating

物理学报.2017, 66(7): 070704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070704>

基于不同液晶填充光子晶体光纤传输特性的研究

Transmission characteristics of photonic crystal fibers based on filling different kinds of liquid crystals

物理学报.2015, 64(12): 120702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.120702>

分布式本征型法布里-珀罗传感器的研究

Research on distributed intrinsic Fabry-Perot sensors

物理学报.2015, 64(5): 050704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.050704>

基于悬浮式双芯多孔光纤的太赫兹偏振分离器

A THz polarization splitter made from suspended dual-core porous fiber

物理学报.2014, 63(11): 110706 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110706>

镀膜长周期光纤光栅的单峰宽带滤波特性

Broadband single-peak filtering characteristics of coated long-period fiber gratings

物理学报.2012, 61(20): 200702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.200702>

专题: 光纤传感

# 基于相干光时域反射型的光纤分布式声增敏传感研究\*

陈文杰 江俊峰<sup>†</sup> 刘琨 王双 马喆 张晚琛 刘铁根<sup>‡</sup>

(天津大学精密仪器与光电子工程学院, 天津大学水利工程仿真与安全国家重点实验室, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津大学光纤传感研究所, 天津市光纤传感工程中心, 天津 300072)

(2016年11月17日收到; 2017年2月23日收到修改稿)

开展了基于相干光时域反射型的光纤分布式声增敏传感研究, 提出了单端固定开口波纹薄筒光纤声增敏方法, 建立了光纤声增敏装置波节间距、单波节轴向刚度、光纤长度等参数对光纤相位灵敏度的影响理论模型. 制作了3种规格的光纤声增敏传感装置进行声传感实验. 实验结果表明, 声增敏传感装置相位灵敏度达到2.975 rad/Pa, 最小声探测信号达到60.1 dB, 3种规格的声增敏传感装置的灵敏度测试值与理论分析基本一致. 研究结果为高灵敏度的光纤分布式声传感的进一步发展提供了理论和实验基础.

关键词: 相干探测, 光时域反射, 声传感, 增敏

PACS: 07.60.Vg, 07.64.+z

DOI: 10.7498/aps.66.070706

## 1 引言

与电磁和压电传声器相比, 光纤声传感技术具有抗电磁干扰能力强、对潮湿高温的恶劣环境适应力强、信号传输损耗小等优点<sup>[1-4]</sup>. 研究人员已提出多种光纤声传感方法, 包括光纤光栅型<sup>[5,6]</sup>、光纤Fabry-Perot型<sup>[7]</sup>、马赫-曾德尔干涉仪型或迈克耳孙干涉仪型<sup>[8]</sup>、相干光时域反射型(C-OTDR)<sup>[9,10]</sup>、相位敏感光时域反射型(phase-OTDR)等<sup>[11]</sup>. 其中, 基于C-OTDR或phase-OTDR的分布式光纤声传感技术具有传感规模优势. 目前国内外研究人员初步展示了分布式光纤声传感系统的声探测能力, 如Lu等<sup>[12]</sup>将传感光纤绕环固定于金属薄板上, 基于C-OTDR分布式声传感系统探测到薄板附近的铅笔芯断裂发出的声信号; Wu等<sup>[13]</sup>将光纤直线粘贴于金属薄板上对空气中的声信号进行探测, 能探测到最弱声压级

72 dB; Shang等<sup>[14]</sup>采用调制相位载波解调算法提高解调信号的动态范围和灵敏度, 将光纤绕环放置于水中进行声信号探测, 探测最小声压为6 Pa, 对应声压级135 dB. 声传播是介质中压强的传播, 光纤分布式声传感本质上是探测光纤中声导致的动态微应变<sup>[15]</sup>. 由于声信号是微小的压强, 而光纤非常纤细且刚度大, 声压直接在光纤上引起的应变非常小, 导致灵敏度低. 因此不少光纤分布式声传感研究采用压电陶瓷换能器(PZT)模拟声传感实验, 如Wang等<sup>[16]</sup>基于phase-OTDR并采用3×3耦合器解调信号相位, 使用2个PZT模拟声振动, 展示多点声信号探测; Iida等<sup>[17]</sup>在phase-OTDR系统中采用多频系列脉冲研究以提高系统可探测信号频率, 但实验中也使用PZT模拟声探测过程, 未对实际声音信号进行探测. 为实现高灵敏度的声传感, 本文提出了一种基于单端开口波纹薄筒的光纤分布式声传感增敏方法, 利用波纹薄筒的筒壁变形, 将声压转化为光纤轴向应变. 实验结果表明,

\* 国家自然科学基金(批准号: 61675152, 61227011, 61378043, 61475114, 61505139, 61505138)、国家重大科学仪器设备开发专项(批准号: 2013YQ030915)和深圳科技研究计划(批准号: JCYJ20120831153904083)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: jiangjfxu@tju.edu.cn

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: tgliu@tju.edu.cn

该方法具有良好增敏效果, 最小声探测信号声压级可至 60.1 dB.

## 2 光纤分布式声增敏传感原理

### 2.1 基于C-OTDR的光纤分布式声增敏传感系统

基于C-OTDR的光纤分布式声增敏传感原理如图1所示, 窄线宽激光器输出连续激光, 经过50 : 50偏振分束器后, 一半作为本地参考光, 表示为

$$E_L(t) = E_{L0} \cdot \exp(j2\pi ft), \quad (1)$$

其中  $f$  为激光频率,  $E_{L0}$  为本地参考光的电场振幅. 另一半通过声光调制器 (AOM)、掺铒光纤放大器 (EDFA) 被调制成移频脉冲光, 再经过环形器, 注入传感光纤中. 移频脉冲光沿光纤传输, 并在每处产生后向瑞利散射光,

$$E_s(t) = E_{s0}(t) \cdot \exp[j2\pi(f + \Delta f)t + \varphi(t)], \quad (2)$$

其中,  $E_{s0}(t)$  为返回瑞利散射光场振幅, 随着衰减不同, 返回信号光强是随时间变化的;  $\Delta f$  为经过AOM产生移频;  $\varphi(t)$  则为信号光与本地参考光相位差, 表征沿光纤各处的应变情况. 在90°光混合器, 信号光与本地参考光相干产生四路干涉信号, 在X偏振方向和Y偏振方向各有2个正交信号,

$$I_X \propto A_X(t) \cdot \cos(2\pi\Delta ft + \varphi(t)), \quad (3a)$$

$$Q_X \propto A_X(t) \cdot \sin(2\pi\Delta ft + \varphi(t)), \quad (3b)$$

$$I_Y \propto A_Y(t) \cdot \cos(2\pi\Delta ft + \varphi(t)), \quad (3c)$$

$$Q_Y \propto A_Y(t) \cdot \sin(2\pi\Delta ft + \varphi(t)), \quad (3d)$$

其中  $A_X(t)$ ,  $A_Y(t)$  表示  $t$  时刻接收到 X, Y 偏振方向信号强度振幅, 经过正交相位解调, 即可得到相位差  $\varphi(t)$ . 由于时间  $t$  是光脉冲在光纤中往返运动的时间, 对于位于光纤长度  $Z$  处的传感光纤, 携带其传感相位信息的信号光返回的时间  $t$  为  $t = 2nZ/c$ , 其中  $n$  为光脉冲在光纤中的有效折射率,  $c$  为真空中光速. 所以, 在  $T$  时刻发出的脉冲测量得到的传感光纤位置所对应的相位差为  $\Phi_T(Z) = \varphi(t) = \varphi(2nZ/c)$ , 由于有重复的光脉冲周期性测量, 得到传感光纤对应的一系列等时间间隔测量的该传感位置的相位差  $\Phi_T(Z)$ ,  $\Phi_{2T}(Z)$ ,  $\Phi_{3T}(Z)$ ,  $\dots$ ,  $\Phi_{nT}(Z)$ . 通过跟踪该位置的相位差变化, 即可得到传感光纤周围的声信号.

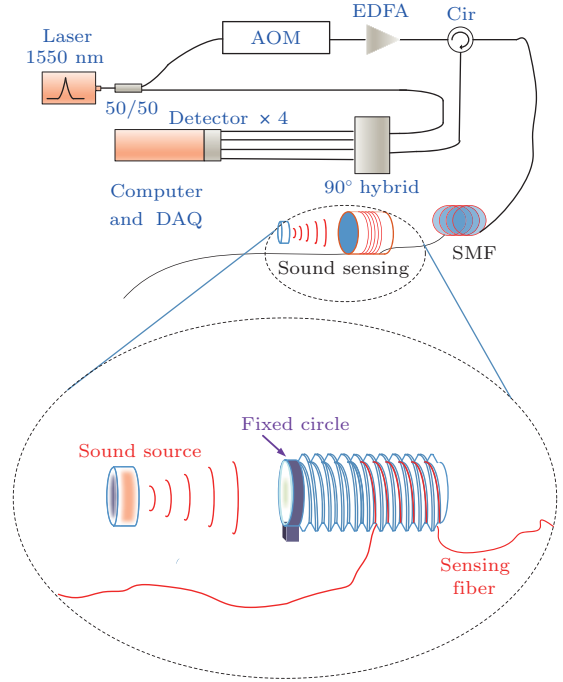


图1 基于C-OTDR的光纤分布式声增敏传感原理图  
Fig. 1. Enhanced optical fiber distributed acoustic detection system based on C-OTDR.

### 2.2 单端固定开口波纹薄筒增敏模型

采用图2所示的单端固定开口波纹薄筒, 进行光纤声传感局部增敏. 光纤缠绕并粘贴于单端开口的单层波纹薄筒的波谷中, 即传感光纤的轴向应变变量等于所在波谷位置的环向应变变量  $\epsilon$ . 对于单层波纹薄筒, 其整体轴向刚度  $K$  可表示为  $K = K_0/N$ , 其中  $N$  为有效波节数,  $K_0$  为单波节轴向刚度.

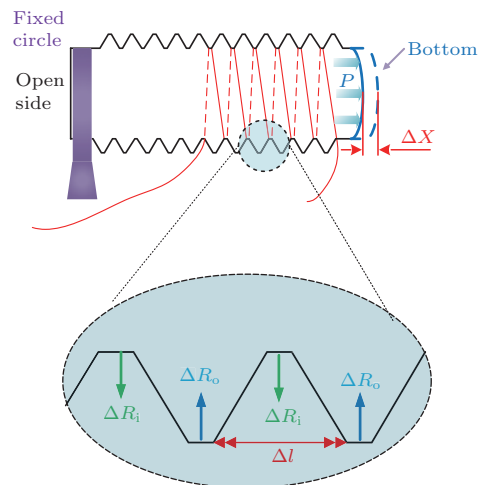


图2 基于波纹薄筒的光纤声传感增敏原理图  
Fig. 2. Principle of fiber acoustic detection enhancement based on corrugated tube.



声信号通过开口进入波纹薄筒内部, 激发波纹薄筒轴向受迫振动, 带动缠绕于波纹薄筒波谷中的传感光纤发生形变, 从而增强幅值响应. 推动波纹薄筒底部沿轴向振动的最大位移  $\Delta X$  与声信号的声压  $p$  和薄筒底面积  $S$  的乘积成正比, 同时与整体轴向刚度  $K$  成反比, 即有

$$\Delta X = Sp/K = NSp/K_0. \quad (4)$$

轴向拉伸或压缩产生的传感光纤应变  $\varepsilon$  大小为

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{\sqrt{[2\pi(R_i + \Delta R_i)]^2 + (l + \Delta l)^2} - \sqrt{(2\pi R_i)^2 + l^2}}{\sqrt{(2\pi R_i)^2 + l^2}} \\ &\approx \frac{4\pi^2 R_i \Delta R_i + l \cdot \Delta l}{4\pi^2 R_i^2 + l^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $R_i$ ,  $\Delta R_i$  分别为波纹薄筒内半径及其变化量,  $l$ ,  $\Delta l$  分别为波节间距及其变化量, 且有  $\frac{\Delta R_i}{R_i} = \frac{d^2 \Delta X}{2h^3 N}$  [18],  $\Delta l = \Delta X/N$ ;  $\sigma$  为轴向位移产生的径向薄膜应力;  $d$  为波纹薄筒筒壁厚度;  $h$  为波纹薄筒波节高度. (5) 式可进一步简化为

$$\varepsilon \approx \left( l + \frac{2\pi^2 d^2 R_i^2}{h^3} \right) \frac{1}{4\pi^2 R_i^2 + l^2} \frac{Sp}{K_0}. \quad (6)$$

当波纹薄筒满足  $d \ll h$ ,  $l^2 \ll 4\pi^2 R_i^2$ ,  $S \approx R_i^2$ , 将 (4) 式和 (6) 式合并, 则声压导致光纤应变简化为

$$\varepsilon \approx \frac{l}{4\pi^2 R_i^2 n} \Delta X = \frac{l}{4\pi K_0} p. \quad (7)$$

对于粘贴长度为  $L$  的光纤, 轴向应变导致相位变化为 [19]

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{4\pi n L}{\lambda} \varepsilon - \frac{4\pi L}{\lambda} \varepsilon \cdot \frac{n^3}{2} [\gamma_{12} - \mu(\gamma_{11} + \gamma_{12})] \\ &= \frac{Ll}{\lambda K_0} \cdot \left\{ n - \frac{n^3}{2} [\gamma_{12} - \mu(\gamma_{11} + \gamma_{12})] \right\} \cdot p \\ &= S_e p, \end{aligned} \quad (8)$$

其中,  $\lambda$  为光波长,  $\gamma_{11}$ ,  $\gamma_{12}$  为单模光纤弹光系数矩阵元素;  $\mu$  为室温下石英材料泊松比. 其中,

$$S_e = \frac{Ll}{\lambda K_0} \cdot \left\{ n - \frac{n^3}{2} [\gamma_{12} - \mu(\gamma_{11} + \gamma_{12})] \right\}$$

为相位灵敏度. 由 (8) 式可知, 相位变化近似随声压线性变化, 波纹薄筒的增敏效果与波纹薄筒波节间距  $l$  成正比, 与波纹筒的单波节轴向刚度  $K_0$  成反比. 当选取波纹薄筒波节间距为 10.4 mm, 单波节轴向刚度为 5.2 N/mm 时, 声压至应变的传递系数为 159.2 nε/Pa, 光源波长  $\lambda = 1550.12$  nm, 且取  $\gamma_{11} = 0.121$  [19],  $\gamma_{12} = 0.27$  [19],  $\mu = 0.1817$  [20], 粘贴光纤长度  $L$  为 2 m, 探测相位灵敏度  $S_e$  为

2.975 rad/Pa. 普通单模光纤直接在声压  $p$  作用下, 纤芯产生的轴向应变为  $\varepsilon_f = \frac{2\mu}{E_f} p$  [19], 相位变化为

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{8\pi L}{\lambda E_f} \cdot \left\{ n - \frac{n^3}{2} \left[ \gamma_{12} - \frac{1}{2\mu} (\gamma_{11} + \gamma_{12}) \right] \right\} \cdot p \\ &= S_{ef} p \quad [19]. \end{aligned}$$

其中,  $E_f$  为室温下石英材料的杨氏模量,  $E_f = 7.787 \times 10^4$  N/mm<sup>2</sup> [20], 则单模光纤声压至应变的传递系数为 0.0047 nε/Pa, 传递系数低 33872 倍, 长度 2 m 普通单模光纤的相位灵敏度  $S_{ef}$  为  $2.073 \times 10^{-4}$  rad/Pa, 相位灵敏度低 14351 倍. 因此, 本文采用的波纹薄筒将声压更有效地转化为光纤应变, 从而提高系统的声传感探测极限和相位灵敏度.

### 3 实验与结果分析

按图 1 搭建实验系统. 窄线宽激光器发出中心波长 1550.12 nm、线宽 3 kHz、功率 40 mW 的激光, 信号光先后进入 AOM, EDFA 被调制成为移频  $\Delta f = 40$  MHz、脉宽  $w = 50$  ns, 重复周期  $T = 100$  μs 的移频脉冲光, 脉冲光经过环形器进入传感光纤, 对光纤中的声信号进行探测, 声源频率固定为 300 Hz, 同时将单点声传感器放置于待测位置进行声压监测.

首先, 由于普通单模光纤的灵敏度低, 未获得有效信号, 增加其传感部分的长度, 将长度 4.7 m 的单模光纤绕制成直径 6 cm 的光纤环对声信号进行传感. 光纤环距离光纤起始位置 35 m, 将光纤环悬挂在声源前 5 cm 处, 单点声传感器放置于光纤环位置. 当光纤环所在位置声压级分别为 87.3 dB 和 99.1 dB 时, 可以从图 3(a) 和图 3(e) 时间距离相位图以及图 3(b) 和图 3(f) 距离相位中分辨出声信号在 35—40 m 之间存在声信号; 但是, 对比图 3(c), 图 3(d) 和图 3(g), 图 3(h) 探测得到的强弱两个声信号的时域信号和频谱图, 仍能分辨出 99.1 dB 声信号在 300 Hz 频率处的被测信号, 而 87.3 dB 声信号被测的频谱中, 300 Hz 的信号被其他频率噪声所淹没. 因此, 虽然能够定位低于 87.3 dB 的声信号, 但是其声信号的频率等特征已经无法探测.

我们将 2 m 长的光纤, 螺旋形粘贴在直径 10 cm、波节间距 10.4 mm、单波节轴向刚度为 5.2 N/mm 的单端开口波纹薄筒的波谷中, 该段光

纤距离光纤起始位置 35 m, 声源方向正对薄筒开口端且距其 10 cm 远. 同时, 将单点传感器放置于波纹薄筒开口位置, 监测声信号强度. 图 4 为系统探

测声压级 79.2 dB 信号的探测结果, 可以看到 35 m 处存在清晰的 300 Hz 声信号.

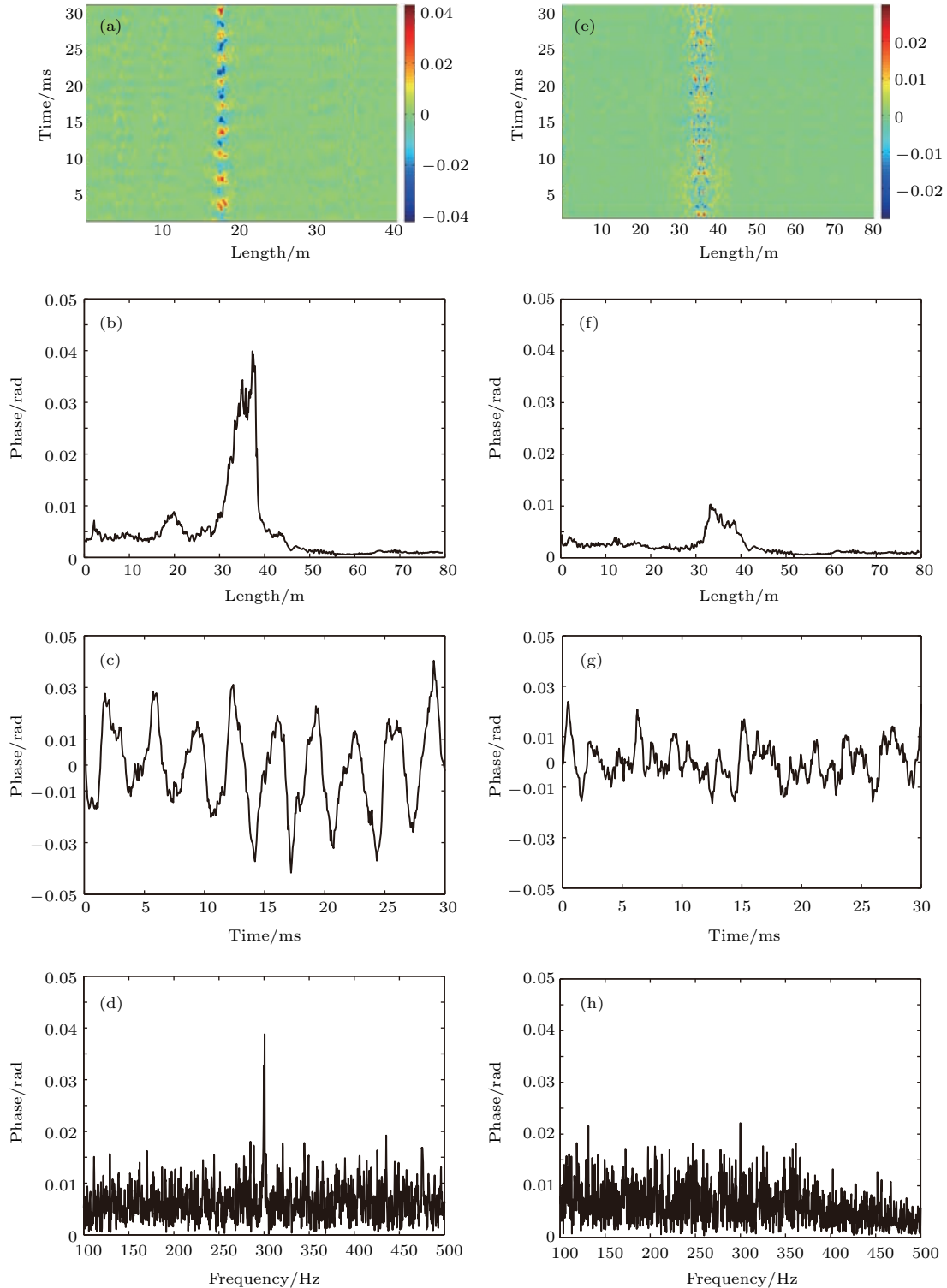


图 3 光纤环声传感探测结果 (a)—(d) 99.1 dB 时信号时间距离等高图、距离相位图、信号时域图和信号频谱图; (e)—(h) 87.3 dB 时信号时间距离等高图、距离相位图、信号时域图和信号频谱图

Fig. 3. The results of sound detecting with fiber ring: (a)—(d) Signal contour between time and length, length phase curve, signal time domain picture and signal spectrum with 99.1 dB sound pressure level; (e)—(h) signal contour between time and length, length-phase curve, signal time domain picture and signal spectrum with 87.3 dB sound pressure level.

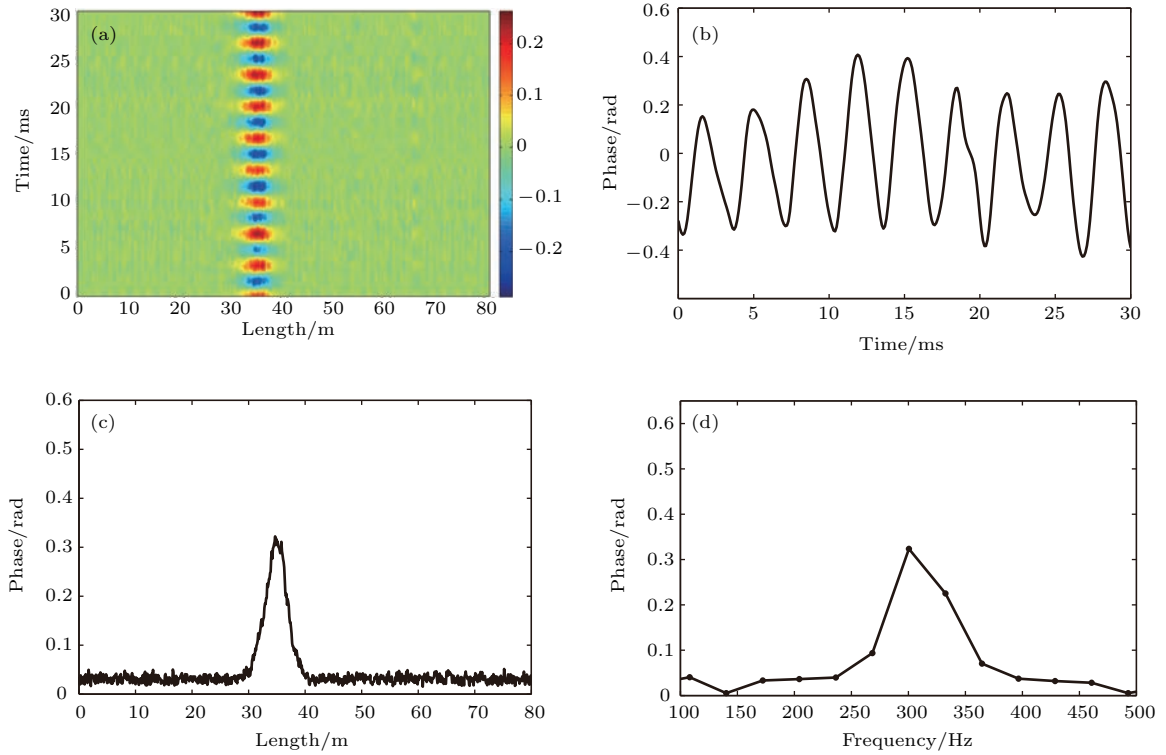


图4 声压级 79.2 dB 时的声增敏传感结果 (a) 信号时间距离等高图; (b) 信号时域图; (c) 距离相位图; (d) 信号频谱图  
 Fig. 4. The sensing result with 79.2 dB sound pressure level: (a) Signal contour between time and length; (b) signal time domain picture; (c) signal length-phase curve; (d) signal spectrum.

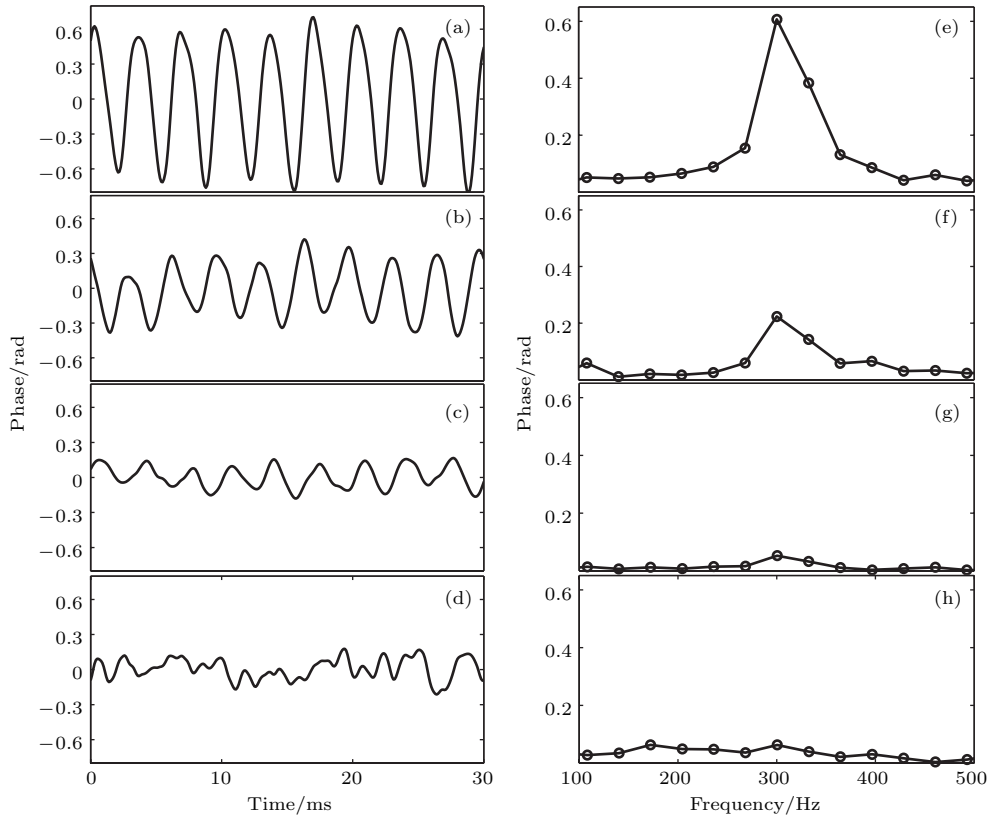


图5 声增敏传感系统探测声信号时域图和频谱图 (a)—(d) 84.6 dB, 76.3 dB, 60.1 dB, 54.3 dB 时域图; (e)—(h) 84.6 dB, 76.3 dB, 60.1 dB, 54.3 dB 频谱图  
 Fig. 5. The time domain pictures and spectrum from acoustic detection enhancement: (a)–(d) Time domain picture with 84.6 dB, 76.3 dB, 60.1 dB, 54.3 dB; (e)–(h) spectrum with 84.6 dB, 76.3 dB, 60.1 dB, 54.3 dB.

表1 3种声增敏传感器主要参数  
Table 1. Main parameters of three kinds of acoustic sensors.

编号	传感光纤 长度 $L/\text{m}$	波节 间距 $l/\text{mm}$	单波节轴向 刚度 $K_0/\text{N}\cdot\text{mm}^{-1}$	理论应变 灵敏度/ $\text{m}\epsilon\cdot\text{Pa}^{-1}$	理论相位 灵敏度 $S_e/\text{rad}\cdot\text{Pa}^{-1}$
1	2	10.4	5.2	159.2	2.975
2	2	10.5	8.1	103.2	1.929
3	2	11.5	15.6	58.7	1.097

依次从 84.6 dB 至 54.3 dB (对应声压从 339.6 mPa 至 10.4 mPa) 改变声源强度, 进行声信号探测, 并通过傅里叶变换得到信号频谱图. 图5为不同声压下, 35 m位置处探测得到声信号时域波形及其频谱. 图中声压级分别为 84.6, 76.3, 60.1, 54.3 dB, 对应声压为 339.6, 130.6, 20.2 和 10.4 mPa. 图5显示, 在 60.1 至 84.6 dB 声压级范围内正弦信号波形清晰, 幅值随声压降低而减小, 而在声压级为 54.3 dB 时, 被探测的声信号已淹没于噪声中.

图6所示为 35 m 位置处探测得到声信号频谱幅值随声压变化的关系. 从图6可以看到, 在声压 20.2—339.6 mPa 部分, 信号幅值随声压近似成线性关系; 从图6插图中可以看到声压小于 20.2 mPa 时, 信号幅值几乎不随声压变化, 表明系统最小探测声压级为 60.1 dB. 相比未经增敏的光纤环, 最小探测声压级显著提升.

我们进一步对3个不同参数的声增敏传感装置进行实验. 由(8)式可知, 声传感增敏效果与传感光纤长度  $L$ 、波纹薄筒的波节间距  $l$  和单波节轴向刚度  $K_0$  有关, 故选取波节间距相近、单波节轴向刚度不同的波纹薄筒, 设计制作了3种灵敏度不同的声增敏传感器, 其主要参数列于表1.

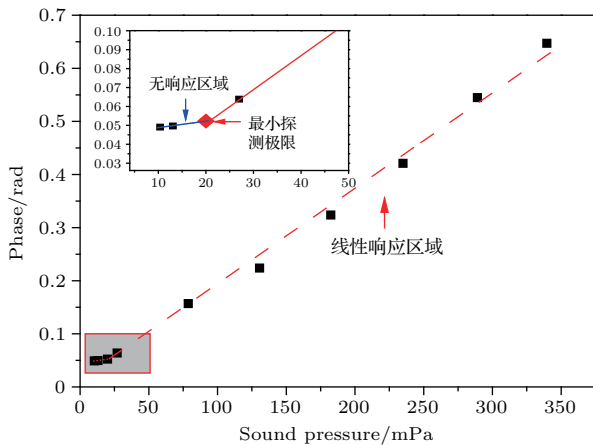


图6 探测声信号频谱幅值与声信号声压的关系(插图为局部放大图)

Fig. 6. The relationship between signal's spectrum amplitude and the sound pressure, the illustration is the zoomed in picture.

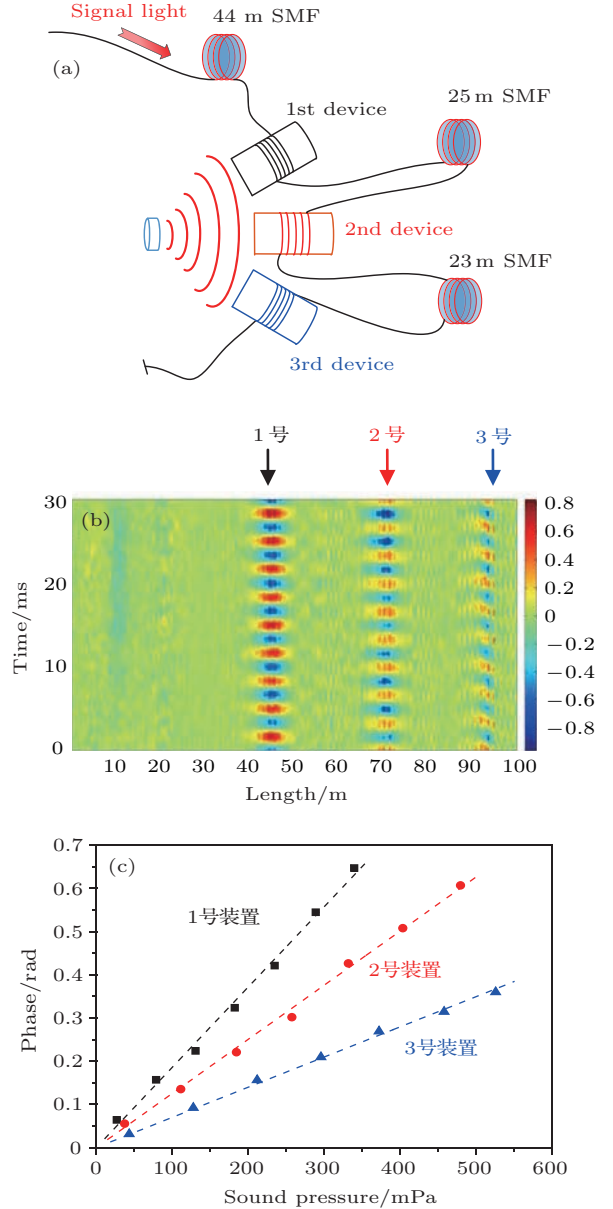


图7 3种声增敏传感装置对比实验原理图、时间距离相位图和灵敏度拟合结果 (a) 实验原理图; (b) 信号时间距离等高图; (c) 灵敏度拟合结果

Fig. 7. The principle diagram experimental result and fitting result of the compared experiment among three devices: (a) The principle diagram; (b) contour between time and length; (c) the fitting result.

将3种声增敏传感装置按图7(a)所示依次接入光路, 1号传感装置距光纤起始端44 m, 2号与1号传感装置、3号与2号传感装置间分别连接25 m



和 23 m 光纤, 传感装置固定在距声源 10 cm 处, 开口端正对声源. 同时将单点声传感器放置于波纹薄筒开口端监测声信号强度. 改变声源强度, 3 个声增敏传感装置同时进行探测.

图 7(b) 所示为 3 种声增敏传感装置的时间距离相位图, 图中分别在 45 m, 70 m 和 93 m 位置传感到声信号. 图 7(c) 为幅值声压测试结果, 可看到幅值随声压变化具有良好的线性度, 线性拟合  $R^2$  分别为 0.9984, 0.9990 和 0.9992; 三种声增敏传感装置的相位灵敏度测量值分别为 1.80, 1.22 和 0.68 rad/Pa, 相比 3 号传感器, 1 号和 2 号声增敏传感装置的相位灵敏度分别增加 2.712 倍和 1.758 倍. 三种声增敏传感装置的相位灵敏度理论计算值为 2.975, 1.929 和 1.097 rad/Pa; 相比 3 号传感器, 1 号和 2 号声增敏传感装置的理论相位灵敏度分别增加 2.647 倍和 1.794 倍. 相位灵敏度实验结果与理论计算值存在差异, 但趋势一致, 这可能由于实际中的部分参数偏离理论值, 但是声增敏传感装置间的比值关系基本一致. 因此建立的模型可用于实现灵敏度的灵活设计, 指导声增敏装置的声增敏传感装置几何尺寸和不同材料选择.

## 4 结 论

本文提出了一种基于 C-OTDR 光纤分布式声增敏传感方法, 采用单端固定开口的增敏薄筒转化声压为光纤应变. 建立声压至光纤应变传递模型用于分析单端固定开口的增敏薄筒的增敏机理, 给出了相位灵敏度与声增敏传感装置的波节间距、单波节轴向刚度等几何参数和力学参数的关系, 理论分析表明增敏薄筒能有效提高声传感灵敏度. 搭建声增敏传感系统进行测量实验, 结果表明声增敏传感装置最小探测声信号达到 60.1 dB, 3 种规格声增敏传感装置灵敏度变化趋势基本符合理论计算结果, 并且灵敏度之间比值与计算值一致. 该声增敏传感系统有效提高了声传感相位灵敏度, 通过改变增敏参数可实现灵敏度的灵活设计. 研究结果为高灵敏

度的光纤分布式声传感的进一步发展提供了理论和实验基础.

## 参考文献

- [1] Teixeira J G V, Leite I T, Silva S, Frazão O 2014 *Photon. Sens.* **4** 198
- [2] Wild G, Hinckley S 2008 *IEEE Sens. J.* **8** 1184
- [3] Takahashi N, Hirose A, Takahashi S 1997 *Opt. Rev.* **4** 691
- [4] Wang S, Lu P, Liao H, Zhang L, Liu D, Zhang J 2013 *J. Mod. Opt.* **60** 1892
- [5] Sakai T, Suzuki S, Wakayama S 2016 *Exp. Mech.* **56** 1439
- [6] Moccia M, Pisco M, Cutolo A, Galdi V, Bevilacqua P, Cusano A 2011 *Opt. Express* **19** 18842
- [7] Guo F, Fink T, Han M, Koester L, Turner J, Huang J 2012 *Opt. Lett.* **37** 1505
- [8] Wei P, Shan X, Sun X 2013 *Opt. Fiber Technol.* **19** 47
- [9] He H, Shao L, Li Z, Zhang Z, Zou X, Luo B, Pan W, Yan L 2016 *Sensors-Basel* **16** 681
- [10] Hussels M T, Chruscicki S, Habib A, Krebber K 2016 *In Sixth European Workshop on Optical Fibre Sensors (EWOFs)* Limerick, Ireland, May 30, 2016 p99162Y
- [11] Palmieri L, Schenato L 2013 *The Open Opt. J.* **7** 104
- [12] Lu Y, Zhu T, Chen L, Bao X 2010 *J. Lightwave Technol.* **28** 3243
- [13] Wu Y, Gan J, Li Q, Zhang Z 2015 *IEEE Photonics J.* **7** 1
- [14] Shang Y, Yang Y, Wang C, Liu X, Wang C, Peng G 2016 *Measurement* **79** 222
- [15] Wang D H, Jia P G, Ma Z G, Xie L F, Liang Q B 2014 *Electron. Lett.* **50** 649
- [16] Wang C, Shang Y, Liu X, Wang C, Peng G D 2014 *Asia Communications and Photonics Conference Shanghai, China, November 11–14, 2014* pATH3A-213
- [17] Iida D, Toge K, Manabe T 2016 *Optical Fiber Communications Conference and Exhibition Anaheim, California United States, March 20–22, 2016* pM2D-6
- [18] Luo W 2006 *M. S. Dissertation* (Qinhuangdao: Yanshan University) (in Chinese) [骆伟 2006 硕士学位论文 (秦皇岛: 燕山大学)]
- [19] Lü D C, Zhang X P 2010 *Acta Opt. Sin.* **25** 1025 (in Chinese) [吕丁成, 张晓萍 2010 光学学报 **25** 1025]
- [20] Zhao L J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6219 (in Chinese) [赵丽娟 2010 物理学报 **59** 6219]

SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# Research on improving detection sensitivity to acoustic based on coherent-OTDR distributed fiber-sensing system\*

Chen Wen-Jie   Jiang Jun-Feng<sup>†</sup>   Liu Kun   Wang Shuang   Ma Zhe  
Zhang Wan-Chen   Liu Tie-Gen<sup>‡</sup>

(School of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering of Tianjin University, State Key Laboratory of Hydraulic Engineering Simulation and Safety of Tianjin University, Key Laboratory of Opto-electronics Information Technology Ministry of Education, Institute of Optical Fiber Sensing of Tianjin University, Tianjin Optical Fiber Sensing Engineering Center, Tianjin 300072, China)

( Received 17 November 2016; revised manuscript received 23 February 2017 )

## Abstract

Coherent-OTDR technology is one of acoustic distributed fiber-sensing systems. Because of the advantages of anti-electric magnetic field interference, anti-corrosion and flexibility, it has been attracting more and more interest. Because the sound pressure is weak, the strain generated on the fiber is tiny and the sensitivity of the sensing system is low. Although many research has been made on expanding measuring distance and improving response frequency, the acoustic signals in the experiments are always replaced by PZT's mechanical stretching. In this work, a device for increasing sensitivity for acoustic in the passive acoustic detection system based on coherent optical time domain reflection (C-OTDR) is promoted. A way of improving sensitivity partly based on a thin-walled corrugated tube was promoted. The thin-walled corrugated tube was used as the element to transmit the energy of acoustic into the vibration of fiber.

In section 2, a mathematical model of sensing based on corrugated tube was established. Theoretical result shows that the vibration of fiber is mainly caused by the tube movement along the axis direction. And it also shows the linear relationship between the vibration and the sound pressure. The sensitivity of the improved sensing devices is calculated and a computational formula for sensitivity calculating are also given.

In section 3, the C-OTDR acoustic distributed fiber-sensing systems are set up. Fiberring and three types of thin-walled corrugated tubes are used for acoustic sensing. The minimum detection sound pressure level reaches 60.1 dB and the phase sensitivity reaches 2.975 rad/Pa. The experimental phase sensitivity of different sensing devices with different parameters change similarly to the theory results. The experimental results show that the way of improving sensitivity and the mechanical model for calculating sensitivity are effective. This research provides theoretical and experimental basis for further development of distributed optical fiber sensing.

**Keywords:** coherent detection, optical time domain reflection, acoustic sensing, sensitivity improving

**PACS:** 07.60.Vg, 07.64.+z

**DOI:** 10.7498/aps.66.070706

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61675152, 61227011, 61378043, 61475114, 61505139, 61505138), the National Instrumentation Program of China (Grant No. 2013YQ030915), and the Shenzhen Science and Technology Research Project, China (Grant No. JCYJ20120831153904083).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [jiangjfjxu@tju.edu.cn](mailto:jiangjfjxu@tju.edu.cn)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [tgliu@tju.edu.cn](mailto:tgliu@tju.edu.cn)

相位敏感型光时域反射传感系统光学背景噪声的产生机理及其抑制方法

张旭苹 张益昕 王峰 单媛媛 孙振铎 胡燕祝

The mechanism and suppression methods of optical background noise in phase-sensitive optical time domain reflectometry

Zhang Xu-Ping Zhang Yi-Xin Wang Feng Shan Yuan-Yuan Sun Zhen-Hong Hu Yan-Zhu

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 070707 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.070707

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070707>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

光学微操纵过程的轴平面显微成像技术

[Observation of particle manipulation with axial plane optical microscopy](#)

物理学报.2017, 66(1): 010702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.010702>

荧光激光雷达技术探测水面油污染系统仿真研究

[Simulation of fluorescence lidar for detecting oil slick](#)

物理学报.2016, 65(7): 070704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.070704>

同步辐射中双压电片反射镜的研究现状

[Present research status of piezoelectric bimorph mirrors in synchrotron radiation sources](#)

物理学报.2016, 65(1): 010702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.010702>

基于激光诱导叶绿素荧光寿命成像技术的植物荧光特性研究

[Study of plant fluorescence properties based on laser-induced chlorophyll fluorescence lifetime imaging technology](#)

物理学报.2015, 64(19): 190702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.190702>

一种新型的用于差分吸收激光雷达中脉冲式光学参量振荡器的种子激光器的频率稳定方法

[A novel frequency stabilization method for the seed laser of the pulse optical parametric oscillator in differential absorption lidar](#)

物理学报.2015, 64(2): 020702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.020702>

专题: 光纤传感

# 相位敏感型光时域反射传感系统光学背景噪声的产生机理及其抑制方法\*

张旭莘<sup>1)2)</sup> 张益昕<sup>1)2)†</sup> 王峰<sup>1)2)</sup> 单媛媛<sup>1)</sup> 孙振铎<sup>1)</sup> 胡燕祝<sup>3)</sup>

1)(南京大学光通信工程研究中心, 南京 210093)

2)(南京大学近代声学教育部重点实验室, 南京 210093)

3)(北京邮电大学自动化学院, 北京 100876)

(2017年1月23日收到; 2017年3月26日收到修改稿)

相位敏感型光时域反射( $\Phi$ -OTDR)传感系统具有响应速度快、灵敏度高优点, 能够实现对微弱扰动的分布式检测, 在重大设施的入侵警戒、大型工程结构的健康监测等领域具有广阔应用前景. 然而, 与传统的OTDR传感系统不同,  $\Phi$ -OTDR系统中存在着激光器中心频率漂移、偏振相关的噪声、光纤应变与干涉强度非线性对应关系引起的测量失真等光学背景噪声, 对有效信号的提取形成了不可忽视的干扰, 从而限制了 $\Phi$ -OTDR传感系统在实际应用环境下的传感性能. 本文对这些光学背景噪声的产生机理进行了深入分析, 并提出了相应的噪声抑制方法. 实验结果表明, 本文提出的方法可以有效抑制 $\Phi$ -OTDR传感系统中的光学背景噪声, 并显著提高传感系统性能.

**关键词:** 相位敏感型光时域反射, 光学背景噪声, 光源频漂, 偏振相关噪声

**PACS:** 07.60.-j, 42.81.Wg, 42.25.Kb

**DOI:** 10.7498/aps.66.070707

## 1 引言

1993年, 相位敏感型光时域反射计(phase-sensitive optical time domain reflectometer,  $\Phi$ -OTDR)由Taylor和Lee<sup>[1]</sup>首次提出. 该传感系统通常采用kHz级别的窄线宽激光器作为光源, 通过检测传感光纤中瑞利背向散射(RBS)信号干涉引起的光功率波动来感知光纤所受到的外部扰动.

$\Phi$ -OTDR灵敏度极高<sup>[2-4]</sup>、测量响应速度快<sup>[5-7]</sup>且能够实现长距离全分布式传感<sup>[8,9]</sup>, 非常适合对微扰动事件的监测, 在大型建筑结构健康监测<sup>[2]</sup>、重要场所的周界安防<sup>[10]</sup>等领域有着广泛的应用. 然而 $\Phi$ -OTDR传感系统中存在着有别于

传统OTDR传感系统的光学背景噪声, 主要包括由激光器中心频率漂移引起的曲线畸变, 由光纤局部双折射变化引起的偏振相关噪声(PRN)以及由于光纤应变与干涉强度非线性对应关系引起的测量失真. 这些光学背景噪声会显著降低系统的灵敏度和精确度, 从而限制 $\Phi$ -OTDR传感系统的整体传感性能.

本文基于 $\Phi$ -OTDR传感系统的经典理论模型, 对上述光学背景噪声的产生机理进行研究, 通过对经典模型的修正和实验的验证, 揭示产生这些光学背景噪声的物理本质. 并根据噪声的成因, 提出相应的噪声抑制方法, 以期实现对这类传感系统的性能提升, 克服其在工程应用中的技术瓶颈.

\* 国家自然科学基金(批准号: 61627816, 61540017, 61405090, 61307096)和北京财政支持的“城市地下基础设施的光纤检测平台”资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ziyixin@nju.edu.cn



## 2 相位敏感型光时域反射计传感原理

传统的光时域反射计 (OTDR) 一般采用线宽较宽的激光器作为光源, 通过向待测试光纤注入探测光脉冲并检测光纤中由光脉冲产生的 RBS 信号的强度, 实现对光纤衰减量的分布式测量<sup>[11-14]</sup>. 在应用中人们发现, 若采用窄线宽激光器作为光源, 本应平滑的 OTDR 曲线会产生随机的幅度波动, 这一波动现象被称为相干衰落效应<sup>[15,16]</sup>, 其产生与否与光源的相干长度有关. 通常激光器产生的探测光的相干长度  $L_c$  可以由 (1) 式进行估算:

$$L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}, \quad (1)$$

其中  $\lambda$  为激光器的中心波长,  $\Delta\lambda$  为激光的光谱宽度 (以波长为单位), 相干长度  $L_c$  表示光源能够发生干涉的最大光程差. 同一光源发出的激光, 若光程差在相干长度以内, 那么就必须考虑两者的干涉效应; 反之, 若光程差远远大于相干长度 (一般取值为相干长度的 10 倍以上), 那么就不会产生干涉效应. 当 OTDR 系统采用窄线宽激光器作为光源时, 光源的相干长度远大于探测光脉冲长度, 此时必须考虑脉冲产生的 RBS 信号间的干涉效应.

在最初的 OTDR 应用中, 这种强度随机的起伏被认为是一种干扰正常测量的噪声<sup>[15,16]</sup>. 但是进一步的研究发现: 当光源稳定且光纤不受扰动时, 光纤中返回的 RBS 信号将呈现稳定的干涉起伏模式, 每条光功率曲线上的起伏波动形状相同, 不会随着时间而变化. 反之, 当光纤上某局部区域受到外部事件扰动时, 该处返回的 RBS 信号的干涉起伏模式将发生改变, 即光功率曲线上对应位置的起伏波动形状将产生变化.  $\Phi$ -OTDR 就是基于 RBS 信号干涉起伏模式对外界扰动敏感这一特性实现传感测量的一种新型传感系统, 该系统通常采用 kHz 级别的窄线宽激光器作为光源, 实现对沿光纤分布的微弱扰动事件的连续分布式感测.

光纤中的瑞利散射来源于纤芯折射率的微观折射率波动. 从尺寸上来说, 这些折射率波动的大小远远小于入射光的波长, 所以可以近似地把这种折射率波动的位置看作是一个个空间上离散的“散射点”<sup>[15]</sup>. 探测光脉冲在光纤中传播的同时, 脉冲覆盖的大量散射点将独立地产生瑞利散射信号. 其中一部分散射光被光纤俘获, 能够沿光纤反向传输, 即如图 1 所示的 RBS 信号光.

由于这种散射点是由纤芯材料本身的特性引起的, 所以具有以下性质<sup>[15]</sup>:

- 1) 散射点的位置在光纤中是随机分布的, 因此各个散射点产生的 RBS 信号的相位随机分布在  $[0, 2\pi]$  区间之内, 且其概率密度函数符合均匀分布;
- 2) 各散射点的散射率是随机的, 因此各个散射点产生的 RBS 信号的强度也是随机分布的, 且其概率密度函数符合高斯分布.

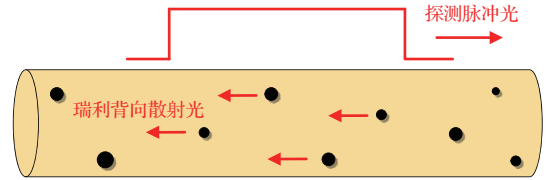


图 1 光纤中的散射点模型示意图

Fig. 1. The model of the scattering points in the fiber.

对于在某一时刻回到接收端的 RBS 信号, 可以认为其是光纤中某一局部区域内散射点被探测光脉冲覆盖时产生的 RBS 信号的叠加. 在用数学模型对其进行描述时, 普遍做如下假设:

- 1) 光纤中的探测光脉冲被认为是理想的单频光, 且不存在频率漂移问题;
- 2) 忽略偏振不匹配问题, 认为输入光在脉冲宽度以内偏振态近似保持一致<sup>[17]</sup>;
- 3) 忽略光纤损耗.

设注入传感光纤中的探测光脉冲在光纤中的空间长度为  $W$ , 探测脉冲前端进入待测光纤的时刻为 0 时刻. 假设光纤长度足够长时, 时刻  $t$  回到起始端的瑞利散射信号电场强度可以表示为<sup>[18]</sup>

$$E(t) = \sum_{i=1}^N E_0 \rho_i \cos(2kx_i - \omega_0 t + \varphi_0) \times \text{rect}\left(\frac{4x_i - 2v_g t + W}{2W}\right), \quad (2)$$

其中,  $E_0$  为探测脉冲的电场强度;  $\omega_0$  为探测脉冲的角频率;  $\varphi_0$  为探测光的初始相位;  $v_g$  为探测脉冲在待测光纤中的传播速度,  $v_g = c/n$ , 其中,  $c$  表示真空中的光速,  $n$  为光纤的折射率;  $k$  是探测光在待测光纤中的波数, 有  $k = 2\pi n/\lambda$ ;  $N$  表示待测光纤中的散射点总数, 散射点随机分布在整条光纤中, 并按与入射端的距离从近到远依次编号为 1, 2, 3,  $\dots$ ,  $N$ ;  $x_i$  和  $\rho_i$  分别表示光纤中第  $i$  个散射点的位置和散射系数.  $\text{rect}(x)$  表示矩形函数, 其取值为

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq 1/2, \\ 0, & \text{else where.} \end{cases} \quad (3)$$

从(2)式中可以看出,  $\Phi$ -OTDR信号实际上是由  $W/2$  长度以内的散射点产生的RBS信号叠加形成. 当激光器的线宽足够窄使得光源相干长度远大于  $W/2$  时, 这个叠加过程必然发生强烈的干涉效应. 由于散射点位置和反射率的随机性, 将导致光纤的不同位置处背向散射光的干涉强度产生随机波动, 形成特定的干涉起伏模式.

现假设在某一确定时间点  $t = t'$ , 接收端接收到的RBS信号的电场强度为  $E(t')$ . 它是光纤某位置处一系列散射点RBS信号的叠加. 假设这一系列散射点编号为  $[x_a, x_{a+1}, x_{a+2}, \dots, x_b]$  ( $a < b$ ).  $[x_a, x_{a+1}, x_{a+2}, \dots, x_b]$  代表了光纤中在时刻  $t = t'$  能够产生RBS信号的散射点, 其是光纤中全部散射点集合  $[x_1, x_2, x_3, \dots, x_N]$  的一个子集. 则  $E(t')$  可以表示为

$$E(t') = \sum_{i=a}^b E_0 \rho_i \cos(2kx_i - \omega_0 t' + \varphi_0). \quad (4)$$

光电探测器输出的光电流可以写为

$$I(t') \propto E^2(t') = E_0^2 \left[ \sum_{i=a}^b \rho_i \cos(2kx_i - \omega_0 t' + \varphi_0) \right]^2, \quad (5)$$

将其展开并忽略2倍光频项, 得到

$$I(t') \propto E_0^2 \sum_{i=a}^b \rho_i^2 + 2E_0^2 \sum_{j>i}^b \sum_{i=a}^b \rho_i \rho_j \times \cos[2k(x_j - x_i)]. \quad (6)$$

(6)式中包含两项, 其中前一项为光电流的直流分量, 表示光纤上每一个独立散射点的RBS功率之和; 后一项是交流分量, 表示同一脉冲中不同散射点之间的RBS干涉产生的波动信号. 交流分量是 $\Phi$ -OTDR传感系统用于感测外部扰动事件的信号分量, 这一项所占的比重可以用相干可视度表示, 可视度越高, 通常认为系统的原始信噪比越好. 显然, 在时刻  $t'$  时交流分量的幅度主要取决于以下两项因素:

1) 探测光脉冲的参数, 包括光频  $k$  和脉冲宽度  $W$ , 传统上通常认为这两个参数在传感系统工作时近似为常量;

2) 光纤内散射点的特性, 包括相对分布位置  $|x_j - x_i|$  和各自的散射率  $\rho_i, \rho_j$ .

当外界环境的变化对光纤产生扰动时, 该扰动处所对应的散射点及其之后的散射点所产生的散

射光都将被叠加上一个额外的相移  $\varphi_v$ . 若扰动处的散射点为第  $q$  个散射点,  $q$  属于  $[1, b]$ , 则扰动前与扰动后的电流强度变化  $\Delta I$  为

$$\Delta I \propto 2E_0^2 \sum_{i=1}^{q-1} \sum_{j=q}^b \rho_i \rho_j [\cos \varphi_{ij} - \cos(\varphi_{ij} + \varphi_v)], \quad (7)$$

其中,  $\varphi_{ij} = \varphi_i - \varphi_j = 2k(x_i - x_j)$ . 由(7)式可以看出, 即使是众多散射点中的一个受到了扰动, 也会造成输出电流信号的剧烈变化, 实际上, 这正是绝大多数现有的 $\Phi$ -OTDR传感系统探测微弱扰动事件的原理.

### 3 $\Phi$ -OTDR传感系统中光学背景噪声的来源

在 $\Phi$ -OTDR传感系统中, 由于激光器中心频率漂移、光纤局部双折射变化以及光纤应变与干涉强度的非线性对应关系, 都会给系统引入相应的噪声, 影响 $\Phi$ -OTDR传感系统的传感灵敏度以及探测精确度. 下面将对上述光学背景噪声的成因进行分析.

#### 3.1 激光器中心频率漂移引起的曲线畸变

传统 $\Phi$ -OTDR的理论模型假设光纤中的探测光脉冲是理想的单频光, 且不存在频率漂移问题. 但是实际上, 普通商用窄线宽激光器的长期稳定性并不理想, 光源频漂始终无法避免. 当激光器中心频率变化  $\Delta f$  时, 在  $t'$  时刻接收到的 $\Phi$ -OTDR曲线功率可表示为

$$I(t') \propto E_0^2 \sum_{i=a}^b \rho_i^2 + 2E_0^2 \sum_{j>i}^b \sum_{i=a}^b \rho_i \rho_j \cos[2k(x_j - x_i) + 2\pi \Delta f t']. \quad (8)$$

从(8)式可以很明显地看出,  $\Phi$ -OTDR系统所探测的RBS信号的强度对光源的频率漂移是极为敏感的. 为了验证这种敏感性的存在, 我们使用约6 km的传感光纤搭建了 $\Phi$ -OTDR传感系统进行试验. 光纤被放置于隔离箱内, 隔绝外部环境对光纤的扰动. 探测光脉冲宽度250 ns, 每次探测的时间间隔为50 ms. 实验中激光器的频率漂移速率约为1.5 MHz/s. 图2所示的是测得的 $\Phi$ -OTDR曲线中5 km附近的局部放大图. 不同时刻获取的

$\Phi$ -OTDR 曲线被记录下来, 用于比较这些曲线之间的幅度差异.

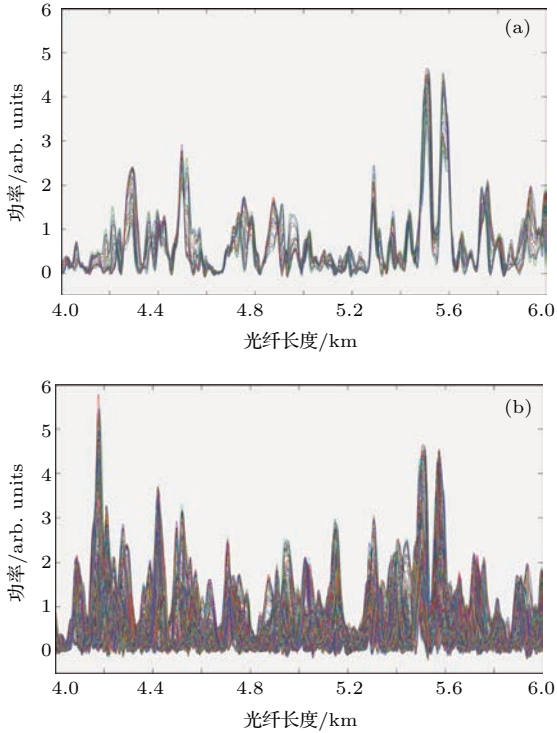


图2 一定时间内得到的  $\Phi$ -OTDR 曲线形状畸变 (a) 记录时间长度为 1 s 时, 获取的 20 条  $\Phi$ -OTDR 曲线; (b) 记录时间长度为 5 s 时, 获取的 100 条  $\Phi$ -OTDR 曲线  
 Fig. 2. The curve distortion of  $\Phi$ -OTDR: (a) 20 traces of  $\Phi$ -OTDR within 1 s; (b) 100 traces of  $\Phi$ -OTDR within 5 s.

如图 2 所示, 即使在没有外部扰动的情况下, 由于光源频漂的影响,  $\Phi$ -OTDR 曲线形状还是会发生畸变. 且随着时间的增长, 曲线畸变会越来越严重. 由光源频漂带来的这种曲线畸变是缓慢变化的, 在较短的测量时间内, 曲线的畸变并不严重, 可以通过添加数字高通滤波器加以抑制, 因此对高频扰动信号探测的影响较小. 但是当光纤上的扰动事件也是低频的、缓变的振动信号时, 就需要比较长的监测时间才能俘获整个振动周期. 在这种情况下, 由光源频漂带来的  $\Phi$ -OTDR 曲线畸变问题将严重恶化系统的原始信噪比, 最终会导致低频扰动事件检测失败.

为了更好地考察激光频率漂移量和曲线幅度畸变程度之间的关系, 假定除激光频率外的其他所有参量均保持不变. 当激光源频率为  $f$  和  $f + f_d$  时, RBS 信号的光电流分别为  $I(f)$  和  $I(f + f_d)$ . 在实际系统中, 最终都会通过模数转换器 (ADC) 对  $\Phi$ -OTDR 曲线进行数字化, 因此不妨假设  $\Phi$ -OTDR

曲线  $I(f)$  和  $I(f + f_d)$  均由离散的  $M$  个采样点组成. 由于光源频率  $f$  改变了  $+f_d$ , 那么这两条曲线的形状将产生一定差异. 根据概率论和统计学中互相关计算的定义, 这两条  $\Phi$ -OTDR 曲线的互相关值可以由下式计算 [19]:

$$C[I(f), I(f + f_d)] = \frac{\sum_{i=1}^M [I(f) - \langle I(f) \rangle] \cdot [I(f + f_d) - \langle I(f + f_d) \rangle]}{\sqrt{\sum_{i=1}^M [I(f) - \langle I(f) \rangle]^2 \cdot \sum_{i=1}^M [I(f + f_d) - \langle I(f + f_d) \rangle]^2}}, \quad (9)$$

其中  $\langle I(f) \rangle$  为  $I(f)$  的平均值

$$\langle I(f) \rangle = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M I(f). \quad (10)$$

进一步简化后得到 [20]:

$$C(f_d, w) = \frac{\sin^2(\pi f_d W)}{(\pi f_d W)^2}. \quad (11)$$

通常脉冲宽度  $W$  可以近似认为是常数, 则由 (11) 可知: 当光频保持一致时, 得到的两条  $\Phi$ -OTDR 曲线互相关值为 1, 表示曲线形状完全相同无畸变; 当光频差值变化时, 得到的两条  $\Phi$ -OTDR 曲线的互相关值逐渐变小, 说明曲线畸变越来越严重.

### 3.2 光纤局部双折射变化引起的偏振相关噪声

传统的  $\Phi$ -OTDR 理论模型中, 光电探测器在  $t$  时刻接收的瑞利散射信号是传感光纤  $z = v_g t/2$  (考虑往返过程) 处及之后  $W/2 = L$  长度范围内所有散射点产生的 RBS 光的叠加. 传统模型中假设输入光在上述光纤长度范围内的偏振态一致. 而在实际情况中, 由于光纤的双折射, 探测光脉冲在快轴和慢轴的传输模式稍有不同, 因而以固定偏振态进入光纤的光将以随机方式改变其偏振态, 如图 3 所示. 在普通单模光纤中, 两个模式在光纤中传输时其功率是周期性交换的, 此周期的典型长度约为数十米 [21].

当外界扰动事件通过挤压、弯曲或者扭转作用于传感光纤时, 光纤局部双折射特性将发生变化, 探测光脉冲在传感光纤中经过该区域时偏振态会受到调制, 其之后的偏振态演化规律也会改变, 导



致RBS信号的偏振态演化规律被扰乱, 这将产生PRN. PRN将会叠加在该局部区域之后的RBS信号中, 最终可能导致 $\Phi$ -OTDR难以同时探测多个扰动事件.

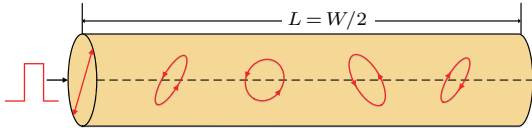


图3 探测光脉冲偏振态沿光纤的演化过程

Fig. 3. The transformation of the polarization state of probe pulse.

上述 $L$ 范围内的探测光偏振态的不同可认为由以下两种因素导致: 1) 光纤线性双折射使探测光脉冲在光纤快轴和慢轴的分量之间有一个附加的相位延迟<sup>[22]</sup>; 2) 光纤圆双折射将会使探测光脉冲的偏振态旋转一定的角度<sup>[23]</sup>. 由于RBS信号有往返的过程, 圆双折射引起的偏振态旋转将会在往返过程中相互抵消, 即光纤圆双折射不会影响RBS信号的最终偏振态, 所以我们仅需考虑光纤中线性双折射的影响. 为了分析光纤双折射对 $\Phi$ -OTDR的影响, 将上述 $L$ 范围起始端的探测光脉冲 $E_{in}$ 根据琼斯矢量形式在光纤快轴和慢轴(分别用 $x$ 轴和 $y$ 轴表示)上分解为相互垂直的两个分量<sup>[22,24]</sup>:

$$\mathbf{E}_{in} = E_0 e^{i\omega_0 t + \varphi_0} \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \cdot e^{i\delta} \end{bmatrix}, \quad (12)$$

其中 $E_0$ 表示探测光脉冲 $\mathbf{E}_{in}$ 的电场幅度,  $\cos \theta$ 和 $\sin \theta$ 分别表示 $x$ 轴和 $y$ 轴上分量的比例系数,  $\delta$ 为两个分量之间的相位差,  $\omega_0$ 是探测光脉冲的角频率,  $\varphi_0$ 是探测光脉冲的初始相位.

探测光脉冲在 $x$ 轴和 $y$ 轴上的分量是正交的, 这两个正交的分量在 $L$ 范围内独自产生的RBS信号可以用传统的 $\Phi$ -OTDR模型分别加以描述:

$$\begin{cases} E_x(t) = \sum_{i=1}^M (E_0 \cos \theta) \rho_i \cos(2\beta_x x_i - \omega_0 t + \varphi_0), \\ E_y(t) = \sum_{i=1}^M (E_0 \sin \theta) \rho_i \cos(2\beta_y x_i - \omega_0 t + \varphi_0 + \delta), \end{cases} \quad (13)$$

其中,  $M$ 表示 $L$ 范围内光纤散射点总数,  $\beta_x$ 和 $\beta_y$ 分别为 $x$ 轴和 $y$ 轴的传输常数. 光电探测器接收到的 $x$ 轴和 $y$ 轴的RBS信号功率 $I_x(t)$ 和 $I_y(t)$ 可分别表示为

$$\begin{cases} I_x(t) \propto \langle E_x^2(t) \rangle = K_x(t)^2 \cos^2 \theta, \\ I_y(t) \propto \langle E_y^2(t) \rangle = K_y(t)^2 \sin^2 \theta, \end{cases} \quad (14)$$

其中

$$\begin{cases} K_x(t)^2 = \left[ E_0 \sum_{i=1}^M \rho_i \cos(2\beta_x x_i - \omega_0 t + \varphi_0) \right]^2 \\ = E_0^2 \sum_{i=1}^M \rho_i^2 + 2E_0^2 \sum_{i=1}^{M-1} \sum_{j=i+1}^M \rho_i \rho_j \\ \quad \times \cos[2\beta_x(x_i - x_j)], \\ K_y(t)^2 = \left[ E_0 \sum_{i=1}^M \rho_i \cos(2\beta_y x_i - \omega_0 t + \varphi_0 + \delta) \right]^2 \\ = E_0^2 \sum_{i=1}^M \rho_i^2 + 2E_0^2 \sum_{i=1}^{M-1} \sum_{j=i+1}^M \rho_i \rho_j \\ \quad \times \cos[2\beta_y(x_i - x_j)]. \end{cases} \quad (15)$$

$K_x(t)$ 和 $K_y(t)$ 分别表示 $x$ 轴和 $y$ 轴上RBS干涉结果的幅度系数, 这两个系数反映了瑞利散射光的相干衰落程度, 同时也显示了 $\Phi$ -OTDR相位敏感性. 最后光电探测器接收到的 $x$ 轴和 $y$ 轴上的RBS功率可以表示为

$$\begin{aligned} I(t) &= I_x(t) + I_y(t) \\ &= K_x(t)^2 \cos^2 \theta + K_y(t)^2 \sin^2 \theta. \end{aligned} \quad (16)$$

从(16)式可以看出, RBS信号的功率 $I(t)$ 与 $K_x(t)$ ,  $K_y(t)$ ,  $\cos \theta$ 和 $\sin \theta$ 有关, 且功率的强度由 $\theta$ 的取值决定, 因此 $\Phi$ -OTDR对偏振态敏感. 为了更加直观地说明和验证 $\Phi$ -OTDR系统中PRN的产生机理, 我们进行了以下实验. 两个拉伸扰动事件分别作用在光纤的A点(0.36 km)和B点(1.38 km)处, 振动频率分别为3 Hz和5 Hz. 首先令这两个扰动事件都不改变光纤的双折射特性, 而仅仅产生对光纤的拉伸, 实验结果如图4(a)所示. 从图4(a)中可以看出,  $\Phi$ -OTDR能够同时探测到扰动事件A和B.

然而, 当施加在A处的扰动事件是微弯扰动时, 将改变该处光纤的双折射特性, 探测光脉冲的偏振态就会被A处的微弯扰动所调制, 得到如图4(b)所示的结果. 可以看到A点之后的RBS信号被叠加上了PRN, 而且PRN幅度较强, 以至淹没了B处的振动信号. 上述实验结果验证了当扰动事件改变光纤双折射特性时会产生PRN, 并导致 $\Phi$ -OTDR多点扰动事件俘获能力的退化.



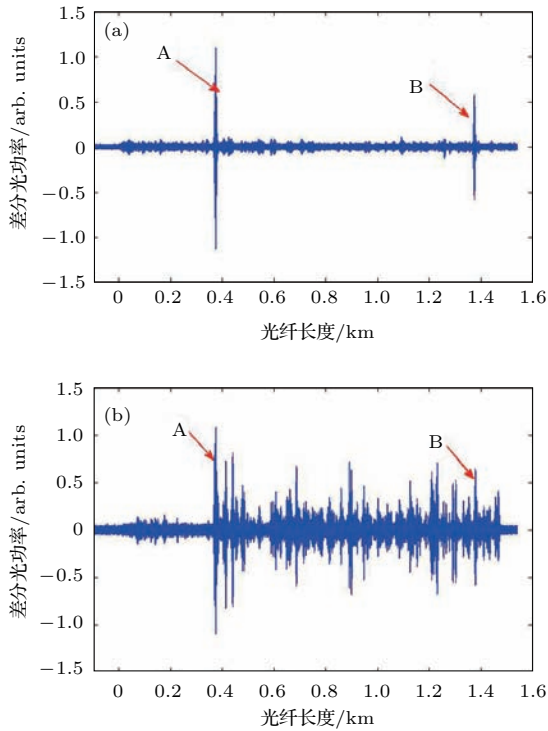


图4 A和B处的 $\Phi$ -OTDR曲线 (a) A和B处振动事件均未改变光纤双折射; (b) A处振动事件改变光纤双折射

Fig. 4. The  $\Phi$ -OTDR traces of A and B: (a) The fiber birefringence of A and B are not changing; (b) the fiber birefringence of A is changing.

Juarze 等 [25] 曾提出使用偏振分集的方法收集 RBS 信号, 可以减少由于相干探测时偏振态失配引起的事件误判概率. 但是根据本文对 PRN 噪声成因的分析可知, 这种方法不能抑制 PRN 噪声的产生. 我们搭建了偏振分集探测型的  $\Phi$ -OTDR 系统进行实验验证. 在光纤 A 点 (0.6 km) 施加光纤微弯扰动, 在 B 点 (1.6 km) 拉伸扰动, 扰动频率仍为 3 Hz 和 5 Hz, 实验结果如图 5 所示. 从图 5 可以看出, 偏振分集探测无法抑制 PRN, 事件 B 依然完全被 PRN 所淹没.

### 3.3 光纤应变与干涉强度非线性对应引起的失真

传统的  $\Phi$ -OTDR 通常通过检测光纤中光脉冲产生 RBS 信号的强度来实现传感测量, 但这种鉴幅型的  $\Phi$ -OTDR 仅能检测到应变的发生位置及其频域信息, 而无法定量测量扰动引起的光纤应变的大小. 这主要是因为光纤内散射点的散射率和位置是随机分布的, 所以各个散射点产生的瑞利散射信号的强度和相位都是随机分布的.  $\Phi$ -OTDR 系统所测得的光信号与光纤上加载的应变值没有确

定的、一一对应的关系, 甚至也难以维持单调关系, 从而引起测量失真. 图 6 所示即为对待测光纤某一部局区域施加的 1 kHz 正弦振动信号, 所得到的  $\Phi$ -OTDR 曲线中对应区域的时域波形图 6 (a) 和频域能量分布图 6 (b). 可以看出, 光纤上的应变与干涉强度是非线性对应的. 此时, 时域波形失真, 难以提取信号特征. 频域能量分布向高次谐波移动并形成杂散分量, 降低传感系统动态范围.

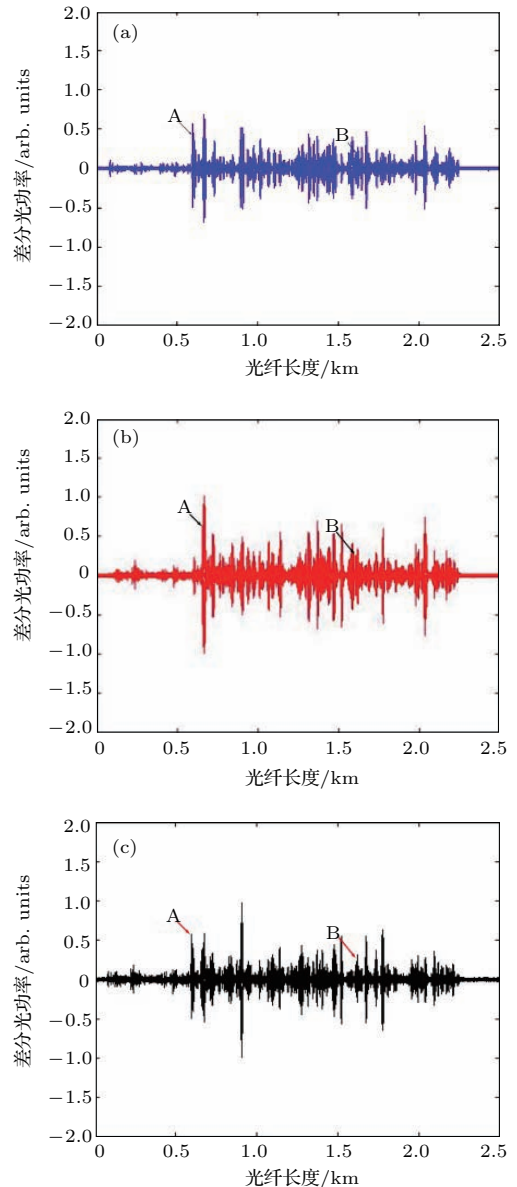


图5 偏振分集探测条件下的 PRN 噪声 (a) 滑动差分后  $\Phi$ -OTDR 曲线的线偏振态; (b) 滑动差分后  $\Phi$ -OTDR 曲线的正交偏振态; (c) (a) 和 (b) 曲线的累加

Fig. 5. The PRN of polarization diversity: (a) The linear polarization of the differential signals; (b) the orthogonal polarization of the differential signals; (c) the sum of (a) and (b).

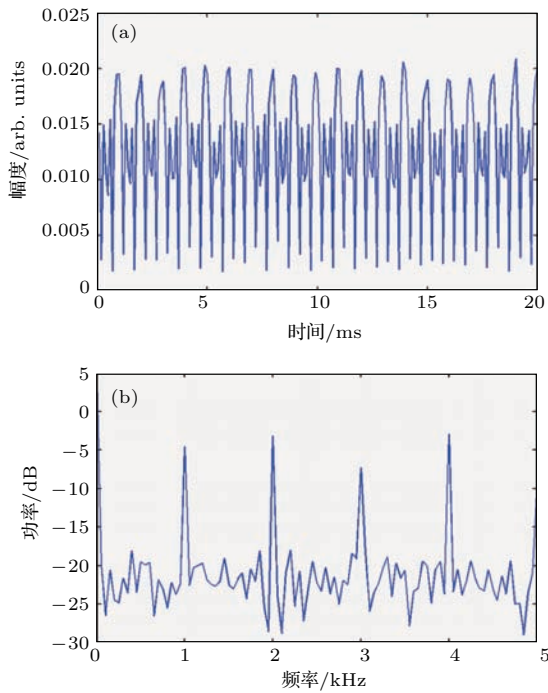


图6 应变和干涉强度非线性对应 (a) 1 kHz 正弦振动信号; (b) 频域能量分布  
 Fig. 6. The nonlinear relationship between fiber strain and interference intensity: (a) The vibration signal of 1 kHz; (b) the energy distribution of frequency.

$\Phi$ -OTDR 也可以通过检测光脉冲产生的RBS的相位变化来实现传感测量, 这种鉴相型的 $\Phi$ -OTDR虽然可以在一定程度上获得线性测量结果, 但是由于RBS信号功率比较弱且存在衰落效应, 这就很难保证 $\Phi$ -OTDR传感系统具有较高的信噪比. 因此, 若能够设计一种测量方案, 使得对光纤应变的高灵敏度线性测量成为可能, 将大幅提升 $\Phi$ -OTDR传感系统的性能.

#### 4 光学背景噪声的抑制方法及实验结果

由上述分析可知,  $\Phi$ -OTDR传感系统中存在的光学背景噪声严重影响传感系统的检测灵敏度以及精确度. 因此, 针对上述三种噪声, 我们分别提出以下抑制方法.

##### 4.1 基于主动光频扫描法补偿激光器频漂

相同光频的探测脉冲进行 $\Phi$ -OTDR探测所得到的 $\Phi$ -OTDR时域曲线形状相同, 而光频不同的探测脉冲得到的 $\Phi$ -OTDR时域曲线形状不同. 根

据这一性质, 通过光源的主动频率扫描技术和 $\Phi$ -OTDR曲线的互相关运算, 可以精确地求解出光源频率漂移的大小和方向, 并反馈控制激光器的输出功率, 使得 $\Phi$ -OTDR光频保持稳定, 最终实现抑制 $\Phi$ -OTDR曲线畸变的目的.

传统的 $\Phi$ -OTDR测试需要比较不同时刻获取的两条曲线之间的差别, 在时刻 $T_0$ 和 $T_1$ 分别进行了两次测量, 获取了对应的两条 $\Phi$ -OTDR曲线, 分别为 $I_{f_0}(t)$ 和 $I_{f_1}(t)$  (其中下标表示激光器的实际输出光频). 假设外部扰动仅存在于整条传感光纤有限的几个局部区域, 则在未发生光源频移时, 两条曲线的互相关值将趋近于1. 考虑到光源的频率漂移问题, 假设 $T_1$ 和 $T_2$ 时刻的激光器的原始输出光频发生了改变, 分别为 $f_1$ 和 $f_2$ . 由于光频的不同, 根据(8)式可知, 两条 $\Phi$ -OTDR曲线 $I_{f_1}(t)$ 和 $I_{f_2}(t)$ 的波形将发生畸变. 为了补偿这种曲线畸变, 本文提出了基于光源频率扫描的频率补偿方案. 这种方法与传统的 $\Phi$ -OTDR测试方法的区别在于, 每一次测量中均在原始输出光频附近采用 $P$ 个光频进行独立的测试, 如图7中不同颜色的曲线所示. 假设 $T_1$ 和 $T_2$ 的激光原始输出光频改变了 $\Delta f$ , 即 $f_1 = f_2 - \Delta f$ . 在 $T_2$ 扫频结果中可以使用互相关计算来衡量扫频曲线与原始曲线的相似程度, 并选取互相关值最大的那条曲线作为原始曲线的同频曲线. 由于两者可以认为是由近似相同的光频产生的,  $I_{f_1}(t)$ 将与 $I_{f_2-\Delta f}(t)$ 的波形近似保持一致, 如图7中绿色曲线表示. 从曲线之间的相似关系中可以进一步得知 $f_2 = f_1 + \Delta f$ . 因此该方案可以通过曲线相似性的偏移来获取时刻 $T_1$ 和 $T_2$ 之间的光源频率漂移的大小和方向. 下一次扫频测量时, 可以令 $f_3 = f_1 + \Delta f$ 作为扫频的中心频率. 如果 $I_{f_3}(t)$ 与 $I_{f_2-\Delta f}(t)$ 的互相关值最大, 表示 $T_3$ 时刻的光源频漂补偿成功,  $T_3$ 时刻光源频率未发生偏移, 如图7中的 $T_3$ 时刻的 $I_{f_3}(t)$ 所示<sup>[26]</sup>.

若能够反复进行上述操作, 就可以持续地追踪光源频率漂移, 连续地进行补偿. 同时如果每次都提取最相似的 $\Phi$ -OTDR曲线作为有效数据, 就可以抑制由于光源频率漂移引起的曲线畸变问题. 利用这一补偿原理设计实验, 实验原理图如图8所示.

实验中, 选用的脉冲宽度为250 ns,  $\Delta f$ 和 $P$ 的取值分别为400 kHz和20, 因此单次频率扫描范围为初始光频的两侧 $[-8$  MHz,  $+8$  MHz]. 考虑到待

测光纤的长度约为6 km, 所以实验中不同探测脉冲之间的时间间隔设为65 μs. 实验中时间记录长度设为10 s, 获得100条互相关曲线, 我们可以通

过互相关峰值的漂移观察光源的漂移情况. 在这段时间内光源共漂移了6.4 MHz, 平均漂移速度为0.64 MHz/s, 如图9所示.

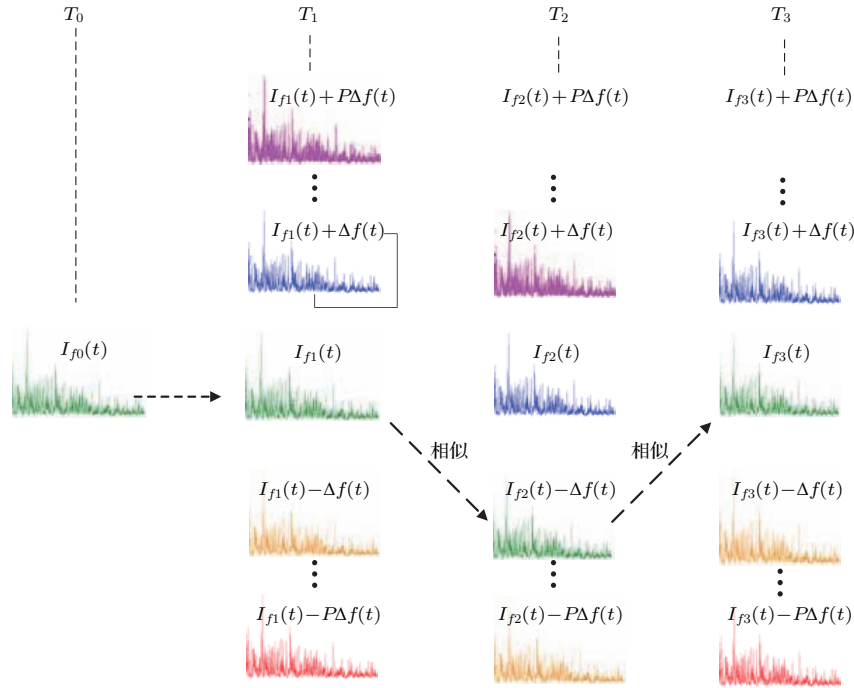


图7 主动光源频漂补偿方案的基本原理

Fig. 7. Principle of the active compensation method.

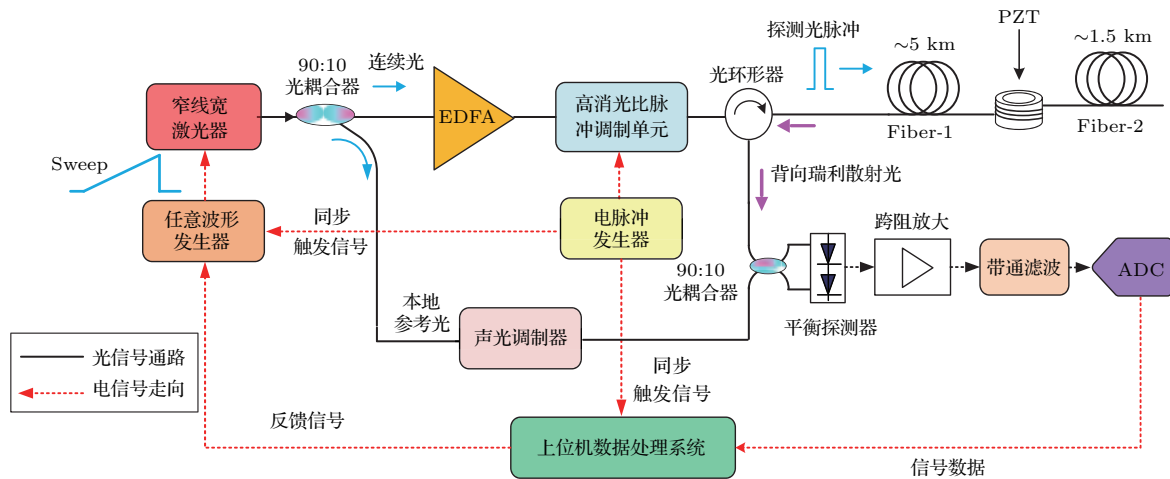


图8 基于主动扫频法的Φ-OTDR光源频漂补偿方法的原理示意图

Fig. 8. Experimental setup and principle of the active compensation method based on active laser frequency sweep.

利用主动扫频法对光源频漂进行补偿, 将记录时间10 s内获得的原始Φ-OTDR曲线分别绘制到图10(a)和图10(b)中进行比较. 可以看出, 在补偿之前, Φ-OTDR曲线的畸变较为严重, 淹没了原本应当存在于红色圆圈内的扰动事件; 而补偿后, 曲线之间的畸变得到了较好的抑制, 使得低频振动

引起的曲线幅度变化能够被观察到.

以上实验结果表明, 基于激光器主动频率扫描以及互相关算法可以对Φ-OTDR系统的光源频漂进行补偿, 使得由光源频漂带来的Φ-OTDR曲线畸变得到有效的抑制, 从而解决了Φ-OTDR系统难以检测低频扰动的难题.

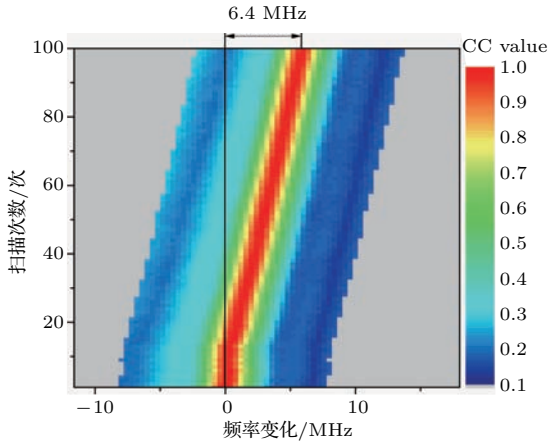


图9 互相关曲线漂移示意图

Fig. 9. The cross-correlation of the frequency.

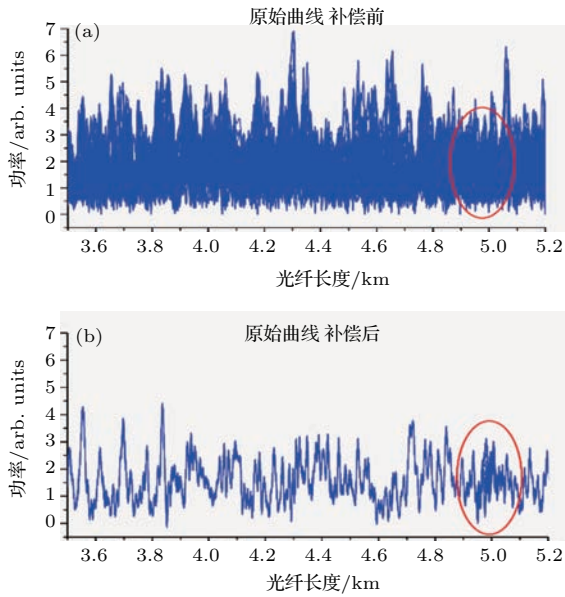

 图10 补偿前后的原始 $\Phi$ -OTDR曲线 (a) 补偿前; (b) 补偿后

 Fig. 10. Comparison of the original  $\Phi$ -OTDR traces: (a) Without compensation; (b) with compensation.

## 4.2 基于正交偏振态脉冲抑制偏振相关噪声

为了抑制 $\Phi$ -OTDR系统中的PRN, 可以引入正交偏振态的探测光脉冲对 (Orthogonal-SOP pulse pair, OSPP) 进行传感. OSPP顾名思义就是向传感光纤注入两个偏振态相互正交的光脉冲, 因为两个光脉冲是正交的, 所以有  $\mathbf{E}_I \cdot \mathbf{E}_Q^* = 0$ , 其中  $\mathbf{E}_I$  和  $\mathbf{E}_Q$  分别为这两个光脉冲电场的琼斯矢量, \* 表示复数共轭, 则这两个光脉冲可表示为<sup>[24]</sup>

$$\mathbf{E}_I = E_0 e^{i\omega_0 t + \varphi_0} \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \cdot e^{i\delta} \end{bmatrix} \quad (17)$$

和

$$\mathbf{E}_Q = E_0 e^{i\omega_0 t + \varphi_0} \begin{bmatrix} \sin \theta \\ \cos \theta \cdot e^{i(\delta + \pi)} \end{bmatrix} \quad (18)$$

两个光脉冲产生的RBS信号的功率分别为

$$I_I(t) = K_x(t)^2 \cos^2 \theta + K_y(t)^2 \sin^2 \theta \quad (19)$$

和

$$I_Q(t) = K_x(t)^2 \sin^2 \theta + K_y(t)^2 \cos^2 \theta, \quad (20)$$

在数据处理中将  $I_I(t)$  和  $I_Q(t)$  求和, 可以得到

$$I_{\text{sum}}(t) = K_x(t)^2 + K_y(t)^2. \quad (21)$$

(21) 式反映的是正交偏振态脉冲对产生的RBS信号经过简单的求和算法处理之后的结果. 从中可以直观地看出使用OSPP方法后的RBS信号强度对探测光脉冲偏振态的敏感性被彻底消除, 即通过OSPP方法可以成功抑制 $\Phi$ -OTDR系统中的PRN. 基于以上理论, 我们总结出: 向传感光纤注入偏振态相互正交的光脉冲, 收集这两个正交的光脉冲独立产生的瑞利散射信号, 然后将两条瑞利信号曲线相加, 如此就可以抑制 $\Phi$ -OTDR的偏振相关性. 设计的抑制方案如图11所示.

在实验中, 偏振开关装置由保偏光开关 (POS) 和偏振光束合束器 (PBC) 构成. 光源输出经由 POS 于  $I$  通道和  $Q$  通道之间进行切换, 再经 PBC 输出, 就能获得偏振态正交的连续光. POS 应该具有快速切换能力, 以实现高频率探测光脉冲合成. 实验中所用的高速 POS 响应时间小于 300 ns, 完全能够满足 OSPP 连续合成的需求. 正交的连续光被 AOM 调制为 200 ns 的探测光脉冲重复周期为 20  $\mu$ s. 实验中 POS 的切换频率等于激光脉冲的重复频率, 同为 20  $\mu$ s, 确保正交的两个脉冲轮流注入到传感光纤中. 实验所用传感光纤约为 1.5 km, 两个振动事件分别加载在光纤位置 A 点 (约 360 m 处) 和 B 点 (约 1380 m 处), A 处施加的微弯扰动频率为 3 Hz, B 处施加的拉伸扰动频率为 5 Hz. 通过滑动差分的方法<sup>[27]</sup> 得到振动事件的位置信息,  $\{I_I(t)\}_N$  和  $\{I_Q(t)\}_N$  的差分结果分别如图 12(a) 和图 12(b) 所示,  $\{I_{\text{sum}}(t)\}_N$  的差分结果如图 12(c) 所示. 从实验结果来看, 虽然对于单一偏振态的脉冲来说, PRN 依然存在, 但是经过简单的求和算法处理之后, A 处之后的 PRN 噪声被有效地抑制了, 同时也能够清晰分辨出 B 处的扰动事件.



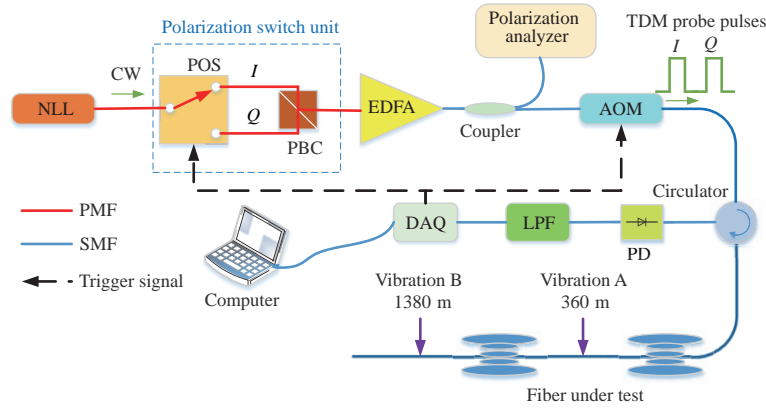


图 11 基于 OSPP 实验结构图

Fig. 11. Experiment setup based on OSPP scheme.

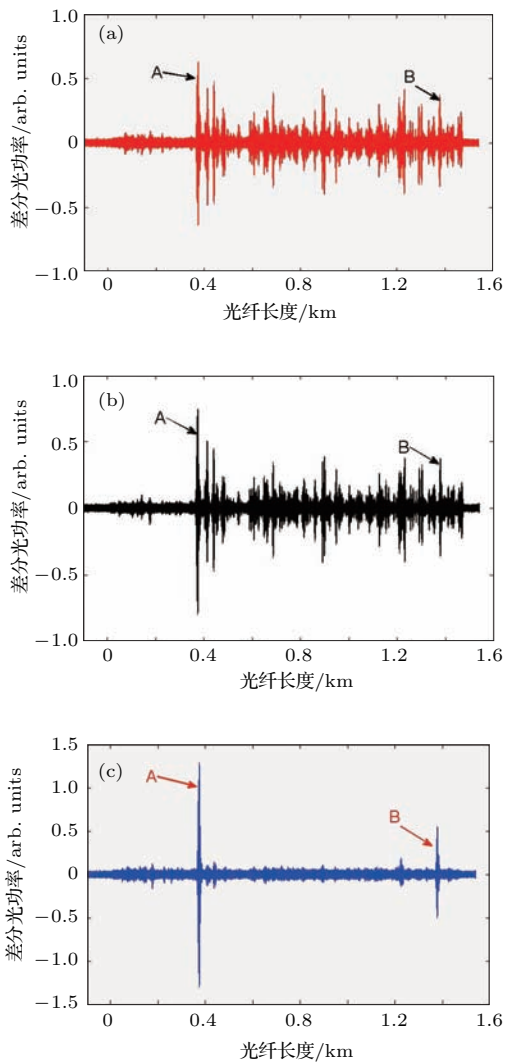


图 12 OSPP 抑制偏振相关噪声 (a)  $\{I_I(t)\}_N$  差分结果; (b)  $\{I_Q(t)\}_N$  差分结果; (c)  $\{I_{Sum}(t)\}_N$  的差分结果  
Fig. 12. The experiment results of the PRN method: (a) The differential signals of  $\{I_I(t)\}_N$ ; (b) the differential signals of  $\{I_Q(t)\}_N$ ; (c) the differential signals of  $\{I_{Sum}(t)\}_N$ .

### 4.3 基于弱反射端面阵列实现应变与干涉强度的线性对应

$\Phi$ -OTDR 中, 应变与干涉强度的非线性对应关系会引起测量结果的失真. 考虑到这主要是由于光纤中散射点位置和大小随机性所造成的, 我们提出图 13 所示的改进方案: 在光纤中嵌入固定的弱反射端面, 用以提供稳定的、强度可调的反射光作为传感信号 [28]. 为了说明其传感原理, 首先考虑仅有两个反射面的情况. 探测光脉冲在传感光纤中传播时, 分别在间距为  $D$  的反射面  $S_1$  和  $S_2$  产生反射光  $RF_1$  和  $RF_2$ , 当探测光频率  $f$  稳定, 则信号  $RF_1$  和  $RF_2$  的相位就是固定的, 可以表示为

$$RF_1 = E_1 \exp [i (2\pi ft + \varphi_1)], \quad (22)$$

$$RF_2 = E_2 \exp [i (2\pi ft + \varphi_2)], \quad (23)$$

其中  $E_1$  和  $E_2$  为散射光信号的电场强度,  $\varphi_1$  和  $\varphi_2$  为反射光信号  $RF_1$  和  $RF_2$  的相位. 在不考虑光源频率漂移的情况下, 如果没有外部扰动作用于光纤, 则反射面  $S_1$  和  $S_2$  之间的间距  $D$  为常量, 信号  $RF_1$  和  $RF_2$  的相位差就是  $\varphi_1 - \varphi_2$  并保持恒定.

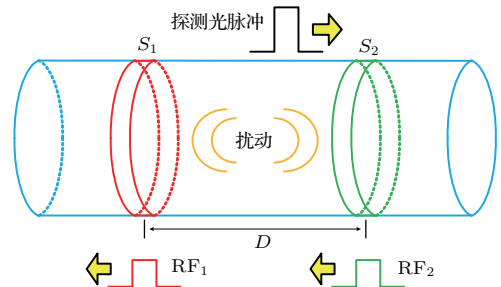


图 13 外部扰动对 RBS 光信号的影响

Fig. 13. The influence by external vibration to RBS.

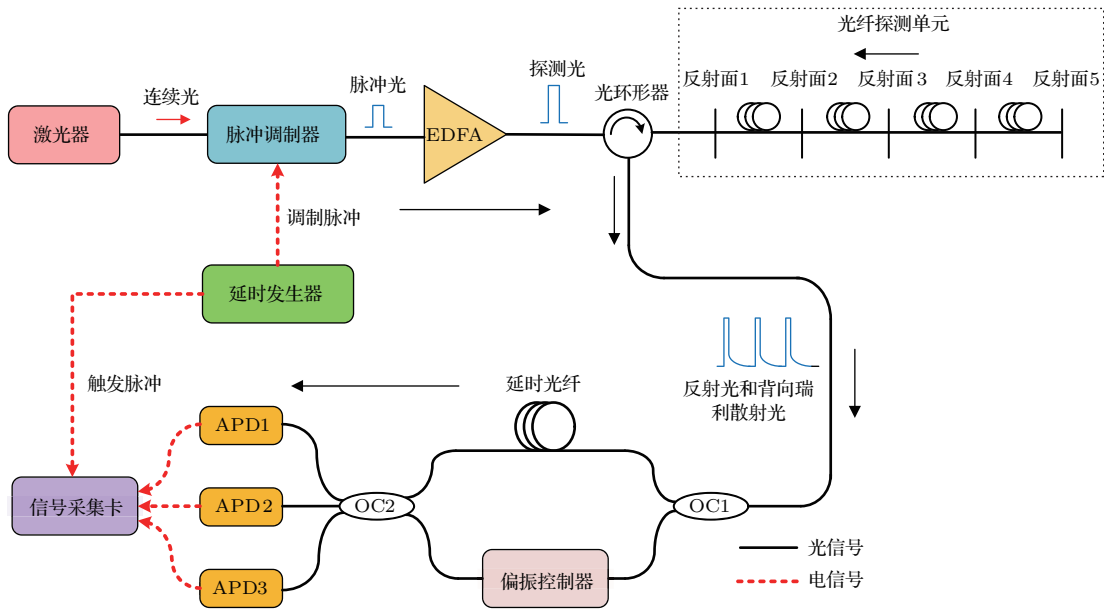


图 14 基于三端口相位解调的  $\Phi$ -OTDR 应变定量测量系统

Fig. 14. The experimental setup of 3-ports phase demodulation system.

当外部扰动作用于反射面  $S_1$  和  $S_2$  之间时, 将引起光纤的伸缩, 假设间距  $D$  变化了  $\Delta D$ . 则信号  $RF_1$  和  $RF_2$  的相位差  $d\varphi$  也将发生变化, 如下式所示:

$$d\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 + 4\pi n \frac{f\Delta D}{c}. \quad (24)$$

显然若光源频率  $f$  稳定, 则相位差  $d\varphi$  的变化量将与反射面  $S_1$  和  $S_2$  之间的间距变化量  $\Delta D$  呈线性关系. 因此如果能够快速地对相位差  $d\varphi$  进行解调, 就可以实现对外部扰动引起的光纤应变量的定量检测. 为此我们提出了如图 14 所示的基于弱反射端面阵列和  $3 \times 3$  耦合器相位解调的传感系统结构.

$3 \times 3$  耦合器的理想分光比为  $1 : 1 : 1$ , 因此耦合器三个端口输出的传感信号的电场强度可以表达为

$$I_1 \propto E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(d\varphi), \quad (25)$$

$$I_2 \propto E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos\left(d\varphi + \frac{2\pi}{3}\right), \quad (26)$$

$$I_3 \propto E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos\left(d\varphi - \frac{2\pi}{3}\right). \quad (27)$$

联立 (25)—(27) 式, 就可以求解出  $d\varphi$  的值. 通过连续观测  $d\varphi$  的变化, 就可以实现对应变量的定量检测. 实验中我们利用光纤接头作为反射面, 在传感光纤上嵌入了 5 个人工形成的弱反射端面.

连接光纤接头的法兰相互之间间隔 20 m, 反射光的功率比 RBS 的功率高 20 dB 左右. 图 15 (a) 为  $3 \times 3$  耦合器输出的原始光强信号, 图中共包括六个峰, 中间四个峰为反射光构成的干涉峰. 选择图 15 (a) 中信噪比相对较差的位置三进行观察, 其峰值点的强度变化如图 15 (b) 所示. 从图中可以看出波形存在大量的翻折, 这正体现了应变与干涉强度的非线性对应关系. 同时三路中间可以大致看到  $2\pi/3$  的相位差关系. 通过对 (25)—(27) 式的求解, 可以获得  $d\varphi$  的变化. 但现在求得的相位范围在  $[-\pi, +\pi]$  之间, 对于较大的振动或者由于振动过程中产生的相位累加, 相位值会超出范围, 导致检测到的相位值会被折叠到  $[-\pi, +\pi]$  内, 因此我们要根据前后两点的变化幅度对相位跳变点进行解缠绕, 补偿  $2\pi$  的相位, 恢复连续的相位变化曲线, 如图 15 (c) 所示. 对恢复得到的时域信号进行傅里叶变换, 可以得到图 15 (d) 所示的功率谱. 振动信号的频率为 200 Hz. 高频处存在谐波和杂散, 但是相对于传统  $\Phi$ -OTDR 系统, 高次谐波和杂散的能量较低, 动态范围约为 20 dB.

以上实验结果表明, 利用弱反射端面产生的干涉信号进行相位解调可以减少由于光纤应变和干涉强度的非线性对应而引起的测量失真, 提高对光纤应变的宽频俘获能力, 使得  $\Phi$ -OTDR 系统能够定量测量外部扰动事件.

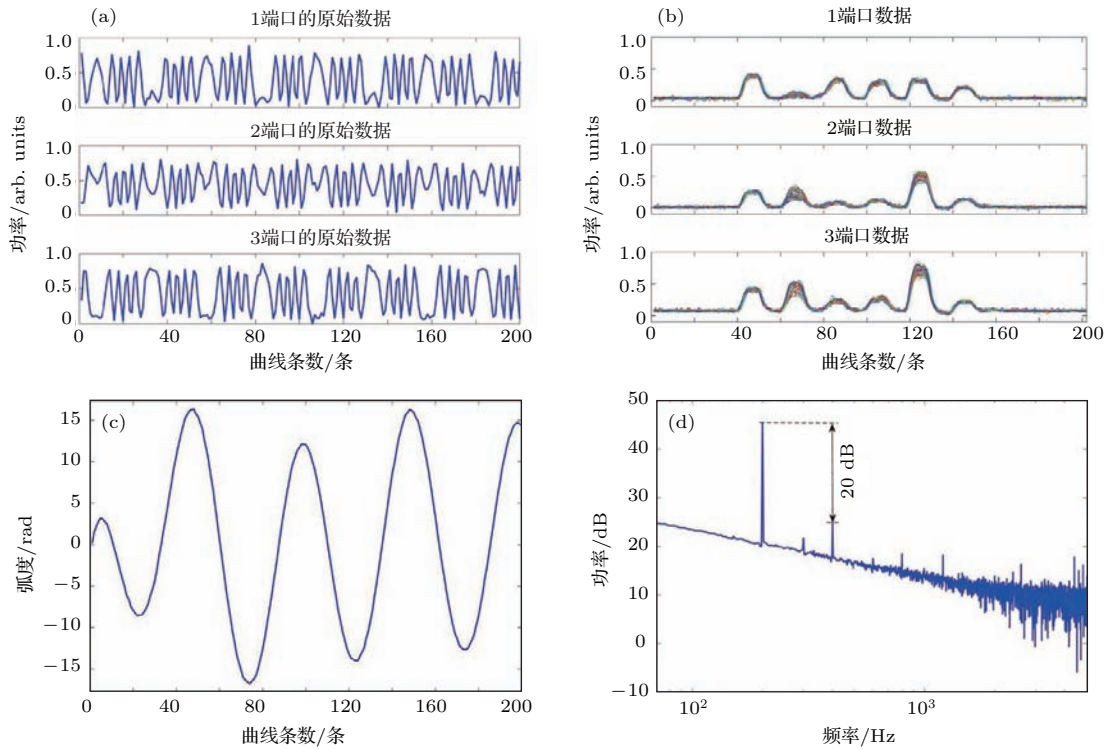


图 15 应变与干涉强度的对应关系 (a) 三端口输出的原始数据; (b) 位置三峰值点的强度变化; (c) 相位变化曲线; (d) 振动信号的功率谱  
 Fig. 15. The linear relationship between strain and interference intensity: (a) Raw data of three ports; (b) intensity of three ports at the position 3; (c) time response of detected dynamic strain; (d) frequency response of detected dynamic strain.

我们提出的噪声抑制方案能够有效地抑制相应的光学背景噪声, 改善  $\Phi$ -OTDR 传感系统的性能, 但是这些方案还有进一步提升的空间. 首先, 文中提出的基于频漂补偿的方案所需时间较长, 这限制了系统的采样速度, 进而限制  $\Phi$ -OTDR 的频率探测范围. 我们设想, 可以采用弱反射光栅实时获得频漂测量结果, 进而进行光源频漂补偿, 提高系统对低频扰动事件的俘获能力; 也可以将光纤应变与干涉强度线性对应方案中的解调方法与频漂补偿的方案相结合, 以此提高频漂补偿速度. 在基于弱反射端面实现应变与干涉强度线性对应实验中, 虽然我们用光纤接头处作为弱反射端面, 但是实验结果能够验证这一理论的可行性. 因此在大规模工程应用中, 我们可以采用在线制备的方法在光纤拉丝的同时进行弱光栅刻写, 实现大规模嵌入弱反射端面, 以此扩大  $\Phi$ -OTDR 的实际应用范围.

## 5 结 论

本文对  $\Phi$ -OTDR 传感系统的工作原理进行了深入剖析, 并针对制约该类系统传感性能的几种主

要光学背景噪声的成因给出了较为完备的数学模型与理论分析. 传感系统光源的中心频率漂移、传感光纤的双折射特性变化以及瑞利散射光的相干衰落效应是产生光学背景噪声的主要原因. 根据上述噪声的产生机理, 本文提出了主动光频扫描法, 从而实现了激光光源频漂的动态补偿; 提出了基于正交偏振态探测脉冲的传感方法, 抑制了偏振相关噪声的产生; 通过引入弱反射端面阵列, 实现了光纤应变与散射光干涉强度的线性对应关系. 理论分析和实验结果表明, 本文提出的方法可以有效抑制  $\Phi$ -OTDR 传感系统中的光学背景噪声, 并显著改善系统的传感性能, 这对推动相位敏感型光时域反射传感系统走向工程化应用具有重大意义.

## 参考文献

[1] Taylor H F, Lee C E 1993 *U.S. Patent* 5194847 [1993-03-16]  
 [2] Bucaro J, Carome E 1978 *Appl. Opt.* **17** 330  
 [3] Ran Z L, Rao Y J, Liu W J, Liao X, Chiang K S 2008 *Opt. Express* **16** 2252

- [4] Tsai P, Sun F, Xiao G, Zhang Z 2008 *IEEE Photonics Tech. L.* **20** 300
- [5] Lu Y L, Zhu T, Chen L, Bao X 2010 *J. Lightwave Technol.* **28** 3243
- [6] Bao X Y, Chen L 2011 *Sensor* **11** 4152
- [7] Bi W H, Yang X P, Li J Y, Fu X H, Fu G B 2014 *Chinese Journal of Lasers* **41** 1205007 (in Chinese) [毕卫红, 杨希鹏, 李敬阳, 付兴虎, 付广博 2014 中国激光 **41** 1205007]
- [8] Martins H F, Martin-Lopez S, Corredera P, Filograno M L, Frazao O 2014 *J. Lightwave Technol.* **32** 1510
- [9] Wang Z N, Zeng J J, Li J, Fan M Q, Wu H, Peng F, Rao Y J 2014 *Opt. Lett.* **39** 5866
- [10] Juarez J C, Maier E W, Choi K N, Taylor H F 2005 *J. Lightwave Technol.* **23** 2081
- [11] Barnoski M, Jensen S 1976 *Appl. Opt.* **15** 2112
- [12] Aoyama K, Nakagawa K, Itoh T 1981 *IEEE J. Quantum Electron.* **17** 862
- [13] Gold M P 1985 *J. Lightwave Technol.* **3** 39
- [14] Healey P 1981 *Electron. Lett.* **17** 62
- [15] Healey P 1984 *Electron. Lett.* **20** 30
- [16] Healey P 1984 *Electron. Lett.* **20** 443
- [17] Li Q, Zhang C X, Li L J, Zhong X, Li C S 2014 *Chinese Journal of Laser* **41** 0305003 (in Chinese) [李勤, 张春熹, 李立京, 钟翔, 李传声 2014 中国激光 **41** 0305003]
- [18] Martins H F, Martin-Lopez S, Corredera P 2013 *J. Lightwave Technol.* **31** 3631
- [19] Mermelstein M D, Posey Jr R, Johnson G A, Vohra S T 2001 *Opt. Lett.* **26** 58
- [20] Zhong X, Zhang C, Li L, Liang S, Li Q, Lü Q 2014 *Appl. Opt.* **53** 4645
- [21] Andrea G, Luca P 2000 *Opt. Lett.* **25** 384
- [22] Jones R C 1941 *JOSA* **31** 488
- [23] Barlow A J 1985 *J. Lightwave Technol.* **3** 135
- [24] Wang F, Zhang X, Wang X, Chen H 2013 *Opt. Lett.* **38** 2437
- [25] Juan C, Taylor H F 2005 *Opt. Lett.* **30** 3284
- [26] Zhu F, Zhang X P, Xia L, Guo Z, Zhang Y X 2015 *IEEE Photonic Tech.* **27** 2523
- [27] Lu Y L, Zhu T, Chen L, Bao X Y 2010 *J. Lightwave Technol.* **28** 3243
- [28] Zhu F, Zhang Y X, Xia L, Wu X L, Zhang X P 2015 *J. Lightwave Technol.* **33** 4775



SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# The mechanism and suppression methods of optical background noise in phase-sensitive optical time domain reflectometry\*

Zhang Xu-Ping<sup>1)2)</sup> Zhang Yi-Xin<sup>1)2)†</sup> Wang Feng<sup>1)2)</sup> Shan Yuan-Yuan<sup>1)</sup>  
Sun Zhen-Hong<sup>1)</sup> Hu Yan-Zhu<sup>3)</sup>

1) (*Institute of Optical Communication Engineering, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

2) (*Key Laboratory of Modern Acoustics, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

3) (*Automation School, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China*)

( Received 23 January 2017; revised manuscript received 26 March 2017 )

## Abstract

Phase-sensitive optical time domain reflectometry ( $\Phi$ -OTDR) has the advantages of fast response and high sensitivity. Therefore, it can realize fully distributed monitoring of weak vibrations along an optical fiber, which is of great value in many applications such as perimeter security and structural health monitoring. However, the optical background noise in the  $\Phi$ -OTDR will disturb the extraction of effective signals and limit the performance of this system. The optical background noise mainly includes the laser center frequency drift, the polarization-relevance noise and the distortion measurement due to the nonlinear relationship between optical fiber strain and interference intensity. In this paper, the generating mechanism of these optical background noise was analyzed and the corresponding noise suppression methods were proposed. The experiment results showed that the proposed methods could suppress the optical background noise effectively and improve the sensing performance significantly.

**Keywords:** phase sensitive optical time domain reflectometry, optical background noise, laser frequency drift, polarization-relevance noise

**PACS:** 07.60.-j, 42.81.Wg, 42.25.Kb

**DOI:** [10.7498/aps.66.070707](https://doi.org/10.7498/aps.66.070707)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation (Grant Nos. 61627816, 61540017, 61405090, 61307096), and the Project of Beijing Financial, China.

† Corresponding author. E-mail: [zyixin@nju.edu.cn](mailto:zyixin@nju.edu.cn)

光纤法布里-珀罗干涉温度压力传感技术研究进展

李自亮 廖常锐 刘申 王义平

Research progress of in-fiber Fabry-Perot interferometric temperature and pressure sensors

Li Zi-Liang Liao Chang-Rui Liu Shen Wang Yi-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 070708 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.070708

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070708>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

啁啾相移光纤光栅分布式应变与应变点精确定位传感研究

Phase shift chirped fiber Bragg grating based distributed strain and position sensing

物理学报.2017, 66(7): 070702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070702>

基于光纤微结构加工和敏感材料物理融合的光纤传感技术

Optical fiber sensing technologies based on femtosecond laser micromachining and sensitive films

物理学报.2017, 66(7): 070703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.070703>

单模光纤中用声波导布里渊散射同时测量温度和应变

Simultaneous measurement on strain and temperature via guided acoustic-wave Brillouin scattering in single mode fibers

物理学报.2016, 65(24): 240702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.240702>

基于椭圆腔共振的石英增强光声光谱理论研究

Theoretical research on quartz enhanced photoacoustic spectroscopy base on the resonance in an elliptical cavity

物理学报.2016, 65(19): 190701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.190701>

一种采用双换能器和摆式结构的宽频振动能量采集器

A broadband vibration energy harvester using double transducers and pendulum-type structures

物理学报.2016, 65(13): 130701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.130701>

专题: 光纤传感

## 光纤法布里-珀罗干涉温度压力传感技术研究进展\*

李自亮 廖常锐 刘申 王义平†

(深圳大学光电工程学院, 光电子器件与系统教育部重点实验室, 深圳 518060)

(2017年1月19日收到; 2017年2月24日收到修改稿)

光纤法布里-珀罗干涉温度和压力传感器具有灵敏度高、制作简单、成本低、体积小和抗电磁干扰能力强等优点, 已被广泛应用于军事和民用领域. 在某些环境恶劣, 如具有强电磁干扰和腐蚀性, 或提供给传感器的安装空间非常有限的特殊工业领域, 微型光纤温度和压力传感器发挥着重要的作用, 国内外诸多高校、科研院所都在对其进行研究. 本文综述了光纤法布里-珀罗干涉仪的基本原理、制备技术、及其压力和温度传感应用的研究进展. 详细介绍了湿法化学腐蚀制备法、电弧放电制备法、飞秒激光制备法、聚合物辅助制备法等常见光纤法布里-珀罗腔传感器的制作工艺, 分析了不同制作工艺的优缺点; 详细介绍了光纤法布里-珀罗干涉仪在温度传感、压力传感和温压一体传感领域的应用; 最后对光纤法布里-珀罗干涉温度压力传感器的发展进行了总结和展望.

**关键词:** 光纤传感器, 法布里-珀罗干涉仪, 温度传感器, 压力传感器

**PACS:** 07.07.Df, 87.85.fk, 88.10.gk, 42.81.Pa

**DOI:** 10.7498/aps.66.070708

## 1 引言

光纤传感技术的发展始于20世纪70年代, 是光电技术发展最活跃的分支之一<sup>[1-3]</sup>. 近十余年, 随着半导体光电技术、光纤通信技术以及计算机技术等相关技术的进步, 光纤传感技术迅速发展. 光纤传感器具备独特的优势, 比如抗电磁场干扰、绝缘性高、灵敏度好等诸多优点. 典型的传感器件包括光纤陀螺仪、光纤水听器、光纤电流传感器、光纤压力传感器及光纤温度传感器, 适于在医疗、航空航天、桥梁建筑、高温油井和国防等领域应用<sup>[4-7]</sup>. 比如, 在医学领域, 利用光纤压力传感器在手术过程中对动脉和静脉的血压、颅内压、心内压等的实时监测.<sup>[4]</sup> 其中光纤压力传感器已经产品化, 比如美国强生Codman有创颅内压监测仪以及加拿大FISO光纤压力传感器公司等<sup>[8,9]</sup>.

自从1988年Lee和Taylor<sup>[10]</sup>首次成功制备了本征型法布里-珀罗干涉 (intrinsic Fabry-Perot interferometric, IFPI) 光纤传感器和1991年Murphy等<sup>[11]</sup>首次成功制备了非本征型法布里-珀罗干涉 (extrinsic Fabry-Perot interferometric, EFPI) 光纤传感器以来, 光纤法布里-珀罗型传感器逐渐成为光纤传感器家族中的重要成员. 目前, 常见的F-P腔光纤温度和压力传感器的制备方法包括: 湿法化学腐蚀制备法<sup>[12-15]</sup>、电弧放电制备法<sup>[16-18]</sup>, 飞秒激光制备法<sup>[19-21]</sup>、聚合物辅助制备法<sup>[22-24]</sup>等. 2005年, Donlagic和Cibula<sup>[12]</sup>提出了基于膜片设计的全光纤法布里-珀罗(F-P)腔压力传感器结构, 利用氢氟酸腐蚀膜片, 使膜片尽可能薄, 并通过压力容器装置进行实时监测, 以便得到设计的灵敏度. 2011年, Ma等<sup>[16]</sup>利用电弧放电的方式在光纤端面制作出微米厚度的空气腔制作完成的压力传感器的压力灵敏度高达约315 mp/MPa, 具有较

\* 国家自然科学基金(批准号: 61635007, 61425007, 61377090, 61575128)、广东省自然科学基金(批准号: 2014A030308007, 2014B050504010, 2015B010105007, 2015A030313541)、深圳市科技创新委员会项目(批准号: GJHZ2015031309375575, JCYJ20160520163134575, JCYJ20160427104925452)和珠江学者项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ypwang@szu.edu.cn

好的高温 (600 °C) 稳定性. 2007 年, Wei 等 [20] 利用飞秒激光制备了微型法布里-珀罗干涉仪 (micro Fabry Perot interferometer, MFPI), 其测试温度高达 1100 °C. 此外, Hill 等 [22] 利用 SU-8 复合材料研制的压力传感器在微电子机械系统 (micro electro mechanical systems, MEMS) 中得到了广泛应用.

本文综述了光纤法布里-珀罗干涉仪的基本原理、制备技术及其压力和温度传感应用的研究进展; 详细介绍了湿法化学腐蚀制备法、电弧放电制备法、飞秒激光制备法、聚合物辅助制备法等常见光纤法布里-珀罗腔传感器的制作工艺, 分析了不同制作工艺的优缺点; 详细介绍了光纤法布里-珀罗干涉仪在温度传感、压力传感和温压一体传感领域的应用; 最后对光纤法布里-珀罗干涉温度压力传感器的发展进行了总结和展望.

## 2 光纤 F-P 干涉原理

光纤 F-P 干涉传感器是基于多光束干涉而成的传感机理. 随着 18 世纪末多光束干涉仪的发明而发展, 从一开始研究体积较大的 F-P 干涉仪, 到 20 世纪 80 年代左右出现了体积较小的 F-P 干涉仪, 从此 F-P 干涉仪被逐步地应用于各种传感领域, 也出现了各种结构的 F-P 腔传感器 [25].

一束光以一定角度入射至一对平行板中, 会发生多次反射和折射, 这些相同频率的光会发生干涉, 形成多光束干涉. 干涉过程如图 1 所示, 光从折射率为  $n_0$  的物质中, 以角度为  $\theta_1$  的入射角进入距离为  $d$ 、中间物质折射率为  $n$  的平行板中, 光在板内的折射角为  $\theta_2$ , 在板内经过多次反射和折射, 其中任意两束光程差相同的同频光会发生干涉 [26]. 相邻两束光的光程差为

$$\Delta = 2nd \cos \theta_2, \quad (1)$$

对应的相位差为

$$\delta = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} = \frac{4\pi}{\lambda} nd \cos \theta_2. \quad (2)$$

在理想情况下, 平行板对光无吸收, 即透射光  $T$  和反射光  $R$  满足

$$R + T = 1. \quad (3)$$

这时, 反射光强为

$$I_r = \frac{F \sin^2(\delta/2)}{1 + F \sin^2(\delta/2)} I_i; \quad (4)$$

同理, 透射光强为

$$I_t = E_t E_t^* = \frac{1}{1 + F \sin^2(\delta/2)}; \quad (5)$$

且反射光强、透射光强满足

$$I_r + I_t = 1. \quad (6)$$

(4) 式和 (5) 式就是干涉强度分布公式, 即艾里公式.

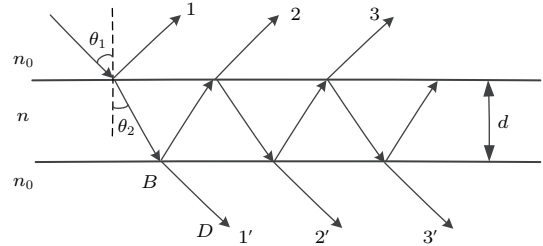


图 1 多光束干涉原理图

Fig. 1. Multi-beam interference principle.

### 2.1 光纤 F-P 压力传感器干涉原理

一种典型的光纤 F-P 腔压力传感器的基本结构如图 2 所示, 将两根光纤的端面作为反射面, 使两光纤端面严格平行、同轴, 与中空光纤形成一个腔长为  $l$  的密封光纤 F-P 腔. 当传感探头受到外界均匀分布的压力时, 其腔体轴向变形表达式为

$$\Delta l = \frac{\Delta P l r_o^2}{E (r_o^2 - r_i^2)} (1 - 2\mu), \quad (7)$$

式中:  $\Delta P$  为腔体内外压强差;  $l$  是腔体长度;  $r_i, r_o$  分别为腔体内外半径;  $E$  为腔体材料的杨氏模量;  $\mu$  为泊松比. 当腔体长度  $l$  一定时, 其变形量与所受的压强成正比, 而腔体长度的变化影响到光纤内入射光与反射光的光程差, 利用光电探测器等即可实现对光信号的解调, 最终实现对压力的传感.

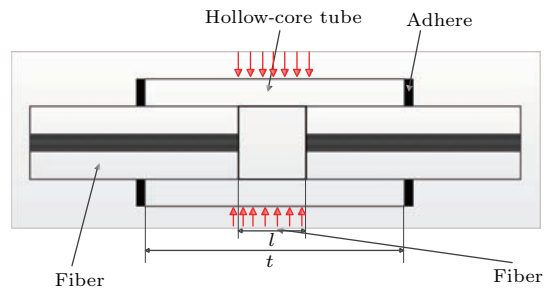


图 2 光纤 F-P 腔压力传感器结构示意图

Fig. 2. Schematic diagram of fiber F-P cavity pressure sensor.

另一种光纤 F-P 腔压力传感器的基本结构如图 3 所示, 由于二氧化硅/空气界面的反射率低



(< 3.5%), 高阶 F-P 干涉可以忽略不计<sup>[17]</sup>. 则输出的光强度可以表示为

$$\begin{aligned}
 I &= |E|^2 \\
 &= \left| E_1 - E_2 \exp\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_{\text{air}} d\right) \right. \\
 &\quad \left. + E_3 \exp\left[\frac{4\pi}{\lambda} (n_{\text{silica}} t + n_{\text{air}} d)\right] \right|^2 \\
 &= E_1^2 + E_2^2 + E_3^2 - 2E_1 E_2 \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_{\text{air}} d\right) \\
 &\quad - 2E_2 E_3 \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_{\text{silica}} d\right) \\
 &\quad + 2E_1 E_3 \cos\left[\frac{4\pi}{\lambda} (n_{\text{silica}} t + n_{\text{air}} d)\right]^2 \\
 &\approx E_1^2 + E_2^2 + E_3^2 \\
 &\quad - 2(E_1 E_2 - E_1 E_3) \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_{\text{air}} d\right) \\
 &\quad - 2E_2 E_3 \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} n_{\text{silica}} t\right) \quad (\text{if } t \rightarrow 0), \quad (8)
 \end{aligned}$$

式中,  $E_1$ ,  $E_2$ , 和  $E_3$  是三束反射波的振幅;  $d$  表示腔长;  $t$  是薄膜厚度;  $\lambda$  是光波长;  $n_{\text{air}}$  和  $n_{\text{silica}}$  分别是空气和  $\text{SiO}_2$  的折射率.

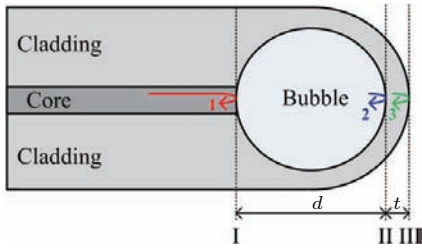


图3 光纤 FPI 空气腔示意图<sup>[17]</sup>

Fig. 3. Schematic diagram of the fiber-tip FPI<sup>[17]</sup>.

## 2.2 光纤 F-P 温度传感器干涉原理

燕山大学毕卫红教授所设计的 F-P 光纤温度传感器的基本结构如图 4 所示<sup>[27]</sup>. 光纤温度传感是依据把被测的温度转换为光纤 F-P 干涉长度  $L$  的变化来测量分析的原理进行设计的. 根据应力应变与温度的关系, 对于直角笛卡尔坐标  $(x, y, z)$  由被测物体的温度变化引起的应变分量为<sup>[28]</sup>

$$X_{xx} = X_{yy} = X_{zz} = kT, \quad (9)$$

$$X_{xy} = X_{yz} = X_{zx} = 0, \quad (10)$$

式中,  $k$  为物体的热膨胀系数;  $X_{ij}$  ( $i, j = x, y, z$ ) 表示被测物体在  $i, j$  方向上的应变分量. 若只考虑光

纤温度传感器的轴向应变  $X_{zz} = \Delta L/L$ <sup>[29]</sup>, 则有

$$\Delta L/L = kL. \quad (11)$$

将两根端面镀膜的多模光纤插入到空芯光纤中, 形成 F-P 干涉腔. 其中入射光纤用胶固定, 调节反射光纤直到有合适的腔长值后, 用胶固定. 从入射光纤进入的光经过端面 M2 后一部分透射, 一部分反射形成第 1 束反射光; 透射光经 F-P 腔射到反射光纤的端面 M2 上, 被 M1 反射. 光再经 M2 返回到入射光纤, 与第 1 束反射光形成干涉光. 由于 F-P 干涉仪的腔长与温度载荷有一定关系, 当温度发生变化时, 使 F-P 腔长发生改变, 从而改变输出光的强度, 利用光电探测器即可实现对光信号的解调, 从而实现对温度的传感.

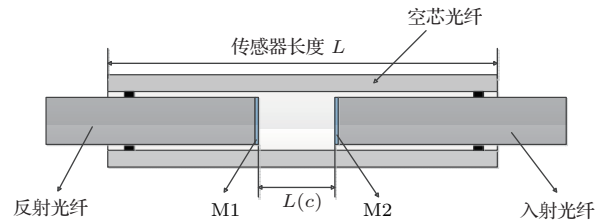


图4 光纤 F-P 温度传感器

Fig. 4. F-P fiber temperature sensor.

## 3 光纤 F-P 腔传感器制备技术

国内外诸多科研机构对光纤 F-P 腔温度和压力传感器进行了广泛的研究, 形成了多种多样的制备方法. 基于制备方法、传感器材料的不同, 也已经研制出多种类型的光纤 F-P 腔温度和压力传感器. 不同的制备方法各有优势, 且通过不同制备方法得到的光纤 F-P 腔传感器的光学特性也各不相同, 以下对常见的光纤 F-P 腔传感器的制备方法进行简单描述.

### 3.1 湿法化学腐蚀制备法

湿法化学腐蚀是出现较早也是较常见的光纤 F-P 腔传感器的制备方法, 它是使用液态腐蚀剂有目的性的移除材料,  $\text{SiO}_2$  的湿法化学腐蚀几乎都用添加或不加氟化氨 ( $\text{NH}_4\text{F}$ ) 的含水氢氟酸来腐蚀<sup>[30,31]</sup>. 湿法化学腐蚀在光纤传感主要是用于光纤 F-P 压力传感器硅膜片的制备. 湿法化学腐蚀工序需要考虑有效的腐蚀剂、腐蚀选择性、腐蚀速率等影响因素.

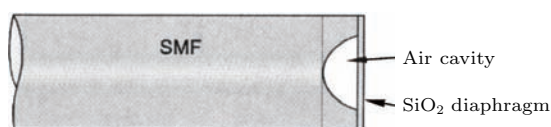


图5 二氧化硅膜片压力传感器 [12]

Fig. 5. Pressure sensor with a SiO<sub>2</sub> diaphragm [12].

2005年, Donlagic和Cibula [12]提出了基于膜片设计的全光纤F-P腔压力传感器, 其结构如图5所示. 它的工作机理是采用对压力敏感的SiO<sub>2</sub>膜片作为光学反射平面, 当膜片随着压力的变化产生位移时, F-P腔腔长也相应地随之发生变化.

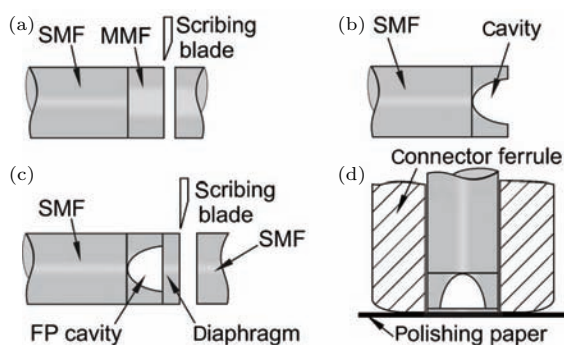


图6 压力传感器制备流程 [12]

Fig. 6. Fabrication procedure for the pressure sensor [12].

这种压力传感器制备流程如图6所示. 将外径相同的单模光纤和多模光纤熔接在一起, 然后切割多模光纤至40 μm, 对多模光纤的另一个端面进行刻蚀, 刻蚀完成后, 与另一单模光纤熔接. 熔接后, 先利用比长仪切割单模光纤, 使其厚度不大于20 μm; 完成传感器主体部分的加工后, 将光纤插

入金属套, 分别用3, 0.5 μm 砂纸对膜片进行研磨, 直至膜片厚度为3—5 μm. 最后再利用氢氟酸腐蚀膜片, 使膜片尽可能薄. 在进行膜片刻蚀时使用如图7所示的压力容器装置进行实时监测, 以便得到设计的灵敏度. 腔内刻蚀控制和打磨SiO<sub>2</sub>膜片的控制是此类传感器制作的难点.

2006年, Zhu等 [13]提出了一种高温压力传感器, 其制备流程如图7所示. 熔接纤芯直径为62.5 μm的渐变折射率光纤(纤芯掺Ge包层不掺杂)和纤芯直径为105 μm的阶跃折射率光纤(纤芯不掺杂包层掺F). 然后切割纤芯直径为105 μm的阶跃折射率光纤, 切割完成后与另一单模光纤熔接, 再切割纤芯直径为62.5 μm的渐变折射率光纤, 然后利用氢氟酸腐蚀, 待渐变折射率光纤的纤芯腐蚀完全后, 与如图8(a)所示步骤制备好的样品熔接, 然后重复图8(b)的步骤.

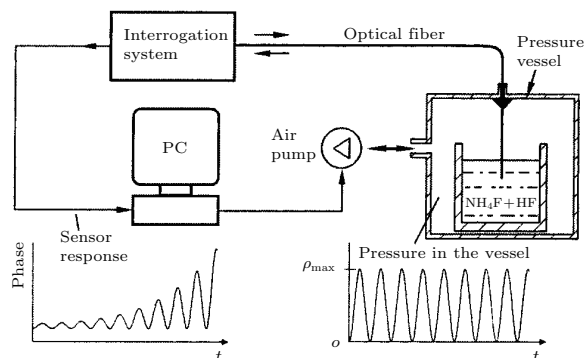


图7 膜片厚度控制系统 [12]

Fig. 7. System for tuning pressure sensors [12].

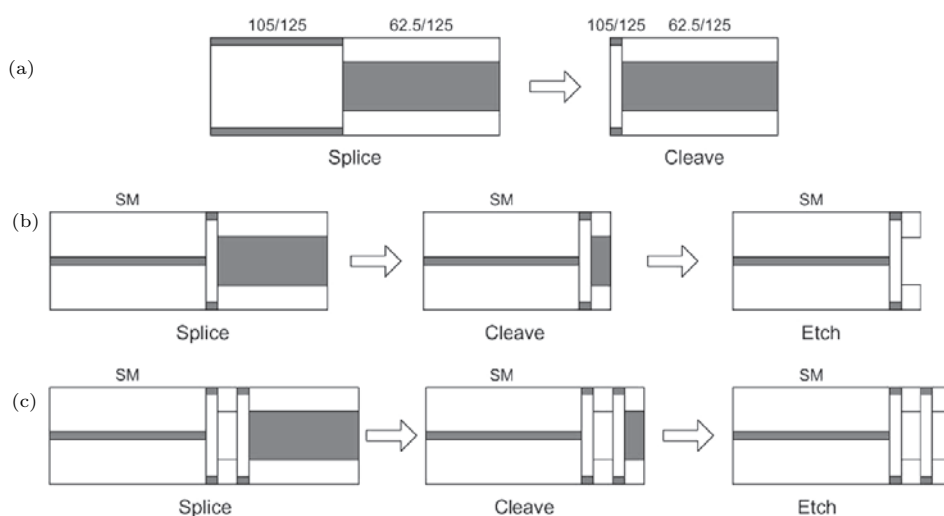


图8 高温压力传感器的制备流程 [13]

Fig. 8. Fabrication procedure for the high temperature pressure sensor [13].

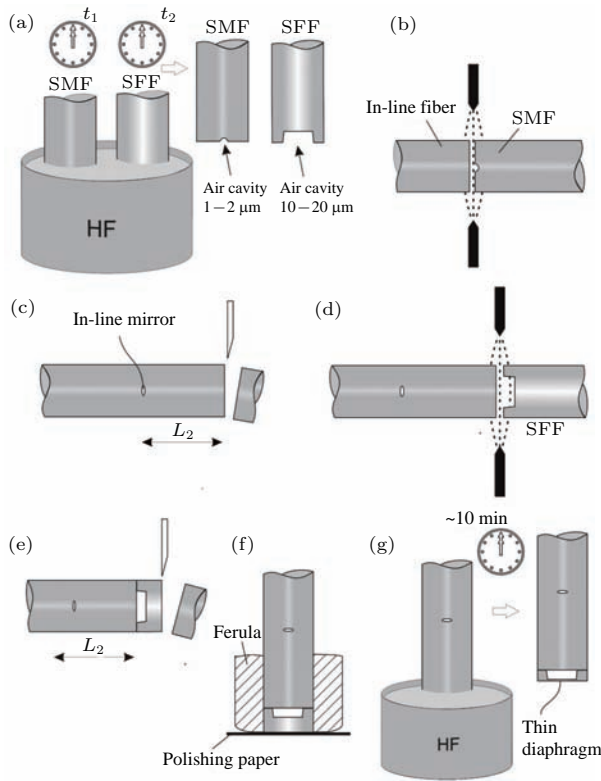


图9 温压一体传感器的制备流程<sup>[14]</sup>  
 Fig. 9. Fabrication procedure for temperature and pressure sensor<sup>[14]</sup>

2012年, Pevec和Donlagic<sup>[14]</sup>提出了一种适用于压力和温度同时测量的F-P干涉仪. 通过制备腔长各不相同的F-P腔来实现对温度和压力的同时测量. 其制备流程如图9所示, 将切平的单模光纤和传感光纤(sensor-forming fiber, SFF)置于氢氟酸溶液中, 腐蚀时间分别为 $t_1$ 和 $t_2$ , 然后将单模光纤腐蚀端与另一单模光纤熔接, 未被腐蚀的一端切平后与SFF的腐蚀端熔接, 再通过精密切割、抛模、HF酸腐蚀形成对压力敏感的SiO<sub>2</sub>膜片.

制备完成的F-P干涉仪如图10所示. 第一个F-P腔位于光纤端面的短空气腔, 该空气腔采用SiO<sub>2</sub>膜片来实现对压力的响应. 第二个F-P腔基于光纤中光的传输对折射率的依赖特性来实现传感器的温度测量功能. 通过分辨两个谐振腔的光谱信号来实现对所施加压力和温度的准确测定.

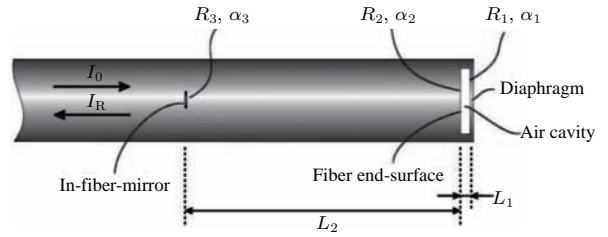


图10 FP干涉仪结构示意图<sup>[14]</sup>  
 Fig. 10. Schematic diagram of F-P interferometer<sup>[14]</sup>.

2015年, Poeggel等<sup>[15]</sup>提出了一种类似上述结构的光纤压力和温度传感器(optical fiber pressure and temperature sensor, OPFTS), 其结构示意图如图11所示. 制备工艺包括: 将光纤布拉格光栅(FBG)用内外径为130 μm和200 μm的玻璃管封装; 封装完成后, 再与直径为200 μm的多模光纤熔接, 精密切割至20 μm左右, 再用0.3 μm砂纸进行研磨, 直至膜片厚度为6—10 μm. 然后再用氢氟酸腐蚀厚度至2 μm. 压力和温度的测量是通过内置的FBG和端面F-P腔来实现的.

通过湿法化学腐蚀来制备F-P腔干涉仪, 是近年来比较常见的制备方法. 该方法无需激光曝光, 无需光纤具有光敏性, 制作成本低, 简单易行. 可直接使用氢氟酸等腐蚀剂有目的地移除材料, 但腐蚀效果难以控制, 要求对腐蚀速率精确的控制.

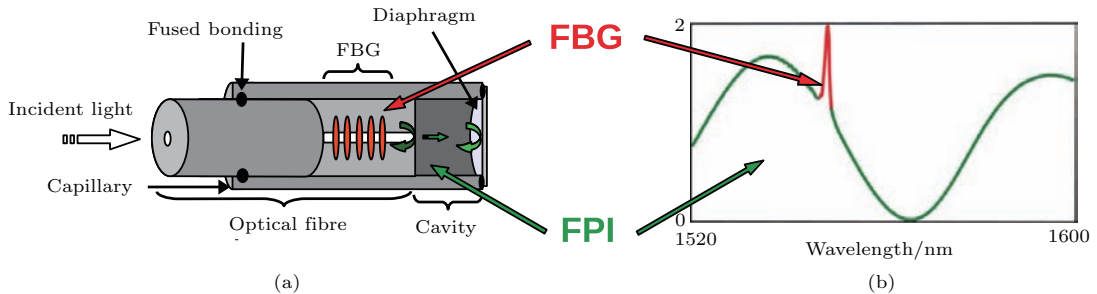


图11 (a)基于内置FBG的OFPTS的结构示意图; (b) OFPTS的光谱图: FBG的波峰与FPI干涉光谱的重叠位置<sup>[15]</sup>

Fig. 11. (a) Schematic diagram of OFPTS based on a SMF with internal FBG; (b) OFPTS spectrum: illustrating the super position of the FBG peak and the broadband FPI spectrum<sup>[15]</sup>.

### 3.2 电弧放电制备法

电弧放电制备光纤 F-P 腔温度或压力传感器是一种实验装置简单、可控性好的制备方法, 并且可自由调节放电电流和放电时间, 通过重复放电来实现对薄膜厚度的控制. 这种方法不足之处是电弧放电区域较大, 放电位置不够精确, 限制了空气腔的制备, 并且电极容易氧化影响放电强度的稳定性 [32].

2011 年, Ma 等 [16] 利用电弧放电的方式在光纤端面制备出微米厚度的空气腔, 气压灵敏度为 315 pm/MPa. 其制备流程如图 12 (a)–(c) 所示, 将内外径为 75  $\mu\text{m}$  和 126  $\mu\text{m}$  的玻璃管与普通单模光纤熔接, 然后切割玻璃管至 50  $\mu\text{m}$  左右; 另一端连接到装有氮气的气压室, 随着玻璃管内部持续增压, 玻璃管壁可以减小到只有几微米的厚度, 但管壁不至于破裂; 最后通过控制电弧放电参数使管线端面形成气泡腔结构. 氮气压力的控制和电弧放电参数的控制是此类传感器制作的难点.

2014 年, Liao 等 [17] 提出了一种亚微米厚度薄膜的新型 F-P 干涉仪. 通过改进优化的放电技术在光纤端面制备亚微米级厚度的全硅薄膜. 这种亚微米厚度薄膜的新型 F-P 干涉仪制备流程如图 13 所示, 将两单模光纤的端面热熔成弧面, 通过调节电弧放电参数来控制弧面尺寸; 在弧面上涂抹液体,

然后设置参数熔接, 由于放电过程中液体汽化使熔接点形成一个空气腔; 设置马达参数对空气腔施加适当轴向应力进行拉伸, 在拉伸过程放电, 使该气泡分成两个; 制备完成后, 重复放电使空气腔的厚度尽可能变薄. 在放电过程中, 通过光谱仪实时监测 FPI 的反射光谱, 从而达到监测该空气腔壁厚度的目的.

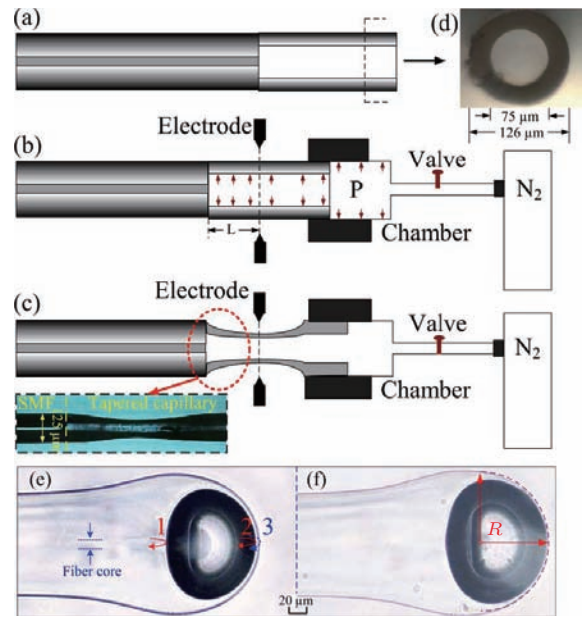


图 12 微腔传感器的制备工艺示意图 [16]

Fig. 12. Schematic diagram of the micro-cavity sensor [16].

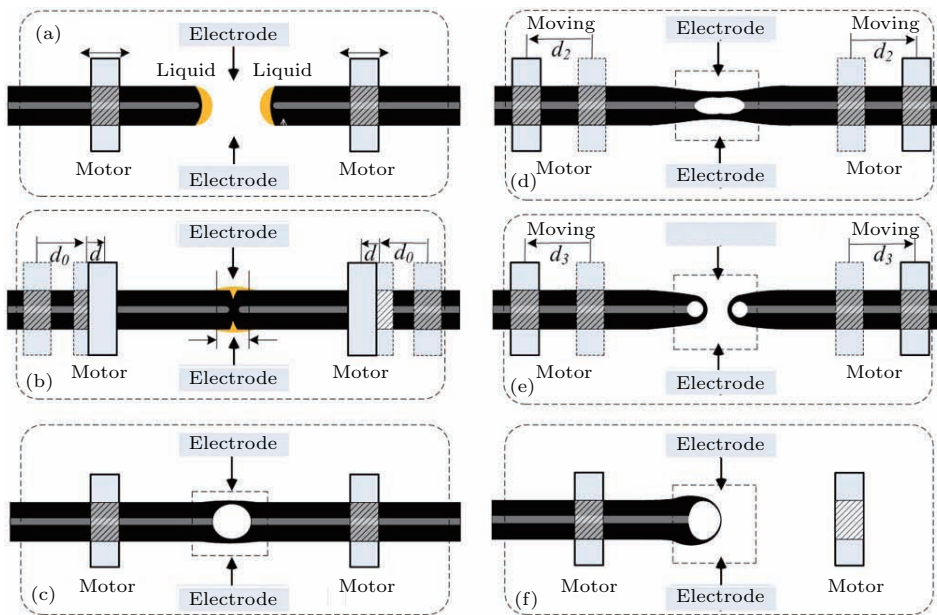


图 13 浸油电弧放电加工过程示意图 [17]

Fig. 13. Schematic diagram of the fabrication process of using electrical arc discharge assisted with oil coating in advance [17].



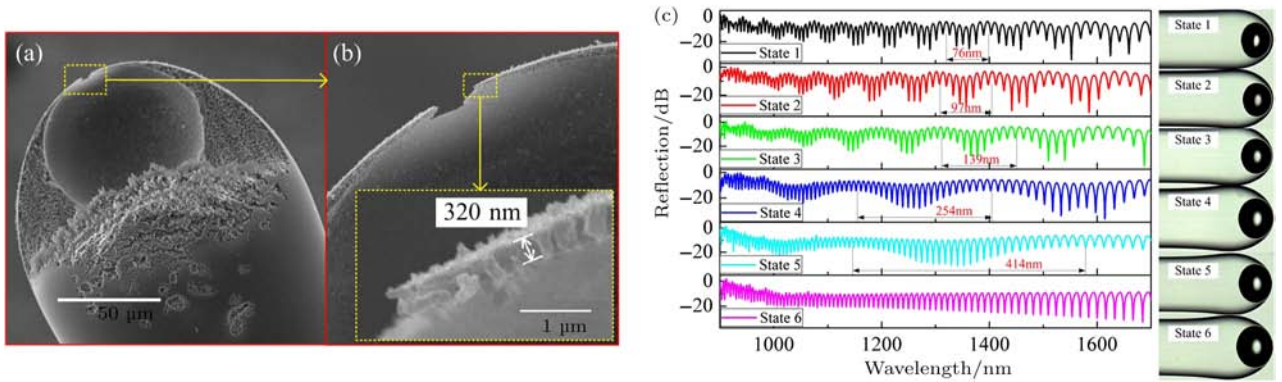


图 14 (a), (b) 空气泡的扫描电镜图像; (c) 不同薄膜厚度下气泡的显微图像和相应的反射光谱图 [17]  
 Fig. 14. (a), (b) SEM image of the air bubble; (c) reflection spectra and optical microscope images of the fiber-tip FPI pressure sensor at different states of the diaphragm thinning process [17].

图 14(a) 是空气腔的扫描电子显微镜 (sanning electron microscope, SEM) 图像, 气泡内表面非常光滑有助于增加薄膜的反射率. 图 14(b) 是其放大图像, 薄膜厚度 320 nm. 图 14(c) 是不同薄膜厚度下的反射光谱图和显微图片.

2015年, Liu等 [18] 提出了一种基于光纤中独特的矩形气泡的应变传感器, 制备工艺如图 15(a)–(f) 所示. 将两单模光纤的端面热熔成弧面, 通过调节热熔参数控制弧面尺寸; 在弧面上涂抹液体, 设置熔接参数进行熔接, 在电弧放电过程中, 由于电弧放电引起的高温和空气热膨胀使得气泡壁熔化, 并且由于预施加的轴向拉伸应力, 从

而在熔接点形成一个矩形的气泡.

制备四个结构参数不同的样品 S1, S2, S3, S4. 如图 16 所示, 其中样品 S1 和 S3 所示的是椭圆形气泡, 腔长分别为 88 μm 和 62 μm; 样品 S2, S4 表示矩形气泡的显微图像, 腔长分别为 85 μm 和 61 μm. 图 16(a) 和图 16(b) 为两组椭圆形气泡腔和矩形腔的显微图像, 图 16(c) 和图 16(d) 为分别对应的气泡样品的反射光谱. 在 1550 nm 处测定相应的自由光谱范围 (free spectral range, FSR) 分别为 13.9, 14.1, 19.36 和 19.94 nm. 通过公式  $FSR = \lambda^2 / (2nL)$  计算出四个样品的空腔长度  $L$  分别为 85.2, 86.4, 62 和 60.2 μm, 与实测值大致符合.

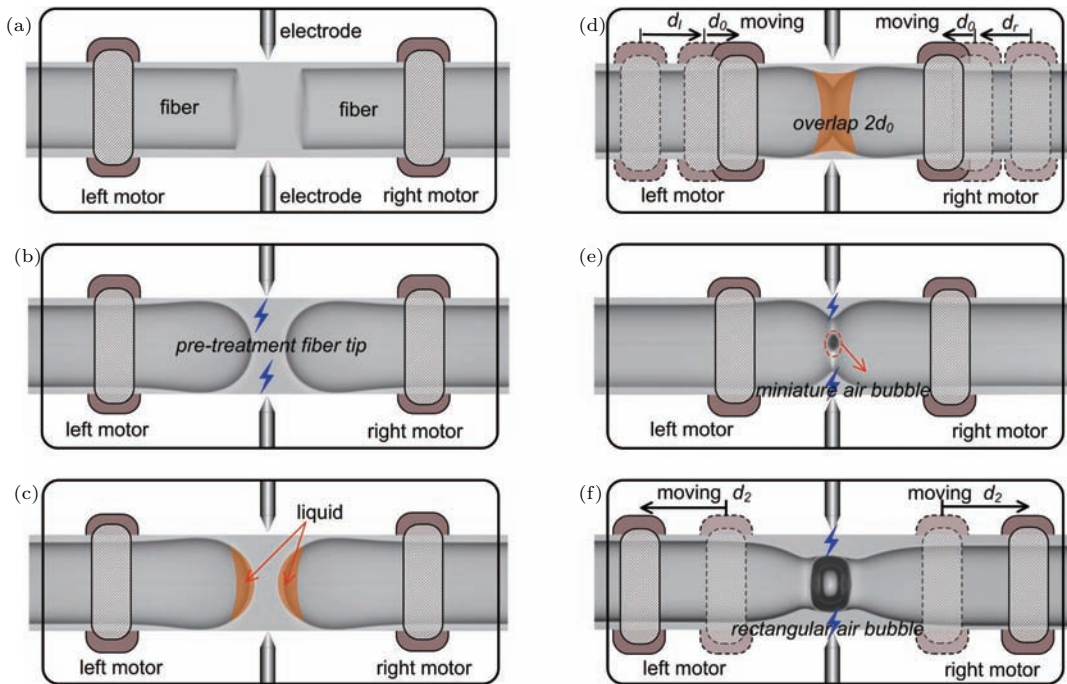


图 15 基于矩形气泡 FPI 的制备流程示意图 [18]

Fig. 15. Schematic diagrams of fabrication process of in-fiber FPI based on an air bubble [18].

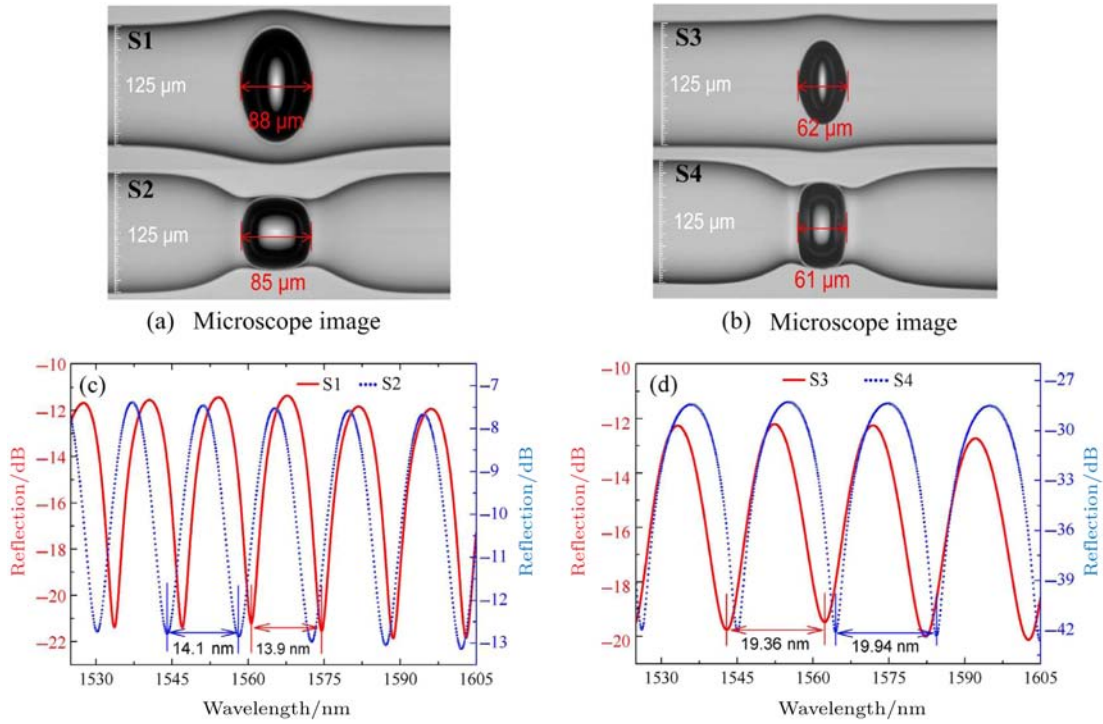


图 16 (a), (b) 四种气泡样品的显微图像; (c), (d) 样品对应的反射光谱 [18].

Fig. 16. (a), (b) Microscope images of four in-fiber air bubble samples; (c), (d) the corresponding reflection spectra of the air cavity-based FPI samples [18].

### 3.3 飞秒激光制备法

激光微加工技术为研究新型光纤传感器等提供了新的技术手段. 利用激光加工的光纤 F-P 干涉传感器典型的结构如图 17 所示. 先利用激光对单模光纤端面刻蚀, 再对刻蚀端面进行覆膜形成 F-P 腔体.

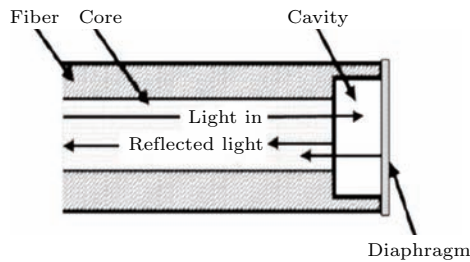


图 17 激光加工微型压力传感器 [33]

Fig. 17. Laser processing miniature pressure sensor [33].

飞秒激光微加工实验装置如图 18 所示, 实验采用脉宽 50 fs、波长 800 nm (基频) 或波长 266 nm (三倍频)、重复频率 1 kHz 的飞秒激光系统, 飞秒激光通过高数值孔径的激光加工物镜聚焦在光纤样品上, 光纤样品通过两个 V 形槽夹具固定在高精度的三维电移平台上 (最小步进 10 nm, 重复定位精度  $\pm 70$  nm), 移动平台按照所设计的光栅周期值移动. 激光脉冲能量通过调节半波片和偏振片

进行控制, 激光曝光时间通过一个电子快门精密控制, 置于加工物镜上方的 CCD 用于加工时的在线观察和影像记录.

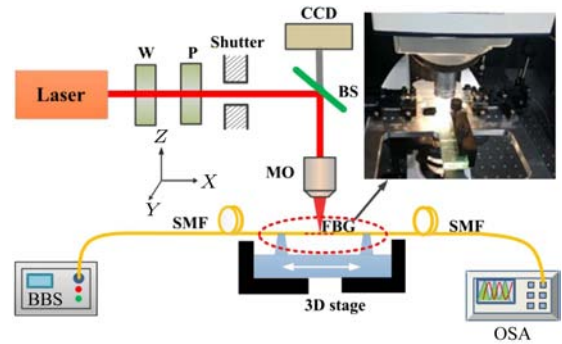


图 18 飞秒激光微加工实验装置示意图 [6].

Fig. 18. Schematic diagram of femtosecond laser micromachining [6].

2007 年, Rao 等 [19] 利用飞秒激光分别在 SMF 和光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF) 制备出 MFPIS, 其结构和相应干涉光谱如图 19 所示. 这种 MFPIS 的制备工艺包括: 首先将 SMF 或者 PCF 固定在位移平台, 然后控制位移平台移动速度为 300  $\mu\text{m/s}$ , 飞秒激光的单次曝光面积是 80  $\mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$ , 重复几次这个过程直到满足设计要求.

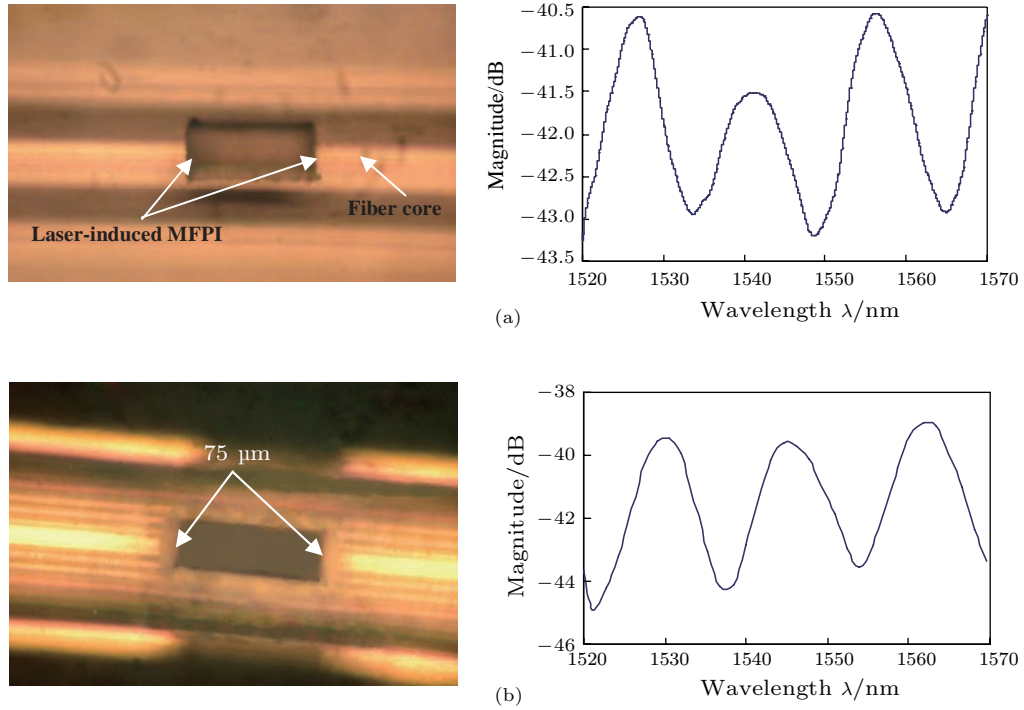


图 19 (a) 腔长为  $80\ \mu\text{m}$  的 SMF-MFPIS 的显微图像及对应的反射光谱图; (b) 腔长为  $75\ \mu\text{m}$  的 PCF-MFPIS 的显微图像及对应的反射光谱图 [19]

Fig. 19. (a) Optical micrograph and reflective spectrum of a MFPI with a  $80\ \mu\text{m}$  cavity length based on the SMF; (b) optical micrograph and reflective spectrum of a MFPI with a  $75\ \mu\text{m}$  cavity length based on the PCF [19].

2008 年, Wei 等 [20] 提出了另一种利用飞秒激光制备 F-P 干涉仪的结构, 如图 20 所示. 制备完成的光纤 FPI 腔长约  $30\ \mu\text{m}$ , 深度约  $72\ \mu\text{m}$ , F-P 腔恰好穿过纤芯. 这种结构的 FPI 损耗小于  $16\ \text{dB}$ , 干涉可见度超过  $14\ \text{dB}$ . 测试温度高达到  $1100\ ^\circ\text{C}$ .

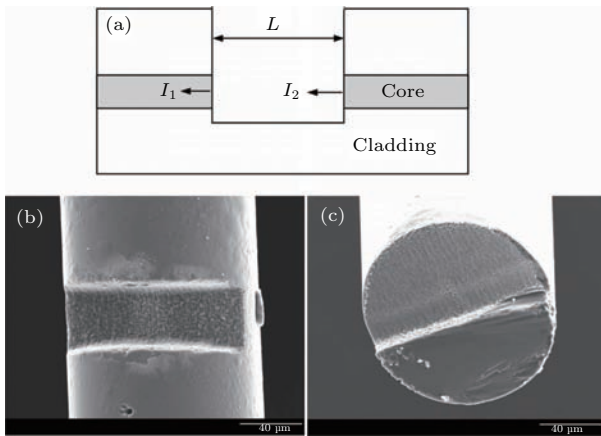


图 20 (a) 结构说明; (b) 前视图; (c) 截面图 [20]

Fig. 20. (a) Structural illustration; (b) top view; (c) cross section [20].

2015 年, Tang 等 [21] 利用飞秒激光在空芯光子带隙光纤 (hollow core photonic band gap fiber, HC-PBF) 侧边开孔, 制备出 F-P 干涉气体压力传

感器, 如图 21 所示. 通过在普通单模光纤之间熔接一段 HC-PBF, 然后利用飞秒激光在 HC-PBF 侧边开孔, 孔穿过 HC-PBF 的纤芯. 通过这种方法制备出腔长分别为  $1300, 415, 60\ \mu\text{m}$  的三个不同的样品. 样品的反射光谱图如图 22 所示, 图 22 (a) 为样品的反射光谱, 图 22 (b) 为腔长与 FSR 的函数关系图.

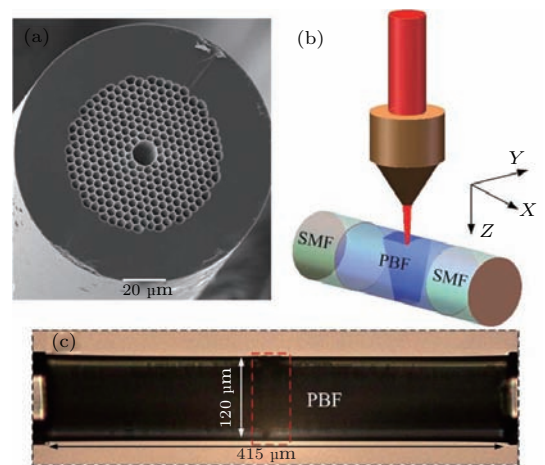


图 21 (a) HC-PBF 的截面图; (b) 飞秒激光加工原理示意图; (c) 侧边开孔 F-P 腔侧视图 [21]

Fig. 21. (a) Cross section of HC-PBF; (b) schematic diagram of FS laser fabrication; (c) side view of the side-opened drilled F-P cavity [21].



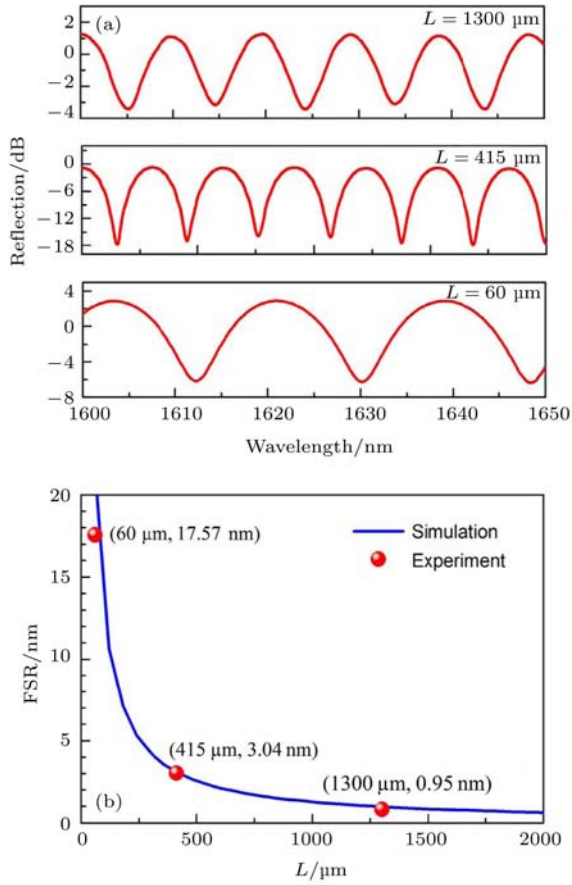


图 22 (a) 测得的反射光谱; (b) 腔长与 FSR 的函数关系图 [21]  
Fig. 22. (a) Measured reflection spectrum; (b) the functional relationship between cavity length and FSR [21].

### 3.4 聚合物辅助制备法

聚合物辅助制备法是利用高分子聚合物形成超薄膜片来制备光纤 F-P 干涉传感器. 由于全石英材料制作的光纤 EFPI 温度敏感性低, 石英膜片的杨氏模量大、膜片加工的最小厚度有限, 不适合微弱声信号的感测. 有机聚合物材料因其杨氏模量小、易加工成超薄膜片, 所以利用聚合物材料制作超薄膜片具有无可比拟的优势 [30]. 常用膜片材料的主要性能如表 1 所列.

2007 年, Hill 等 [22] 研制的 SU-8 复合材料压力传感器在 MEMS 中应用得越来越广泛. SU-8 是一种紫外敏感的负性厚光刻胶, 由于 SU-8 胶光敏性较好, 同时吸收系数也较小, 对几百微米厚的 SU-8 进行紫外光刻, 在短时间内即可达到曝光剂量的要求 [35]. 利用 SU-8 复合材料制备的光纤 F-P 压力传感器的模型及结构如图 23 所示, 传感器由 SU-8 胶帽和单模光纤组成. F-P 腔的直径 100 μm, 腔长 50 μm, 薄膜厚度 2 μm.

表 1 常用膜片材料的主要参数 [34]

Table 1. Main parameters of common diaphragm materials [34].

材料名称		材料的性能		
中文名称	英文缩写	杨氏模量/Pa	泊松比	密度/kg·m <sup>-3</sup>
铝	Al	6.89×10 <sup>10</sup>	0.33	2.7×10 <sup>3</sup>
铜	Cu	11×10 <sup>10</sup>	0.343	8.9×10 <sup>3</sup>
聚醚酰亚胺	PEI	5.7×10 <sup>9</sup>	0.36	1.27×10 <sup>3</sup>
聚醚醚酮	PEEK	6.9×10 <sup>9</sup>	0.33	1.3×10 <sup>3</sup>
聚碳酸酯	PC	5.7×10 <sup>9</sup>	0.33	1.2×10 <sup>3</sup>
聚对苯二甲酸	PET	4×10 <sup>9</sup>	0.33	1.34×10 <sup>3</sup>
乙二醇酯				

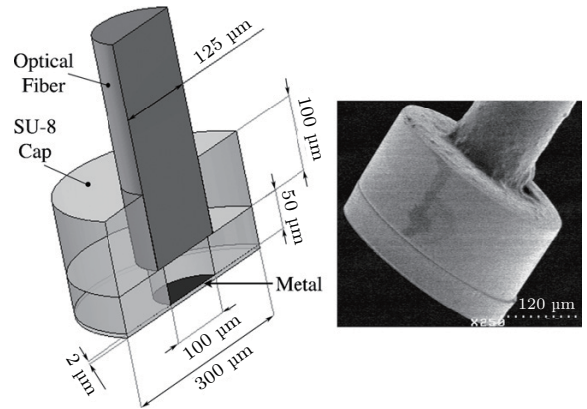


图 23 传 (左) 传感器的三维横截面示意图; (右) 传感器的扫描电镜图像 [22]  
Fig. 23. (Left) The 3 D cross-section schematic of sensor; (right) SEM image of sensor [22].

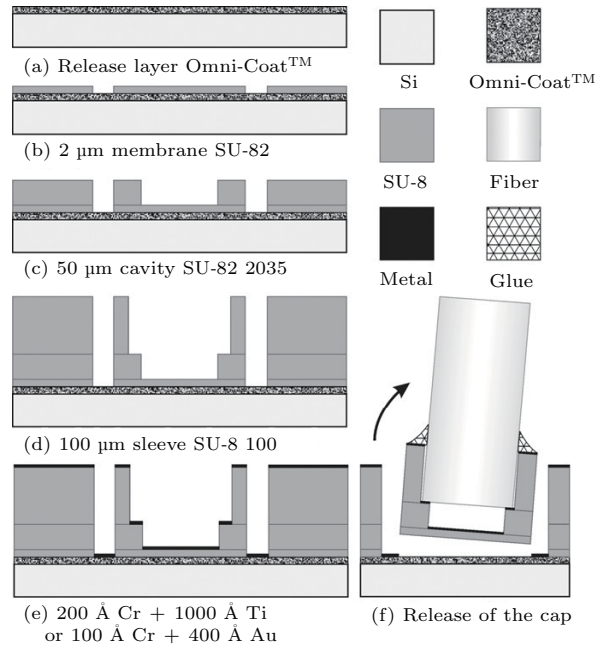


图 24 SU-8 材料微型压力传感器制作流程 [22]

Fig. 24. Fabrication and assembly process for the sensor [22].



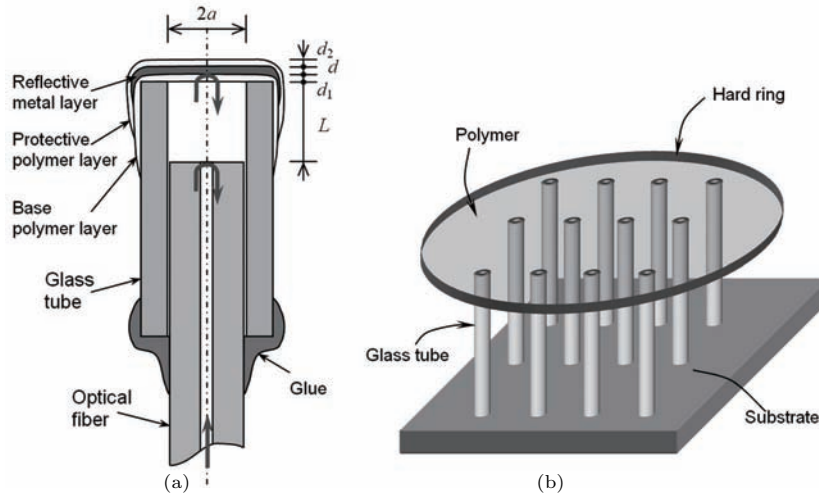


图 25 (a) 基于聚合物金属复合膜片压力传感器的结构图; (b) 传感器制备原理示意图 [23]

Fig. 25. (a) Structure of the miniature fiber optic pressure sensor element that makes use of a polymer-metal composite diaphragm as a pressure transducer; (b) schematic of sensor fabrication [23].

SU-8 复合材料压力传感器制备流程如图 24(a)–(f) 所示。首先, 硅晶片上依次制作基底膜和 2 μm 厚的 SU-8 层作为横振膜; 然后在此基础上, 制作孔径 100 μm, 厚 50 μm 的环状 SU-8 材料腔以及孔径 125 μm, 厚 100 μm 的 SU-8 套管; 为控制端面反射率, 在上述结构件的表层进行金属镀膜, 再将光纤插入, 光纤端面与 SU-8 金属镀层之间就形成了 F-P 腔体; 拔出光纤, 用氰基丙烯酸盐黏合剂在大气压力下黏结, 形成最终的传感器结构。镀膜厚度的控制及传感器顶端加工的控制是此类传感器制作的难点。

2008 年, Nesson 等 [23] 提出了基于多层高分子-金属复合膜片压力传感器, 多层高分子金属复合膜片包括 150 nm 厚的聚酰亚胺层、1 μm 厚的金属反射层; 另外, 150 nm 厚的聚酰亚胺层作为保护层和隔离层。这种多层高分子-金属膜片压力传感器结构及其制备原理如图 25 所示。

制备工艺包括: 将聚酰亚胺滴在一个直径为 100 mm 的培养皿中(培养皿中装有水), 聚酰亚胺漂浮在水面上并扩散形成薄层, 聚酰亚胺的体积控制在 1 mm<sup>3</sup>, 通过观察聚合物层的着色和控制铺展时间, 可以控制聚酰亚胺层在水面均匀地铺展。然后使用紫外(UV)光预固化聚合物层, 使其有足够的强度, 然后将其覆盖于玻璃管端部。最后再用紫外光固化, 使聚合物层固定在玻璃管端面。接着利用直流磁控镀膜机, 在聚合物层镀上镍/钛金属反射层。然后重复上述操作, 在金属反射层的基础上再镀一层聚合物层作为保护层。最后, 将光纤插入

玻璃管中形成传感器件, 光纤端面距离聚合物-金属薄膜 15 μm, 用环氧树脂固定接口处。镀膜厚度的控制是此类传感器的制备难点。

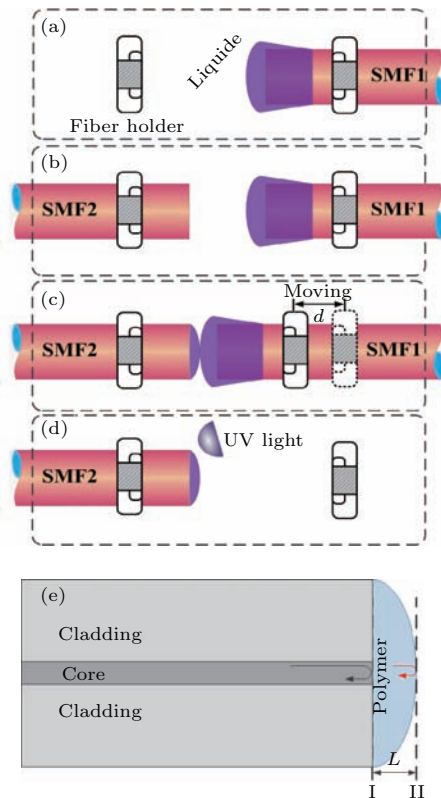


图 26 (a), (b), (c), (d) 基于聚合物液滴 FPI 的制备流程图; (e) 光纤端面 FPI 传感器示意图 [24]

Fig. 26. (a), (b), (c), (d) Schematic diagram of the fabrication process of the FPI sensor based on pendant polymer droplet; (e) schematic diagram of the fiber-tip FPI sensor [24].

2015年, Sun等<sup>[24]</sup>制备出基于聚合物液滴的F-P干涉仪, 其制备工艺如图26(a)—(d)所示. 控制马达使浸泡过紫外固化液的单模光纤SMF1缓慢移动, 逐渐靠近SMF2的端面, 使SMF2接触到紫外固化液, 然后将SMF2取出. 用强度270 mW/cm<sup>2</sup>的紫外光在室温下照射30 min, 得到折射率1.524固体聚合物. 制备完成的基于聚合物液滴的F-P干涉仪如图26(e)所示,  $L$ 表示FPI的腔长.

图27所示为不同腔长对应的反射光谱及FSR与腔长的函数关系.

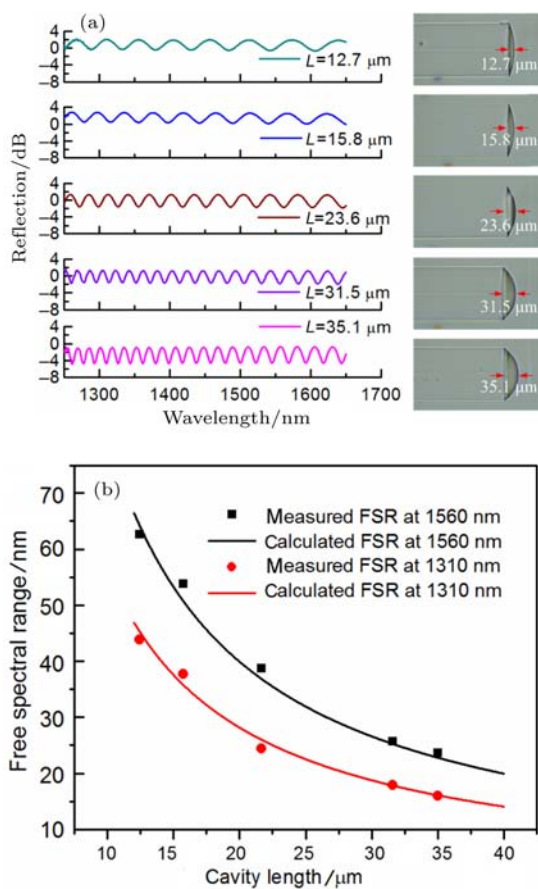


图27 (a) 室温下不同腔长相应的反射光谱和显微图像; (b) FSR与腔长的函数关系图<sup>[24]</sup>

Fig. 27. (a) Reflection spectra and optical microscope images of FPIs with different cavity lengths in air at room temperature; (b) the functional relationship between FSR and cavity length<sup>[24]</sup>.

## 4 光纤F-P干涉仪传感应用

### 4.1 温度传感器

2008年, Wei等<sup>[20]</sup>提出了利用飞秒激光制备微型F-P传感器. 腔长随温度的变化函数如图28

所示, 腔长随着温度近似呈线性增加. 该光纤F-P干涉仪测试温度高达1100 °C, 但是当温度增加到1100 °C时, 干涉条纹可见度减小2 dB. 这种特殊的F-P干涉仪对温度的敏感性0.074 pm/°C.

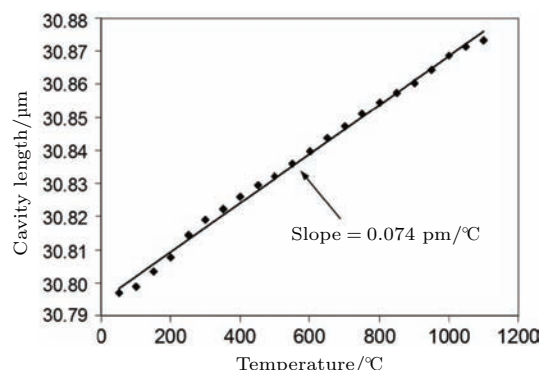


图28 传感器对温度变化的响应<sup>[20]</sup>

Fig. 28. Fiber inline F-P device in response to temperature change<sup>[20]</sup>.

2015年, Yang等<sup>[36]</sup>研制的基于一个充满汞的石英管光纤F-P干涉温度传感器, 传感器的F-P腔是由水银柱和单模光纤端面之间的空气腔形成, 腔长随温度的变化情况如图29所示. 这种传感器表现出-41.9 nm/°C的一种超高的温度灵敏度.

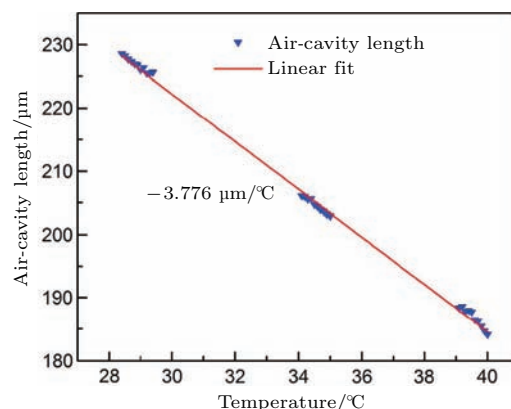


图29 空气腔腔长关于温度的函数<sup>[36]</sup>

Fig. 29. A function between air-cavity length and the temperature<sup>[36]</sup>.

此外, 用于温度传感的F-P干涉仪已经有了很多改进, 例如, 它可以与迈克耳孙干涉仪相结合, 制作一个混合式的温度传感器<sup>[37]</sup>. 2010年, Kou等<sup>[38]</sup>提出的全玻璃F-P模态干涉仪(Fabry-Perot modal interferometer, FPMI)的温度灵敏度大约在20 pm/°C. 2010年, Zhu等<sup>[39]</sup>利用薄芯光纤制作的高温F-P传感器的灵敏度约为18.3 pm/°C, 测试温度高达850 °C. 2010年, 柯涛等<sup>[40]</sup>研制一种全光纤微型F-P高温传感器, 测温上限为1200 °C,

干涉长度为3.46 mm, 灵敏度为103 nm/°C. 2012年, Rong等[41]提出了一种微型光纤F-P干涉仪在高于80 °C 温度下具有高达173.5 pm/°C<sup>-1</sup>的灵敏度并且可以提供恒定的温度读数. 2013年, Jia和Wang[42]提出了一种基于压电陶瓷反馈控制腔长的全二氧化硅光纤F-P传感器可同时用于加速度和温度的传感. 也有一些基于F-P干涉仪型温度传感器的专利[43,44].

## 4.2 压力传感器

2005年, Donlagic和Cibula[12]提出的基于SiO<sub>2</sub>膜片的全光纤F-P压力传感器结构, 该压力传感器对三种不同压力范围的响应如图30所示, 可实现0—1 MPa的压力范围测量. 在1550 nm处达到最大灵敏度为1.1 rad/40 kPa、分辨率为300 Pa.

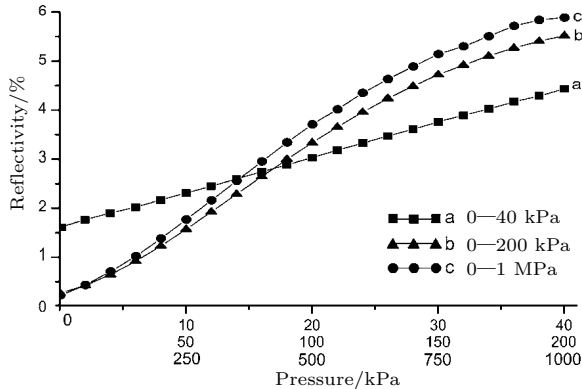


图30 传感器对三种不同压力范围的响应[12]

Fig. 30. Responses of pressure sensors for three different pressure ranges[12].

2014年, Liao等[17]提出的亚微米级厚度薄膜的新型F-P干涉仪, 三个样品的压力性能进行比较如图31所示. 样品S1, S2, S3的薄膜厚度分别为约6.7, 1.8和0.5 μm, 通过计算压力灵敏度分别约为137 pm/MPa, 599 pm/MPa和1036 pm/MPa.

早在1997年, Kim等[45]提出了一种基于Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub>/Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>薄膜的光纤F-P压力传感器, 具有0.11 rad/kPa的压力灵敏度. 2003年, Zetterlind等[46]提出了一种光纤F-P应力传感器, 在不同应力环境下的应力灵敏度为1526 nm/RIU. 2007年, Aref等[47]提出了一种EFPI压力传感器, 敏感性为2.75 × 10<sup>-8</sup> kPa<sup>-1</sup>. 2013年, Wang等[48]提出了一种超高F-P压力传感器, 压力敏感性超过1000 nm/kPa. 此外, 在文献[10, 45, 49—54]中也

有学者研制出其他类型的光纤F-P压力传感器. 同时, 也有一些基于FPI型压力传感器的专利[55—58].

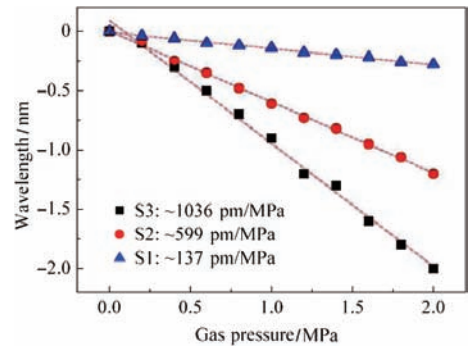


图31 三个样品在1550 nm处波长随气压的漂移[17]

Fig. 31. Wavelength shift of the interference dip at 1550 nm for the three sensor samples with the gas pressure applied[17].

大多数光纤F-P腔压力传感器仍处于实验室研制阶段, 不能投入批量生产和工程化应用. 但是在实验室研究的基础上, 也有一些国内外研究机构和公司研究开发了一些用于实际应用的光纤F-P腔压力传感器. 2007年, 大连理工大学物理系和中国石油辽河油田分公司钻采工艺研究院设计研制了基于光纤EFPI腔的波长解调型光纤压力传感系统. 该系统采用激光熔接制备的光纤F-P传感头, 在压强0—30 MPa范围内, 系统压力测量分辨率达到0.003 MPa[59]. 2010年, 由山东省科学院激光研究室承担的“光纤高温高压井测试技术”课题通过科技部验收. 该课题组根据高温高压油井的特殊应用环境, 深入开展了耐高温光纤传感技术研究, 在国内首次自主研制出了可在温度220 °C和压力100 MPa下长期使用的固定式高精度光纤压力传感器, 除了油井检测应用之外, 这一光纤温度压力传感器在电力、化工、矿山等许多领域都将有广阔的应用前景[60]. 此外, 加拿大FISO公司在医疗应用中引入光纤传感技术, 凭借其光纤压力传感器系列, 已达到世界领先的光纤压力传感器OEM供应商地位[61]. 该公司研制的小型光纤压力传感器在颅内压、动脉血压、膀胱/尿道压力、椎间盘内压、内髓内压等医疗领域有广泛应用.

## 4.3 温压一体传感器

随着光纤F-P腔温压传感器制备技术的成熟, 功能齐全、制作简单的温压一体化光纤传感器被越来越多的科研人员关注. 2016年, Xu等[62]提



出了一种光纤F-P干涉仪用于气体压力和温度的测量. 室温下(25 °C)该传感器在1520—1535 nm波长范围内不同气压下的反射光谱如图32(a)所示. 在图32(b)中, 气压从0到1.12 MPa变化, 谐振峰向长波方向漂移. 通过线性拟合, 得到两个谐振峰的气压灵敏度分别为2126 pm/MPa和1711 pm/MPa. 不同环境温度下器件的反射光谱如图33(a)所示. 温度从20.0 °C到36.0 °C变化时, 谐振峰波长的漂移情况如图33(b)所示. 通过线性拟合, 得到两个谐振峰的温度灵敏度分别为

7.1 pm/°C和5.6 pm/°C.

此外, 2011年, Wu等[63]提出了一种基于PCF的光纤F-P传感器, 分别研究了在25—700 °C和0—40 MPa的温压特性, 得到其温度灵敏度为13 pm/°C, 压力灵敏度为-5.8 pm/MPa. 同时, 也有学者研究了温压一体传感器在生物医学领域的应用, 2015年, Sven等[15]提出一种用于人体尿动力学检测的温压一体传感器, 分辨率优于0.1 cmH<sub>2</sub>O (~ 10 Pa), 稳定性优于1 cmH<sub>2</sub>O/h.

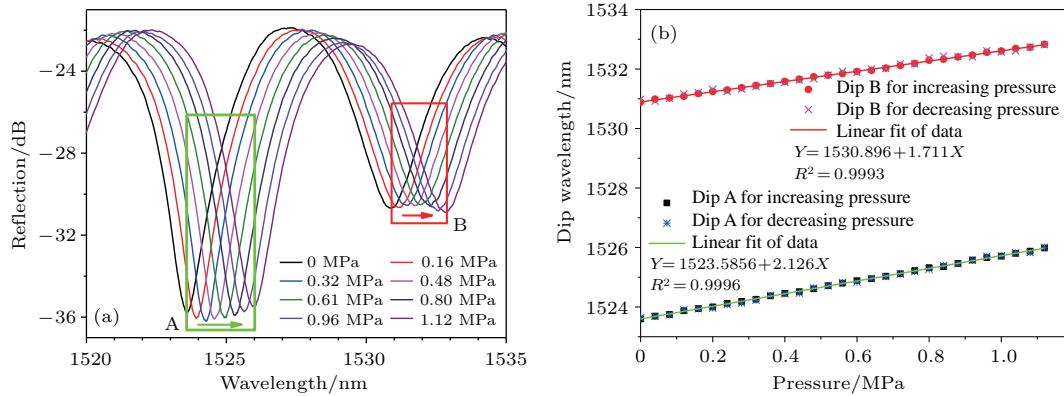


图32 (a) 温压一体传感器承受不同压力时反射光谱的演变; (b) 不同压力情况下谐振峰的漂移 [62]

Fig. 32. (a) Reflection spectra of the temperature and pressure sensor under different pressures; (b) dip wavelength versus pressure [62].

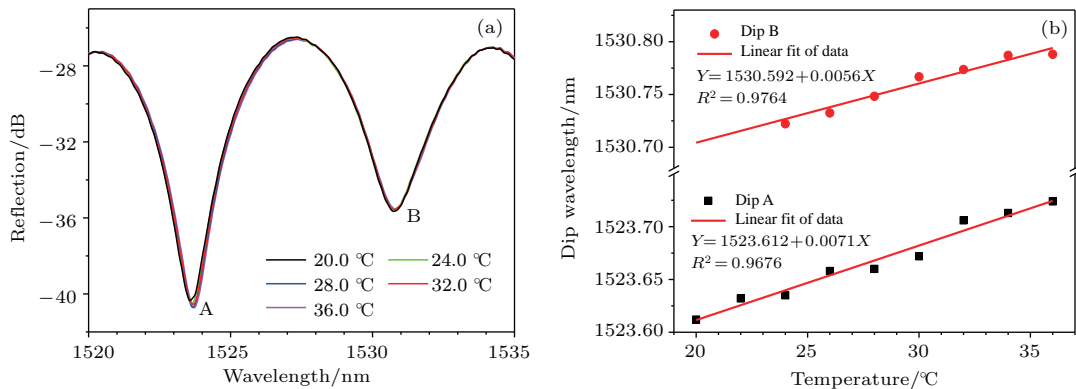


图33 (a) 温压一体传感器不同温度变化时反射光谱的演变; (b) 不同温度下谐振峰漂移情况 [62]

Fig. 33. (a) Reflection spectra of the temperature and pressure sensor under different temperatures; (b) dip wavelength versus temperature [62].

## 5 结 论

本文对几种常用光纤F-P腔温度和压力传感器的制作工艺做了总结性介绍. 对比分析了不同加工工艺下传感器的性能. 光纤传感器正朝着微型化、低成本、耐恶劣环境和实用化方面发展. 我国对光纤F-P腔温度和压力传感器的研究水平与国际领

先水平还有不小的差距, 主要表现在实用化方面, 多处于实验室研制阶段, 不能投入批量生产和工程化应用. 近年来, 国内各大高校和科研院所都加大了对光纤F-P腔温度和压力传感技术的研究工作, 取得了很大的进展. 光纤传感器的各种优异性能决定了其广泛的应用前景, 所以对光纤F-P腔压力传感器的制作工艺进行深入的研究是很有必要的.



## 参考文献

- [1] Lin Z H, Li C F, Liu J C 2011 *Optical Communication Technology* **7** 4 (in Chinese) [林之华, 李朝锋, 刘甲春 2011 光通信技术 **7** 4]
- [2] Meng Z, Hu Y M, Yao Q, Song Z Q, Zhang Z H 2007 *Journal of North University of China (Social Science Edition)* **23** 98 (in Chinese) [孟洲, 胡永明, 姚琼, 宋章启, 张振慧 2007 中北大学学报 **23** 98]
- [3] Wang Y P, Chen J P, Li X W, Zhou J Q, Shen H, Shi C H, Zhang X H, Hong J X, Ye A L 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4782 (in Chinese) [王义平, 陈建平, 李新碗, 周俊鹤, 沈浩, 施长海, 张晓红, 洪建勋, 叶爱伦 2005 物理学报 **54** 4782]
- [4] Zhang G J 2005 *Ph. D Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [张桂菊 2005 博士学位论文 (大连: 大连理工大学)]
- [5] Liu S, Wang Y P, Liao C R, et al. 2014 *Opt. Lett.* **39** 2121
- [6] Liao C, Wang Q, Xu L, et al. 2016 *Appl. Opt.* **55** 1525
- [7] Wang Y P, Rao Y J, Ran Z L, Zhu T 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1432 (in Chinese) [王义平, 饶云江, 冉曾令, 朱涛 2003 物理学报 **52** 1432]
- [8] <http://www.nchtech.com/fiso/> [2017-1-8]
- [9] <http://www.hi1718.com/company/443121/products/201695184951399.html> [2017-1-8]
- [10] Lee C, Taylor H 1988 *Electron. Lett.* **24** 193
- [11] Murphy K A, Gunther M F, Vengsarkar A M, Claus R O 1991 *Conf on Fiber Optic Smart Structures and Skins* 4 Boston, MA Sep. 5-6, 1991 p134
- [12] Donlagic D, Cibula E 2005 *Opt. Lett.* **30** 2071
- [13] Zhu Y Z, Cooper K L, Pickrell G R, Wang A 2006 *J. Lightwave Technol.* **24** 861
- [14] Pevec S, Donlagic D 2012 *Appl. Opt.* **51** 4536
- [15] Poeggel S, Duraibabu D, Tosi D, et al. 2015 *J. Biomed. Opt.* **20** 037005
- [16] Ma J, Ju J, Jin L, Jin W 2011 *IEEE Photonics Technology Letters* **23** 1561
- [17] Liao C R, Liu S, Xu L, et al. 2014 *Opt. Lett.* **39** 2827
- [18] Liu S, Yang K M, Wang Y P, et al. 2015 *Sci. Rep.* **5** 7624
- [19] Rao Y J, Deng M, Duan D W, et al. 2007 *Opt. Express* **15** 14123
- [20] Wei T, Han Y K, Tsai H L, Xiao H 2008 *Opt. Lett.* **33** 536
- [21] Tang J, Yin G L, Liao C R, et al. 2015 *IEEE Photon. J.* **7** 1
- [22] Hill G C, Melamud R, Declercq F E, et al. 2007 *Sens. Actuator A: Phys.* **138** 52
- [23] Nesson S, Yu M A, Zhang X M, Hsieh A H 2008 *J. Biomed. Opt.* **13** 044040
- [24] Sun B, Wang Y P, Qu J L, et al. 2015 *Opt. Express* **23** 1906
- [25] Jia C Y 2009 *M. S. Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [贾春艳 2009 硕士学位论文 (大连: 大连理工大学)]
- [26] Li C 2013 *M. S. Dissertation* (Chengdu: University of Electronic Science and Technology) (in Chinese) [李成 2013 硕士学位论文 (成都: 电子科技大学)]
- [27] Bi W H, Wang X, Lang L Y 2002 *Journal of Optoelectronics-Laser* **13** 1316 (in Chinese) [毕卫红, 王昕, 郎利影 2002 光电子·激光 **13** 1316]
- [28] Kuske A, Robertson G 1979 *Photoelastic Stress Analysis* (Shanghai: Shanghai Science and Technology Press) (in Chinese) [柯斯克, 罗伯逊 1979 光弹性应力分析 (上海: 上海科学技术出版社)]
- [29] Sun S H, Wang T Y, Xu Y 2000 *Optical Fiber Measurement and Sensing Technology* (Harbin: Harbin Institute of Technology Press) (in Chinese) [孙圣和, 王廷云, 徐颖 2000 光纤测量与传感技术 (哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社)]
- [30] Hao Z Y 2005 *M. S. Dissertation* (Shijiazhuang: Hebei University of Technology) (in Chinese) [郝子宇 2005 硕士学位论文 (石家庄: 河北工业大学)]
- [31] Kern W, Yang G G 1987 *Microelectronics* **3** 11 (in Chinese) [科恩, 杨功铭 1987 微电子学 **3** 11]
- [32] Wang Y P, Tang J, Ying G L, Zhong X Y, Liao C R 2015 *J. Vibration, Measurement & Diagnosis* **35** 809 (in Chinese) [王义平, 唐剑, 尹国路, 钟晓勇, 廖常锐 2015 振动测试与诊断 **35** 809]
- [33] Han B, Gao C 2012 *Metrology & Measurement Technology* **32** 5 (in Chinese) [韩冰, 高超 2012 计测技术 **32** 5]
- [34] David W, Burns <http://wenku.baidu.com/link?url=7sqo2RetYTd3DC5y9CwVRdIt8fiDVl2em5JId3DYT66m-t38h9JjI8-T0X2gm4NVodAUZZgPpWoX1X96EwjWtuLAFi7Wu2Q-aq1MXi4ZcYW> [2017-1-8]
- [35] Zhang D Z, Hu G Q, Chen C W 2009 *Instrument Technique and Sensor* **11** 4 (in Chinese) [张冬至, 胡国清, 陈昌伟 2009 仪表技术与传感器 **11** 4]
- [36] Yang K M, He J, Wang Y, et al. 2015 *IEEE Photonics J.* **7** 1
- [37] Frazao O, Silva S F, Viegas J, et al. 2010 *Meas. Sci. Technol.* **2** 1
- [38] Kou J L, Feng J, Ye L F 2010 *Opt. Express* **18** 14245
- [39] Zhu J J, Zhang A P, Xia T H 2010 *IEEE Sens. J.* **10** 1415
- [40] Ke T, Zhu T, Rao Y J, Xu M, Duan D W 2010 *Infrared and Laser Engineering* **39** 106 (in Chinese) [柯涛, 朱涛, 饶云江, 徐敏, 段德稳 2010 红外与激光工程 **39** 106]
- [41] Rong Q Z, Sun H, Qiao X G 2012 *J. Opt.* **14** 045002
- [42] Jia P G, Wang D H 2013 *Chin. Opt. Lett.* **11** 040601
- [43] Davis C M 1988 *US Patent* 4 755 668
- [44] Andrews J P, Pulfrey R E 1999 *US Patent* 5 907 403
- [45] Kim M G, Park J, Kang S W 1997 *Smart Electronics and MEMS* Adelaide, SA, Australia 11-13 Dec. 1997 p347
- [46] Zetterlind V E, Watkins S E, Spoltman M W 2003 *IEEE Sens. J.* **3** 393
- [47] Aref S, Latifi H, Zibaii M, Afshari M 2007 *Optics Communications* **269** 322
- [48] Wang Y, Wang D N, Wang C 2013 *Opt. Express* **21** 14084

- [49] Jiang M, Gerhard E 2001 *Sensors and Actuators A:Physical* **88** 41
- [50] Xiao G Z, Adnet A, Zhang Z 2005 *Sensors and Actuators A: Physical* **118** 177
- [51] Lai C W, Yur J P, Liao C C, Lo Y L 2011 *Recent Patents on Signal Processing* **1** 48
- [52] Reinsch T, Blöcher G, Milsch H 2012 *arXiv preprint arXiv* **55** 55
- [53] Zhang Y, Yuan L, Lan X 2013 *Opt. Lett.* **38** 4609
- [54] Dai L, Wang M, Cai D 2013 *IEEE Photonics Technology Letters* **25** 2505
- [55] Taylor H F, Kao T W, Gardner J, et al. 2001 *US Patent* 6 281 976
- [56] Schmidt S 2008 *US Patent* 7 423 762
- [57] Lopushansky R L, Berthold J W 2009 *US Patent* 7 492 463
- [58] Bremer K, Leen G, Lewis E 2014 *US Patent* 8 764 678
- [59] Yu Q X, Wang X N, Song S D, Zhao Y W, Cui S B 2007 *J. Optoelectronics Laser* **18** 299 (in Chinese) [于清旭, 王晓娜, 宋世德, 赵业卫, 崔士斌 2007 光电子 **18** 299]
- [60] Shi Y 2010 *Oil Drilling & Product Technology* **32** 70 (in Chinese) [石艺 2010 石油钻采工艺 **32** 70]
- [61] <http://fiso.com/section.php?p=47&> [2017-2-17]
- [62] Xu B, Liu Y M, Wang D N, Li J Q 2016 *J. Lightwave Technol.* **34** 4920
- [63] Wu C, Fu H, Qureshi K K, Guan B O, Tam H Y 2011 *Opt. Lett.* **36** 412

SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# Research progress of in-fiber Fabry-Perot interferometric temperature and pressure sensors\*

Li Zi-Liang Liao Chang-Rui Liu Shen Wang Yi-Ping<sup>†</sup>

(Key Laboratory of Optoelectronic Devices and Systems of Ministry of Education and Guangdong Province, College of Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen 518060, China)

( Received 19 January 2017; revised manuscript received 24 February 2017 )

## Abstract

Optical fiber sensors based on Fabry-Perot interferometer (FPI) have attracted intensive attention for sensing applications in temperature and pressure measurement, owing to their compact, small size, fast responses, high resolution, high sensitivity, good stability, and resistance to electromagnetic interference. It's known that the in-fiber optic interferometers based on single-mode fibers can exhibit compact structures, easy fabrication and low cost. In this paper, firstly, the basic principle of in-fiber FPIs is introduced. Secondly, we review several kinds of typical in-fiber FPIs formed in single-mode fibers fabricated with different post-processing techniques, such as chemical etching, arc discharge, femtosecond laser micromachining, and polymer coating, etc. Finally, the optical sensors based on in-fiber FPIs, with a capability of simultaneous multi-parameter sensing of temperature and pressure, are summarized and prospected.

**Keywords:** optical fiber sensor, Fabry-Perot interferometer, temperature sensor, pressure sensor

**PACS:** 07.07.Df, 87.85.fk, 88.10.gk, 42.81.Pa

**DOI:** [10.7498/aps.66.070708](https://doi.org/10.7498/aps.66.070708)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61635007, 61425007 61377090, 61575128), the Guangdong Natural Science Foundation, China (Grant Nos. 2014A030308007, 2014B050504010, 2015B010105007, 2015A030313541), the Science and Technology Innovation Commission of Shenzhen, China (Grant Nos. GJHZ20150313093755757, JCYJ20160520163134575, JCYJ20160427104925452), and Pearl River Scholar Fellowships, China.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [ypwang@szu.edu.cn](mailto:ypwang@szu.edu.cn)

光纤超声传感器及应用研究进展

乔学光 邵志华 包维佳 荣强周

Fiber-optic ultrasonic sensors and applications

Qiao Xue-Guang Shao Zhi-Hua Bao Wei-Jia Rong Qiang-Zhou

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 074205 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.074205

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074205>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于全相位滤波技术的光纤表面等离子体共振传感解调算法

Optical fiber SPR sensing demodulation algorithm based on all-phase filters

物理学报.2017, 66(7): 074202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074202>

用于气象观测的阵列式温度传感器流体动力学分析与实验研究

Fluid dynamic analysis and experimental study of a temperature sensor array used in meteorological observation

物理学报.2016, 65(9): 094209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094209>

分布式光纤 Sagnac 干涉仪中基于倒谱的多分辨率入侵定位算法

Multi-resolution intrusion localization algorithm through cepstrum in distributed fiber optic Sagnac interferometer

物理学报.2016, 65(4): 044210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044210>

准晶体结构光纤表面等离子体共振传感器特性研究

Quasi-crystal photonic fiber surface plasmon resonance sensor

物理学报.2015, 64(6): 064213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064213>

一种基于微波谐振测量 Sagnac 效应的新方案

A new scheme of measuring Sagnac effect based on microwave resonant

物理学报.2015, 64(4): 044205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.044205>



## 专题: 光纤传感

## 光纤超声传感器及应用研究进展\*

乔学光<sup>†</sup> 邵志华 包维佳 荣强周<sup>‡</sup>

(西北大学物理学院, 西安 710069)

(2016年9月22日收到; 2017年2月25日收到修改稿)

光纤超声传感器通过检测光纤内传输光的强度、波长、相位、偏振态等参数感知超声波的相关信息. 相比于传统的电类超声换能器, 光纤超声传感器能够实现宽频带超声波信号的高灵敏探测, 且其良好的抗干扰能力和复用性, 可有效地提高超声波探测的可靠性和效率, 在水下国防安全、生物成像、无损探伤、地震物理模型成像等领域具有巨大的应用潜力. 目前, 按照传感结构, 光纤超声传感器可分为光纤强度调制型、光纤干涉型和光纤光栅型, 并在不同方面发挥着各自的优势, 均受到关注. 本文主要综述了这几种传感器的传感机理、实现方法、发展现状, 总结了光纤超声传感器的几个应用领域及面临的科学技术挑战, 重点讨论了光纤超声传感器作为一种新技术应用于地震物理模型成像.

**关键词:** 光纤超声传感器, 光纤强度调制型, 光纤干涉型, 光纤光栅型

**PACS:** 42.81.Pa, 07.07.Df, 87.63.dh, 81.70.Cv

**DOI:** 10.7498/aps.66.074205

## 1 引言

超声波是一种广泛地应用在海底探潜、成像和结构健康监测等领域的重要的工具, 特别是对于不透明介质, 深层的穿透能力使其成为一种优良无损检测技术<sup>[1-10]</sup>. 迄今为止, 超声波主要感测方式的核心元件仍然为压电换能器 (piezoelectric transducer, PZT), 将超声波信号转换为电压信号传输至解调单元, 其探测机理如图 1(a) 所示. PZT 表现出如下特点: 由于 PZT 是基于机械共振的方式感知超声波, 因此其响应频带决定于自身的结构, 表现出极窄的带宽; PZT 的方向性决定于其接收端面的几何结构, 针对不同的声波特点, 如表面波、体波等, 需要设计不同的探针结构; PZT 适合于目标结构的单点探测, 复用性较差, 多点同时检测将极大地增加系统的复杂性; 环境电磁干扰一直是困扰 PZT 稳定工作的难题, 且超声波信号远距离传输受制于传输电缆的性能和长度, 不利于实现远程监测. 尽管人们已尝试利用其他电类方式替代

PZT, 试图解决超声波探测出现的问题, 但效果不明显, 目前超声波探测仍然以 PZT 技术为主.

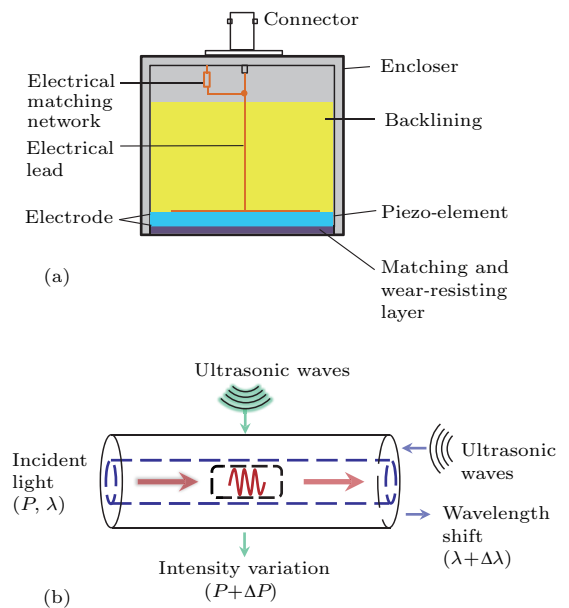


图 1 (a) PZT; (b) 光纤超声传感器传感机理  
Fig. 1. Sensing mechanisms: (a) PZT; (b) fiber-optics ultrasonic sensor.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61275088, 61605159)、国家高技术研究发展计划 (批准号: 2007AA03Z413, 2009AA06Z203)、中国石油集团公司项目 (批准号: 2014B-4012, 230114003) 和陕西省自然科学基金 (批准号: S2016YFJQ0899) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: xgqiao@nwu.edu.cn

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: qzrong2010@gmail.com

1966年, Kao和Hockham等报道了光纤的光通讯特性, 并研究了光在光纤中传输的调制方法, 这为光纤传感器的出现拉开了序幕. 光纤传感器是基于纤维光学、光电子学、智能材料及微结构加工融合的新型传感检测技术, 与传统常规传感检测技术相比, 具有检测精度高、本质安全、不受环境电磁场干扰; 传感器动态范围大, 适用于宽频带微弱信号检测; 传感系统复用性高, 可实现网络化, 提高信息检测效率; 传感器件耐高温、耐腐蚀, 适合于特殊恶劣环境长期使用. 因此, 研究新型光纤传感器在诸多领域具有十分重要的科学技术意义和应用价值. 光纤超声传感器作为光纤传感器的一种, 其传感机理主要是通过高速检测光纤内传输光的强度、波长、相位、偏振态等参数感知超声波的相关信息(幅频特性、发射源位置等, 如图1(b)所示), 与传统的常规压电型超声换能器相比较<sup>[11-20]</sup>, 光纤超声传感器充分发挥了光纤传感器的优势, 特别是在宽频带响应及信号长距离传输保真等方面尤为突出. 目前, 就光纤超声传感器本身而言, 如何提高传感器的灵敏度(高信噪比(signal to noise ratio, SNR)输出)、扩大传感器的频率响应范围(单一传感单元宽频带超声波信息获取)、微型化传感器结构和提高传感器可靠性一直是光纤超声传感器研究的主要方向. 此外, 由于超声波频率大于20 kHz, 常规的低频传感解调技术无法满足探测需求, 针对不同的超声波频段, 可采用相位解调<sup>[21-25]</sup>、边带滤波解调<sup>[26-30]</sup>、光频率解调<sup>[31-34]</sup>等方式获取超声波信号. 为了进一步提高信号的SNR, 解调单元通常会配合光电转换、电信号放大、滤波处理等技术<sup>[35-42]</sup>. 相较于PZT, 光纤超声传感器已表现出独特的优势, 表1对比总结了两种器件的性能.

表1 PZT与光纤超声传感器性能对比

Table 1. Comparison between PZT and fiber-optic ultrasonic sensor.

PZT	Fiber
响应频段窄	响应频带宽
体积大(直径与长度毫米级别)	体积小、重量轻、可绕曲
易受电磁干扰	不受电磁干扰
不耐高温 (居里温度, $T_C < 60^\circ\text{C}$ )	耐高温( $> 600^\circ\text{C}$ )
信号传输稳定性差 ( $\sim 10\text{ m}$ )	可在光纤内稳定传输 ( $> 20\text{ km}$ )
复用性差	良好复用性, 多通道同时检测
无方向识别性	超声波矢量传感, 具有方向性

综上所述, 开展光纤超声传感器的研究具有重要的科学研究意义、广阔的应用领域, 是当前国际

上声波传感器的研究热点. 从目前已有的研究来看, 光纤超声传感器在30年的发展, 国际上相关报道很多, 且部分已作为水听器成功应用于水下探测<sup>[43-47]</sup>. 随着许多物理机理和科学技术问题的逐渐突破, 再加上光纤结构的多样化, 以及日新月异的激光微加工方法和新型智能材料的出现, 为光纤超声传感器的研制提供了创新空间, 也拓展了光纤超声传感器的应用领域, 如结构健康监测和地震物理模型成像等. 本文主要综述了几种光纤超声传感器及其应用研究进展.

## 2 光纤超声传感器类型

### 2.1 强度调制型光纤超声传感器

1977年, Nelson等<sup>[48]</sup>首次报道了光纤传感器用于动态应变探测, 在此工作中, 光纤弯曲放置于U形装置内(如图2(a)所示), 并将一端固定, 弯曲中间点附近黏贴于薄膜上, 薄膜将环境声波震动传递至光纤, 引起光纤弯曲改变, 进而调制光纤中的光强度, 通过解调单元获得强度变化的幅频特性, 实现频率为1163 Hz的声波探测. 此传感器感知声波的灵敏度和频率决定于光纤的初始弯曲和薄膜的特性, 因此通过后期的改进, 该传感器的性能可以得到进一步提升. 但是, 低的灵敏度及初始弯曲损耗也是该传感器的主要不足. 1979年, Sheem和Cole<sup>[49]</sup>提出了一种改进方案, 利用经腐蚀处理的双光纤缠绕制作出耦合器, 由于光纤腐蚀至纤芯, 两个光纤中传输光场出现强共振耦合区, 两束光的相互耦合率决定于光纤重叠区的环境折射率和光纤间隔, 基于此特性, 可灵敏探测声波引起的环境折射率变化及光纤间隔变化, 进而通过解调光强耦合率探测声波信号. 在实验测试中, 该传感器可感测2 kHz的声波信号. 此后也有类似报道进一步证实了该传感机理的可行性<sup>[50,51]</sup>, 不同的是利用多模光纤替代单模光纤, 增强光场共振重叠, 提高了声波感测灵敏度. 此外, 光纤拉锥的方式也能有效地帮助光纤纤芯中传输的光耦合出包层<sup>[52,53]</sup>, 如图2(b)所示, 由于光纤锥区保持原有的波导结构, 因此可有效地降低损耗. 两个光纤贴附后同时拉锥, 光纤中的光相互耦合, 形成光纤耦合器, 通过控制拉锥条件, 可以调节光耦合率. 同时光纤锥区对环境振动和折射率极为灵敏, 类似于上述的耦合器, 该光纤器件也可用于声波/超声波(10 kHz—1 MHz)探测, 相关研究已在文献<sup>[54]</sup>中报道.

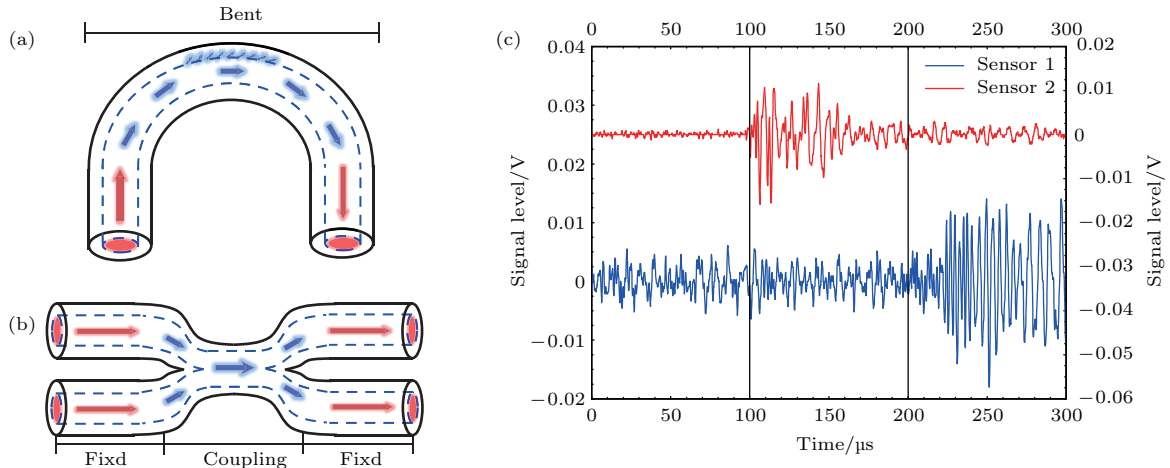


图2 (a) 光纤弯曲损耗型超声传感结构; (b) 光纤耦合损耗型超声传感结构; (c) 光纤耦合损耗型超声传感器时域响应; 引自文献 [48—54]  
 Fig. 2. (a) Ultrasonic sensor structure based on optical fiber bending loss; (b) ultrasonic sensor based on optical fiber coupling loss; (c) time-domain responses of ultrasonic sensor based on optical fiber coupling loss; from Ref. [48—54].

上述方法主要通过光耦合率感测声波/超声波的幅频特性, 尽管能够实现声波的灵敏探测, 但制作相对复杂, 需要考虑光纤缠绕工艺、腐蚀程度、锥区几何结构等因素. 光反射损耗型光纤传感器可以有效简化光纤耦合器, 且结构更为紧凑. 此类方法可分为两种方式: 传输型 [55—58] 和反射型 [59,60], 如图 3(a)—(c). 对于传输型光纤声波传感器, 需要将两根光纤端面正对, 或打磨成一定角度的斜面后相对时, 会形成一个光耦合区, 光的耦合率决定于两个斜面之间的间隔和位置, 因此一个端面固定, 另一端面感知声波产生的机械运动, 最终通过光反射损耗导致的强度变化感测声波 (图 3(a)). 反射型光纤声波传感器通过将光入射至待测物表面, 然后收集反射光信号强度 (图 3(c)), 此种传感器较高地依赖于物体表面的反射率, 以及物体表面受声波调制的程度. 从结构上看, 后者更为紧凑, 可作为声波探针使用, 但光损耗过大, 影响了信号的 SNR. 在传输损耗型光纤结构的基础上, Spillman 等 [55,57] 将体光纤光栅插入两个光纤端面之间 (图 3(b)), 并作为主动原件, 固定在薄膜 (机械响应声波的变化) 上, 随薄膜移动, 在不同位置, 光纤光栅可表现出不同的衍射效率, 进而改变光的传输. 此方案, 光纤作为传光介质固定, 可有效提高整体结构的稳定性.

此外, 通过改变光的偏振态也可实现光强度的调制. 基于此机理, 人们利用声波/超声波的特性 (声波是一种机械波, 能够引起传输介质形变), 并将其加载至具有双折射特性的传光结构上, 引起其双折射改变 [62—64]. 偏振光通过时, 材料的弹光效

应将有效地调制光强度. 在探测单元, 利用偏振态滤波器将光的两种偏振态滤出后, 分别探测光强度. 由于两种偏振态的正交性, 其光强调制方向相反, 可将两种光强变化叠加, 提高声波探测的灵敏度和 SNR. 尽管此种方式实现了频率 (100 Hz—2 kHz) 的声波探测, 但由于该方案中光调制仅决定于选取材料的弹光效应, 因此可通过优化材料选取, 进一

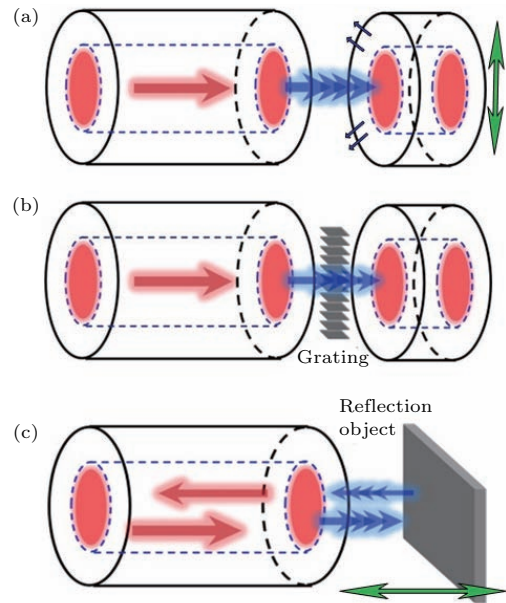


图3 (a) 光纤传输反射损耗型超声传感结构; (b) 光纤光栅传输损耗型超声传感结构; (c) 光纤反射损耗型超声传感器; 引自文献 [55—61]  
 Fig. 3. (a) Ultrasonic sensor structure based on optical fiber transmission-reflection loss; (b) ultrasonic sensor based on optical fiber grating transmission loss; (c) sensor based on optical fiber reflection loss; from Ref. [55—61].



步提高传感器的灵敏度和频率测量范围, 有助于解决高频声波探测灵敏度低的难题. 上述方案主要是利用偏振态模式之间的转化实现强度调制, 此外, 光纤中模式的耦合和干涉也可作为一种调制光强度的方式, 并应用于声波测量. 例如, 由于光通过多模光纤时, 在光纤内部产生多种模式激发, 它们之间将产生相互耦合和干涉, 即模态干涉, 在输出端可观测干涉散斑图随声波的变化<sup>[65]</sup>. 光纤受到环境振动或声波影响, 参与干涉的多阶模式的相位和强度将会扰动, 最终影响干涉效果. 针对此方案, 在解调单元可以通过两种方式实现强度解调: 1) 通过解调干涉相位的变化感测声波的幅频特性, 该方案将在下文中详细阐述; 2) 由于输出光的总强度始终保持不变, 无法通过探测总强度变化获得声波信息, 但可将某一模式的光强度滤出, 其余光强度将会随声波调制发生变化, 进而可通过光强变化感测声波. 此种方案中, 光纤模式对于光纤微应变极为灵敏, 因此在探测声波时具有较高的灵敏度.

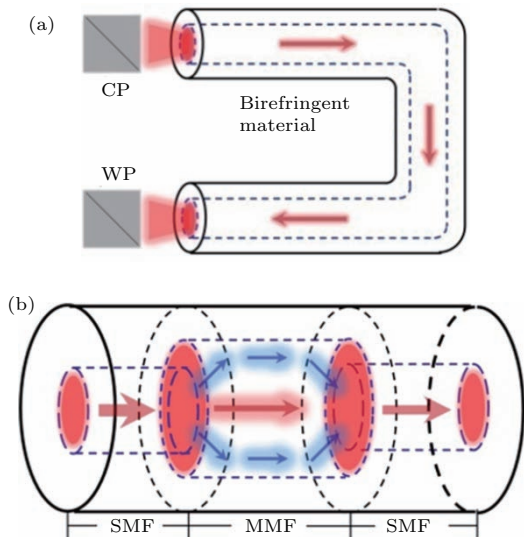


图4 (a) 光纤偏振态损耗型超声传感结构<sup>[66]</sup>; (b) 光纤多模干涉损耗型超声传感结构<sup>[67]</sup>

Fig. 4. Ultrasonic sensor structure: (a) Optical fiber polarization loss<sup>[66]</sup>; (b) fiber multi-mode interference loss<sup>[67]</sup>.

上述基于光纤强度调制型的声波/超声波传感器主要是此领域前期的一些研究工作, 虽然在探测声波方面已表现出较高的灵敏度及宽频带的响应, 但方案自身存在的不足也限制了其在后期的应用: 1) 光强探测的SNR容易受到光源波动、传感系统稳定性的影响, 导致声波感测稳定性较差; 2) 传感系统自身的光强度损耗较大, 依赖于光纤之间的光耦合、待测物光传输和光反射、传感结构的稳定性等, 最终导致系统感测声波SNR较小; 3) 此类方

案仅适应于单点声波感测, 传感单元复用困难, 无法实现声波/超声波多点同时探测. 为了满足声波高灵敏、超宽频段的感测, 在光纤传感技术发展的基础上, 出现了下述两种类型的光纤超声波传感器技术.

## 2.2 干涉型光纤超声传感器

光纤干涉结构主要基于两束或多束光波之间的干涉, 并且光波之间的相位差易受光纤应变的影响, 因此可用于感测声波/超声波的幅频特性. 至今, 光纤干涉型声波传感器已发展了30余年, 人们已研制了多种光纤干涉型声波传感器<sup>[68-74]</sup>. 按照干涉机理可分为Mach-Zehnder干涉(Mach-Zehnder interference, MZI), Fabry-Perot干涉(Fabry-Perot interference, FPI), Michelson干涉(Michelson interference, MI), Sagnac干涉. 下文中, 重点讨论近些年基于上述几种干涉机理的光纤超声传感器, 探测频率大于20 kHz.

MZI是一种透射型干涉结构. 传统的MZI由两个3 dB光纤耦合器连接构成<sup>[75,76]</sup>, 两个耦合器分别用于光的耦合和复耦合, 耦合器之间的两根光纤作为干涉臂. 基于MZI的光纤传感器也是最早用于超声波探测的干涉型传感器<sup>[77]</sup>, 利用传感臂与参考臂之间的拍频信号感测水中超声波信号, 并实现了40—400 kHz的宽频带超声波探测. 随后, Jarzynsk等将传感光纤缠绕成线圈, 利用线圈感测超声波(100 Hz—50 kHz). 在该方案中, 可以通过改变线圈数改变感测光纤长度. 由于超声波作用于线圈, 可引入表面压力和线圈的形变两种效果叠加, 提高干涉相位调制度, 最终改善传感器的灵敏度. 此文献也通过理论结合实验表明此类干涉计的灵敏度与声波频率相关, 且具有明显的方向相关性. 基于MZI干涉机理, 研究者又分别提出了多种方案用于进一步提高传感器的灵敏度, 例如, 利用多模光纤代替单模光纤作为传感臂<sup>[78,79]</sup>、传感光纤埋伏在混合结构里<sup>[80]</sup>、改变光纤涂覆层<sup>[81,82]</sup>. 但此类传感器存在以下亟待解决的问题: 由于MZI传感单元体积较大, 对于高频超声波响应灵敏度低, 适合于低频超声波感测; 系统的参考臂和传感臂长度较长, 对光纤固定要求高, 须避免低频振动的影响; 复用性差也是该系统的不足之一, 需要进一步优化传感单元结构设计.

光纤MI作为另一种不同于光纤FPI的反射型干涉结构, 是基于相同波长的具有相位差的两束光的干涉. 传统的光纤MI是由3 dB耦合器构



成 [83,84]. 与光纤 MZI 类似, 一根光纤作为参考臂, 一根光纤作为传感臂用于响应声波作用. 在已有的报道中, 光纤 MI 干涉计已作为一种传感器实现了动态应变(振动, 500 Hz)的探测 [85]. 1989 年, Liu 等将光纤 MI 干涉计埋伏在复合材料中, 实现了连续的超声波激励探测, 并表现出宽频带响应特性, 频段主要为 0.1—1 MHz. 近期, 本课题组尽可能地缩短光纤 MI 两臂的长度, 微型化传感器结构, 提高了传感器的稳定性, 并在两臂端面镀上金膜, 提高了传感器的反射率 [86]. 由于此工作主要利用光

纤超声传感器实现地震物理模型成像, 需要传感器具有较高的灵敏度和机械强度, 因此将传感光纤进行腐蚀处理, 减小其直径至  $< 20 \mu\text{m}$ , 并将其装置在有机管端面, 构成传感探针. 该传感器最终实现了超声波 (100—300 kHz) 的高灵敏探测. 光纤 MI 干涉计和光纤 MZI 干涉计在结构上具有相似之处, 1998 年, Wen 等 [87] 设计并对比分析了几种光纤 MI 和光纤 MZI 超声传感器结构, 通过优化传感探针, 可实现 MHz 的高频超声波探测, 这种高频的光纤超声波探针有望用于生物医疗成像.

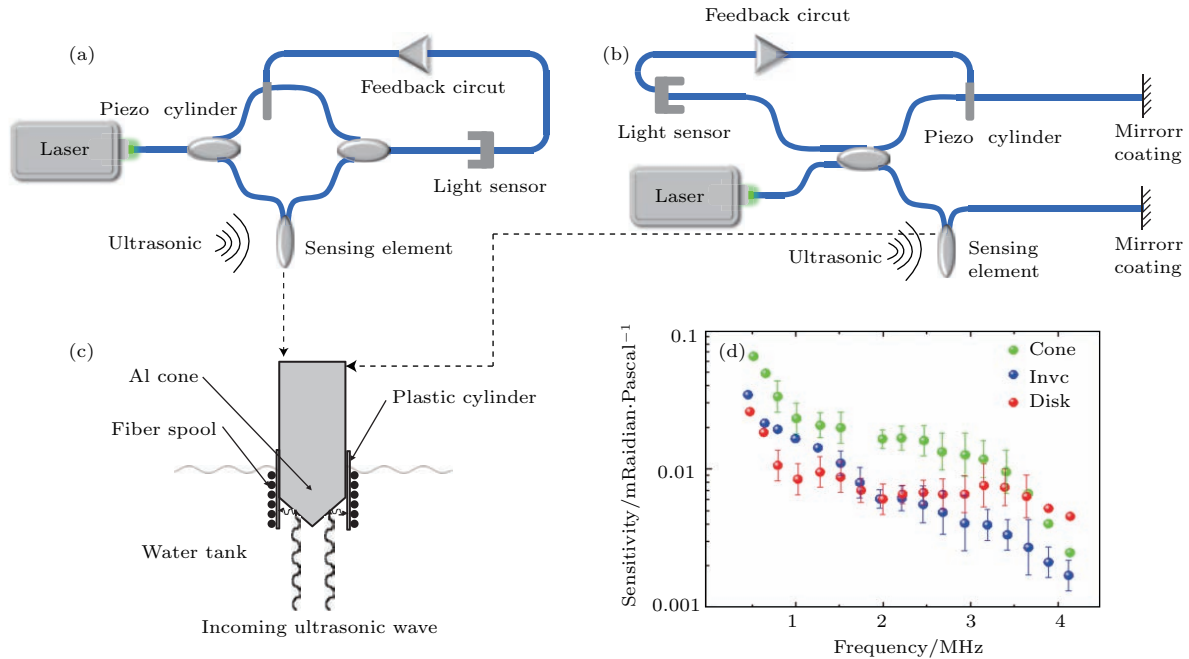


图 5 (a) 光纤 MZI 干涉型超声传感系统; (b) 光纤 MI 干涉型超声传感系统; (c) 光纤超声传感器结构; (d) 光纤干涉计超声波响应频率; 引自文献 [87]

Fig. 5. (a) Ultrasonic sensing system based on MZI; (b) ultrasonic sensing system based on MI; (c) optical fiber ultrasonic sensor structure; (d) ultrasonic frequency response of fiber interferometer; from Ref. [87].

光纤 FPI 作为另一种典型的干涉结构, 由于其稳定性高、结构紧凑和制作简单等优点也引起了研究者的高度关注 [88—90]. 光纤 FPI 主要分为两类: 本征型光纤 FPI (intrinsic Fabry Perot interferometer, IFPI) 和非本征型光纤 FPI (extrinsic Fabry Perot interferometer, EFPI), 如图 6 所示. 该类型的光纤传感结构通过干涉相位感测超声波 [91,92]. 光纤 FPI 制作的关键是构造两个反射面, 反射面可以由光纤自身折射率变化、光纤端面反射、光纤内部嵌入高反射镜面、光纤端面和其他薄膜反射等方式构成.

光纤 FPI, 超声波作用于传感器时, 将产生拉伸应变, 改变干涉腔长, 进而调制干涉相位, 通过解调光相位变化可获取超声波幅频特性 (0.1—5 MHz).

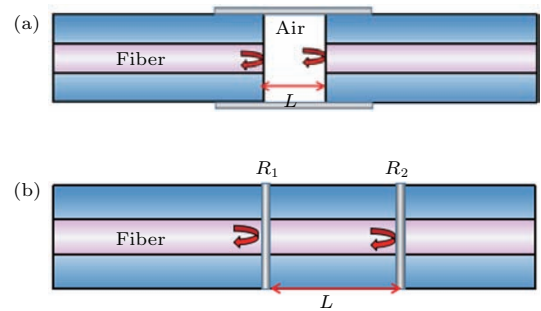


图 6 光纤 FPI 干涉仪 (a) EFPI; (b) IFPI  
Fig. 6. Optical fiber FPI: (a) EFPI; (b) IFPI.

该类干涉结构用于感测超声波时, 其响应灵敏度和频带决定于自身结构和材料. 例如, Alcoz 等 [93] 在连续单模光纤内引入  $\text{TiO}_2$  反射面, 构成

但由于光纤自身杨氏模量较大, 超声波作用时, 光纤动态伸缩应变幅度小, 将严重限制其感测灵敏度. 因此, 通过有机材料代替光纤作为干涉腔体, 可以有效提高传感器的灵敏度. 2009年, Morris等<sup>[94]</sup>利用聚对二甲苯-C有机材料制作出光纤FPI水听器, 并实现了宽频带超声波的高灵敏测量(10—40 kHz). 在该技术方案中, 光谱边带滤波技术用于解调超声波信号, 为了消除环境温度变化对系统稳定性的影响, 采用了伺服单元实时补偿温度的影响, 提高系统的稳定性. 为了进一步提高光纤FPI的灵敏度, 并简化结构, 人们结合光纤与薄膜材料构成干涉计<sup>[95-98]</sup>. 由于薄膜厚度可小至纳米尺度, 因此与光纤直径相当的薄膜受声压作用极易发生形变, 进而改变腔体长度, 调制干涉相位. 在传感器制作过程中, 可以根据探测需求(频段、灵敏度)等选择不同的薄膜材料, 如有机薄膜、银膜、金膜、石墨烯薄膜等<sup>[79,88,95-99]</sup>.

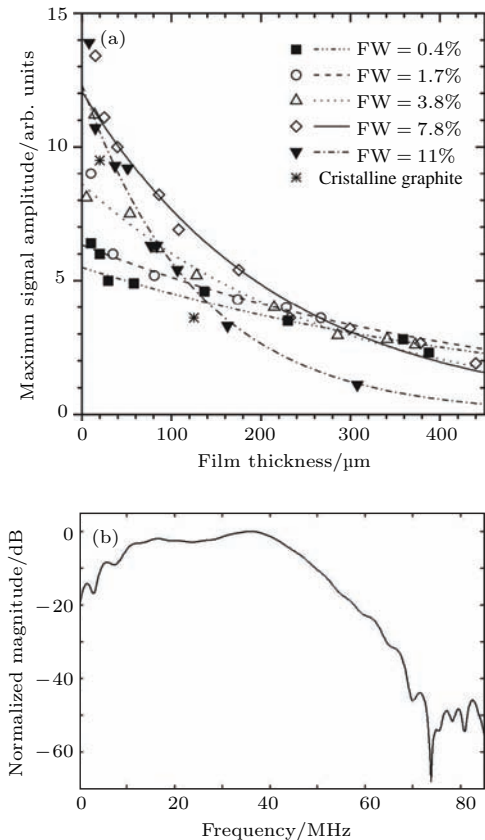


图7 (a) 薄膜厚度对光纤 FPI 传感器超声波响应的影响; (b) 超声波响应频带; 引自文献<sup>[99]</sup>  
 Fig. 7. (a) Ultrasonic response of optical fiber FPI sensor under different film thickness; (b) ultrasonic response frequency band of optical fiber FPI; from Ref. <sup>[99]</sup>.

Sagnac干涉结构是基于光波偏振态之间的干涉. 传统的Sagnac干涉结构由3 dB耦合器尾

纤连接的环形光纤光路构成, 为了提高反方向传输的两束光的相位差, 通常在环形光路上加入一段保偏光纤 (polarization-maintaining fiber, PMF) 或高双折射 (Hi-Bi) 光纤 (如图8所示)<sup>[100-104]</sup>. 由于PMF中光的偏振态容易受到光纤应变的影响, 进而改变干涉相位, 因此基于PMF的Sagnac干涉结构经过环绕集成后作为陀螺仪和检波器用于导航和地震勘探<sup>[105,106]</sup>. 针对声波探测, Udd也已报道了系列光纤Sagnac干涉计, 利用传感光纤线圈中光相位和偏振态调制获得声波信号, 传感机理如图8(b)所示. 探测的声波频率依赖于线圈的尺寸, 例如, 直径1 cm的线圈可实现小于200 kHz的声波探测. 在声波探测过程, 该系统中需要引入偏振态相关器件提高光信号的稳定性, 但同时也增加了系统的复杂程度.

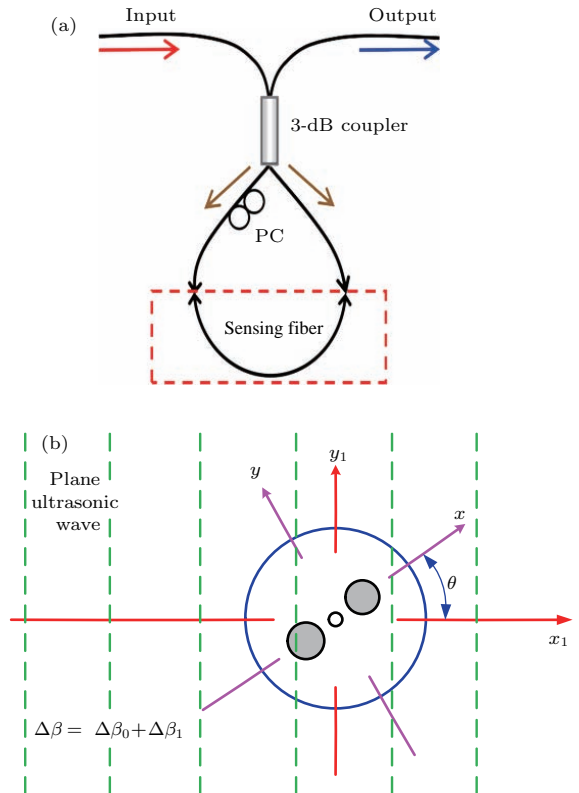


图8 (a) 光纤 Sagnac 干涉型超声传感器结构; (b) PMF 超声传感机理  
 Fig. 8. (a) Ultrasonic sensor structure based on optical fiber Sagnac interference; (b) ultrasonic sensing mechanism of PMF.

除了上述几种典型的光纤干涉型超声传感器之外, 人们基于光纤模态干涉方式提出了其他类型的光纤干涉型超声传感器<sup>[107-111]</sup>, 该类传感器利用多模干涉强度感测超声波引起的光纤形变, 并通常将传感光纤贴附在薄膜表面, 提高感测灵敏度. 例如, 2016年, Sun等<sup>[111]</sup>报道了一种基于单

模-多模-单模光纤结构的非接触式超声波传感器. 通过实验测试和优化传感器结构, 可在空气中实现距离为 7 m、频率为 25 kHz 的超声波感测, 并且在 6 mm 的测量范围内, 传感器的精度可达到 0.1 mm.

此部分主要综述了系列光纤干涉型超声传感器, 相比于光纤强度调制型光纤超声传感器, 此类传感器的结构更加紧凑, 特别是光纤 FPI 干涉型传感器, 探测频带更宽, 解调方式更加丰富. 但不可避免的问题是此类传感器同时对其他物理量具有较高的灵敏度(如: 温度、低频应变等参量), 超声波探测过程中将会产生严重的低频干扰, 因此需要在解调系统中配合信号放大、滤波、去噪等技术, 提高 SNR. 此外, 复用性也是此类方案亟待解决的难点问题. 时分复用技术可用于声波探测位置判断<sup>[87,112-114]</sup>, 但同时点与点之间需要较长的光纤产生时间延迟, 极大地增加了系统的复杂程度, 多个干涉型传感器的级联及超长的传输光纤将引起较大的光损耗和信号的不稳定.

### 2.3 光纤光栅超声传感器

1978 年, 加拿大通信研究中心的 Hill 等<sup>[115]</sup>发现了光纤的光敏性, 并利用可见的氩离子激光照射一种掺锗的石英光纤, 刻写出了第一根光纤 Bragg 光栅 (fiber Bragg grating, FBG). FBG 超声传感器是基于共振波长的变化感测超声波<sup>[116-120]</sup>. 1996 年, Webb 等<sup>[121]</sup>首次报道了基于 FBG 的超声传感器, 并实现了频率为 950 kHz 的超声波探测. 次年, 该课题组进一步优化了解调技术, 利用非平衡干涉区分技术, 实现了 10 MHz 的超声波探测, 并且在实验中探讨了 FBG 的长度对超声波探测的影响. 在后续的报道中, 人们进一步从理论和实验方面确定了 FBG 长度和超声波探测灵敏度之间的关系(图 9 所示): 当  $\lambda_s/L < 1$  时 ( $\lambda_s$  为超声波波长,  $L$  为 FBG 长度), 超声波作用于 FBG 的应力场呈正弦分布, 对栅区的拉伸和压缩作用互相抵消, 超声波的作用可以忽略; 当  $\lambda_s/L = 1$  时, 超声波波长与 FBG 长度相同, 导致 FBG 长度改变, 引起 FBG 反射谱形状和波长均发生变化; 当  $\lambda_s/L \gg 1$  时, 作用在 FBG 上的超声波为常量, 因此 FBG 反射谱波长发生漂移而形状保持不变. 因此, 超声波检测时, 光纤光栅长度选择要尽可能小于超声波波长.

Takahashi 等<sup>[122-125]</sup>基于波分复用技术利用双 FBG 同时探测超声波 (20 kHz), 实验结果表明

两个 FBG 具有很好的独立性, 且配合相位解调技术, 可以确定超声波作用点位置. 随后该课题组成功地利用 FBG 在水中实现了超声波的多点探测<sup>[126-132]</sup>, 且空间分辨率可达到 1 mm (空间分辨率决定于 FBG 长度, 此工作中 FBG 长度为 24 mm). 该工作很好地证实了 FBG 超声传感器的复用性. 此外, 由于 FBG 的线形结构, 对超声纵波响应具有明显的方向性, 沿光纤方向的灵敏度远大于其他方向, 如图 10 (a) 所示<sup>[10]</sup>, 因此通过结合三个 FBG, 并以一定角度摆放, 可以感测 2D 超声波, 分析不同 FBG 的超声波响应信号, 可以判断超声波源位置<sup>[133]</sup>. FBG 超声传感器应用于无损检测、漏液检测等方面时, 超声波与材料的耦合, 以及超声波在结构内部转换等都将影响传感器的性能, 因此随着 FBG 超声传感器的应用发展, 出现了大量有关超声波-封装材料-光纤相互作用的文献报道<sup>[134-139]</sup>.

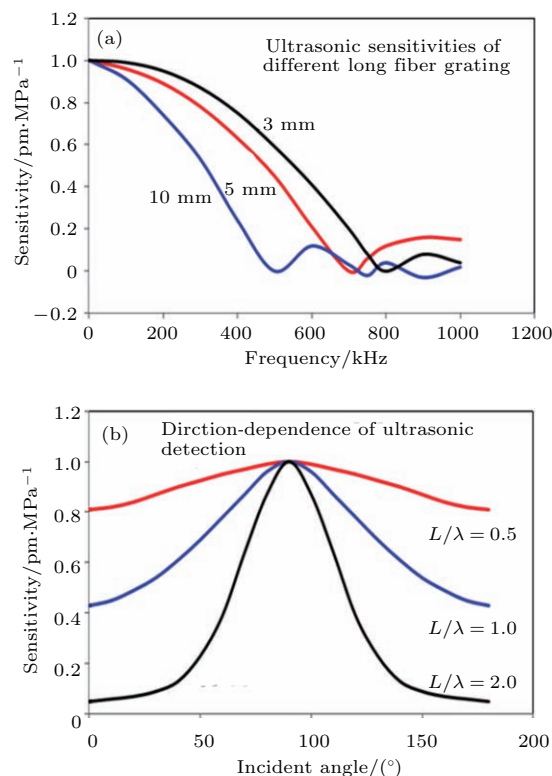


图 9 (a) 光纤光栅长度与超声波响应灵敏度; (b) 超声波检测方向相关性

Fig. 9. (a) Ultrasonic sensitivities of different long fiber gratings; (b) direction-dependence of ultrasonic detection.

为了简化解调系统, 近期多数光纤超声传感器利用光谱边带滤波或波长匹配滤波技术将光信号转化为电压信号<sup>[140-144]</sup>, 但是环境温度变化和低频振动将引起较大的光谱漂移, 进而影响超声波



感测的SNR. 为了解决此问题, 目前已报到的文献主要集中在 FBG 波长自动控制探测系统<sup>[145-148]</sup>. 近期, Liu 等<sup>[149]</sup> 利用波长匹配滤波的方式实现了温度不相关的超声波探测, 选择长度不同 (5 mm 和 20 mm) 的两个共振波长匹配的 FBG, 由于在高频探测时, 长 FBG 对超声波不灵敏, 短 FBG 具有高灵敏性, 同时两个 FBG 对温度响应相同, 因此可有效消除温度的影响. 但此技术方案对 FBG 的制作要求较高, 需要考虑 FBG 的共振波长匹配.

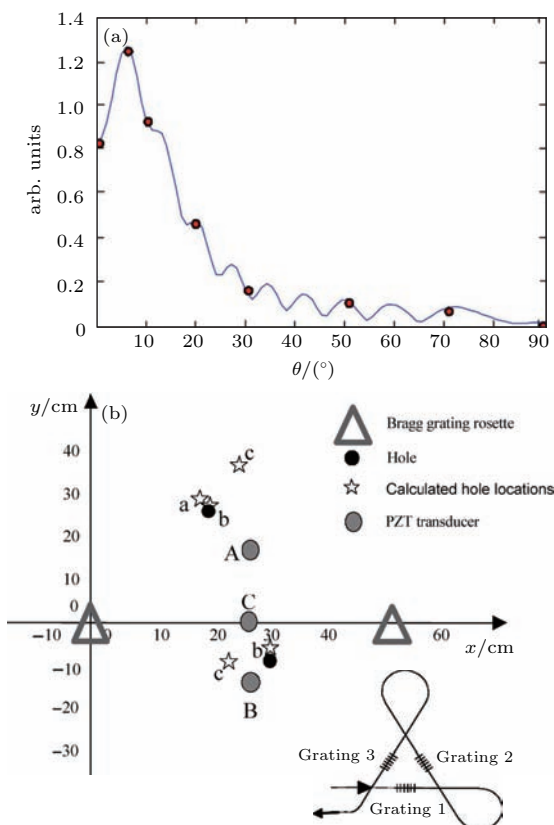


图 10 (a) 对于 270 kHz 超声波集成传感器的不同角度和极性响应<sup>[10]</sup>; (b) 实验测定铝板上孔的位置<sup>[133]</sup>  
 Fig. 10. (a) Varying angle and polar response of the integrating sensors for an ultrasonic frequency of 270 kHz<sup>[10]</sup>; (b) experimental determination of the holes locations in an aluminum plate<sup>[133]</sup>.

上述基于光谱边带滤波的超声波传感技术的灵敏度依赖于光谱边带的斜率, 由于相移光纤光栅 (phase-shifted fiber Bragg grating, PS-FBG) 的共振光谱中可以出现极窄的相移峰, 3 dB 光谱带宽可以压窄至 8 pm<sup>[150-153]</sup>, 如图 11 (a) 所示, 因此可以替代 FBG 作为一种高灵敏超声波传感元件. 2011 年, Rosenthal 等<sup>[154]</sup> 报道了基于 PS-FBG 的光纤超声传感器, 窄线宽激光波长固定在相移峰的光谱线性边带上, 实现了频率为 10 MHz 超声波的高灵敏测量. 2012 年, Wu 和 Okabe<sup>[155]</sup> 将窄线宽

激光固定在相移峰线性边带上, PS-FBG 传感器的反射和传输的光功率在平衡光电检测器 (balanced photoelectric detector, BPD) 的两个端口输出, 采集超声波作用后的两个信号并做相减处理, 最后输入解调单元. 此方案中, BPD 主要功能是抑制激光强度噪声, 消除直流分量并进一步放大检测信号中的交流分量, 该系统的灵敏度可达到  $9 \text{ n}\epsilon/\text{Hz}^{1/2}$ . 类似于传统波长匹配滤波方式, 可将两个波长相近的 PS-FBG 级联, 一个作为参考光纤光栅, 一个作为传感光纤光栅, 也可实现超声波的高灵敏测量, 但是这对光纤光栅本身要求比较高, 需要严格控制光纤光栅写制技术, 获得相移峰可匹配的 PS-FBG 对. 2014 年, Guo 等<sup>[156]</sup> 开展了基于 PS-FBG 的光纤超声传感器研究, 并利用 2D 扫描装置移动传感探头, 对多层有机玻璃板模型、弧形有机玻璃板模型进行了层析成像, 与传统的 PZT 成像效果相比较, 光纤超声波成像结果表现出了更高的空间分辨率.

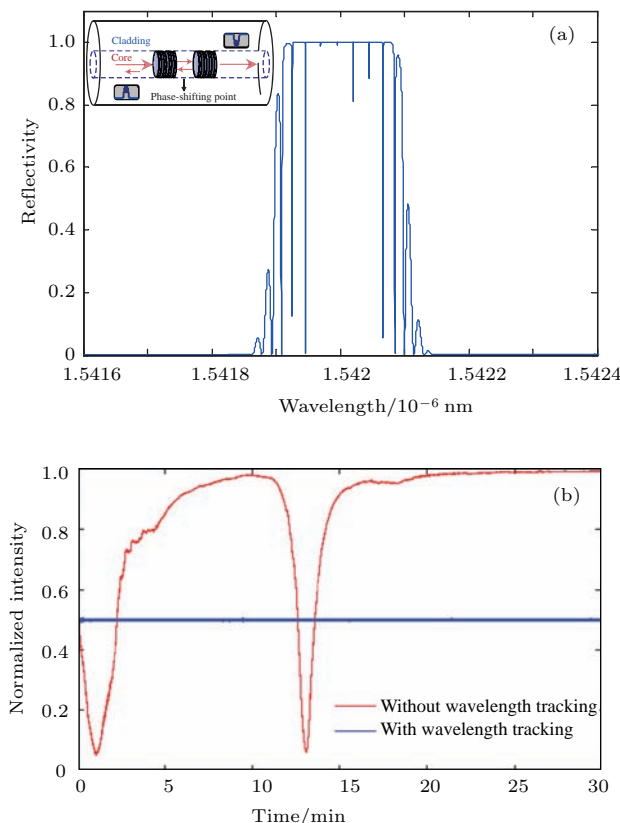


图 11 (a) PS-FBG 反射谱<sup>[156]</sup>; (b) 无诱导超声波时归一化强度随时间变化 (观察时间为 30 min), 红线为无波长跟踪 PS-FBG, 蓝线为波长跟踪<sup>[6]</sup>  
 Fig. 11. (a) Reflected spectrum of the PS-FBG<sup>[156]</sup>; (b) normalized intensity changing over time in observation for 30 minutes without ultrasound induced, red curve is PS-FBG without wavelength tracking, blue curve is with wavelength tracking<sup>[6]</sup>.



上述超声波探测均为光纤无源传感方式, 光信号由白光光源、激光光源等提供. 不同于上述技术, 在高掺杂增益光纤上写制光纤光栅可构成分布式反馈光纤激光器 (distributed feedback fiber laser, DFB) 作为传感元件<sup>[157]</sup>, 获得窄线宽、高功率的激光输出. 2004 年, Wierzba 和 Karioja<sup>[158]</sup> 利用在高掺铒光纤上写制的 FBG 构成 DFB, 此激光器中 FBG 作为传感元件, 另一根 FBG 作为参考元件, 共同构成水下声压传感系统. 由于 DFB 的激励方式有效压窄了 FBG 反射波长带宽, 提高了整个传感检测的光谱分辨率, 进而提高了 SNR. 此外, 在高掺杂增益光纤上写制两个波长匹配的 FBG, 可构成分布光纤光栅反射式 (distributed Bragg reflector, DBR) 激光器, 优化腔体结构, 可获得稳定的单一偏振态拍频分量, 高频声压 (MHz) 能够在声波方向上引起光纤折射率改变, 调制光纤自身的双折射, 因此, DBR 激光器对高频超声波具有灵敏性<sup>[159]</sup>. 2012 年, Guan 等<sup>[160]</sup> 综述了基于 DBR 激光器在传感方面的应用, 并阐述了 DBR 激光器在高频超声波 (10—100 MHz) 探测的优越性, 如图 12 所示.

此部分主要综述了几种基于 FBG 的光纤超声传感器, 同其他类型的光纤超声传感器相比较, FBG 超声传感器具有突出的优点: 其波长是绝对参量, 编码方式可靠, 测量结果不受光源功率波动或传输链路损耗起伏等因素影响, 抗干扰能力强; 此外, FBG 反射波长带宽窄, 易于复用, 可在一根光纤上级联多个光纤光栅构成传感网络, 实现多点准分布式超声波测量, 如图 13 (b) 所示. 相比于光纤干涉型超声传感器复用系统, 例如光纤 MZI 干涉计 (如图 13 (a) 所示), FBG 的复用系统明显简化, 且复用性提高. 总之, FBG 超声传感器在制作工艺、系统稳定性、大规模网络化等方面均具有明显的技术优势, 具有重要的研究价值和应用潜力.

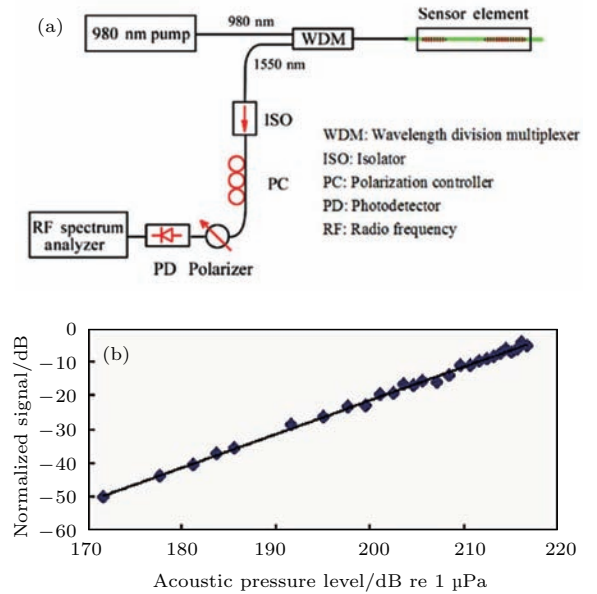


图 12 (a) 外差传感器拍频信号测量实验装置; (b) 一阶边带大小随超声波压力 (10 MHz) 的变化; 引自文献<sup>[160]</sup> Fig. 12. (a) Experimental setup for beat signal measurement for the heterodyning sensors; (b) magnitude of the first-order sideband versus ultrasound pressure level at 10 MHz; from Ref. <sup>[160]</sup>.

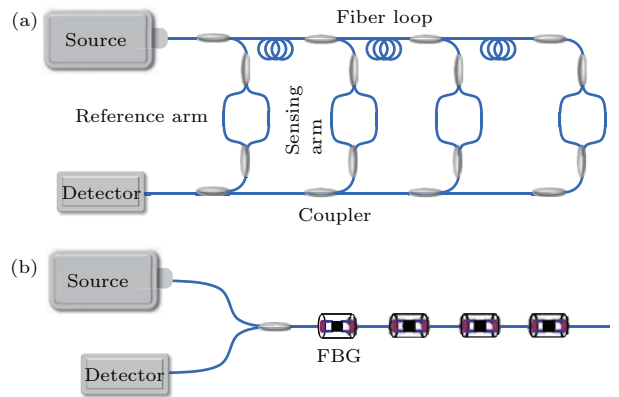


图 13 (a) MZI 干涉型光纤超声传感器复用方案; (b) FBG 超声传感器复用方案; 引自文献<sup>[17]</sup> Fig. 13. Multiplexing scheme of ultrasonic sensor based on: (a) MZI; (b) FBG; from Ref. <sup>[17]</sup>.

表 2 光纤超声传感器性能对比 Table 2. Comparison among fiber-optic ultrasonic sensors.

光纤超声传感器类型	超声传感器	测试距离/cm	SNR/dB	响应频带/Hz
强度调制型光纤超声传感器	单一光纤型超声传感器 <sup>[161,162]</sup>	10	48	$2 \times 10^5$
	熔锥型光纤超声传感器 <sup>[109,110]</sup>	10	44	$3 \times 10^5$
	PMF 超声传感器 <sup>[163-165]</sup>	近场检测	50	$2 \times 10^6$
干涉型光纤超声传感器	光纤 FPI 型 <sup>[166-169,72,94-96]</sup>	20—40	62.21	$6 \times 10^8$
	光纤 MI 干涉型 <sup>[170-172,26,85]</sup>	10	42	$3.5 \times 10^6$
	光纤 MZI 干涉型 <sup>[173,4,5]</sup>	10	45	$1 \times 10^7$
	光纤 Sagnac 干涉型 <sup>[174,175,68]</sup>	10	45	$6 \times 10^6$
光纤光栅超声传感器	FBG, PS-FBG <sup>[176-179,155]</sup>	10	90	$1 \times 10^6$
	DFB, DBR 激光器 <sup>[180,181]</sup>	9	105	$> 2 \times 10^7$

上文中综述了多种类型的光纤超声传感器, 不同的传感器之间表现出较大的性能差异, 如在结构、灵敏度、频率范围、复用性等方面. 为了更为直观地比较不同类型光纤传感器感测超声波的特性, 表 2 从多个方面总结了上文中几种类型的光纤超声传感器性能指标.

### 3 光纤超声传感器的应用

光纤超声波检测技术是目前国际上智能结构与健康监测研究领域中的热点问题之一, 提供了一种评价固体材料的微观组织及相关力学性能、检测其微观和宏观不连续性的有效通用方法. 下面主要介绍光纤超声传感器在结构健康监测、生物医疗成像、地震物理模型成像三个应用方面的研究进展.

#### 3.1 光纤超声波无损检测技术

无损检测技术是结构健康监测的有效手段, 以保证材料质量和实现质量控制. 超声波探伤是目前应用十分广泛的无损检测技术, 通过研究超声波在被检工件中的传播情况来检测材料的结构和性能, 广泛应用于铁路、冶金、造船、机械制造等工业. Kageyama 等<sup>[182,183,162]</sup>将弯曲缠绕光纤的多普勒效应用于钢筋混凝土结构的声发射损伤检测中, 利用弯曲光纤的多普勒效应分析了钢筋混凝土内裂纹的产生和传播. 测试中将 25 个传感器阵列分布于轨道梁的上下表面, 成功检测到了 10—200 kHz 的声发射信号, 检测灵敏度与传统 PZT 相当, 但光纤传感器表现出更宽的频带响应. Lee 等<sup>[184,185]</sup>开展了基于 FBG 的超声波传感检测研究, 并通过优

化光纤传感结构及扫描技术对组合材料的结构损伤进行了成像. 同时, 该课题组利用该技术通过检测频率为 250 kHz 的超声波经液体后强度的变化, 模拟实现了液体泄漏检测. 此外, Takeda 和日立电缆有限公司研究了一种小直径 FBG 用于碳纤维复合材料 (carbon fiber reinforced plastics, CFRP) 和胶合结构件的超声波损伤检测, 如图 14 所示. 发射源产生的兰姆波沿样品传播, FBG 传感器黏附于样品表面, 通过解调 FBG 波长漂移来重建材料损伤状况. 当兰姆波在 CFRP 脱层损伤区传播时, FBG 检测到兰姆波表现出最大振幅减弱, 同时有新的波形生成, 可以从新波形模式的振幅比和到达时间估算出脱层长度. 2007 年, Tsuda 等<sup>[185]</sup>首次使用 FBG 超声传感器对金属材料疲劳裂纹的检测. 该方案中, 主要对 18Cr-8Ni 不锈钢的疲劳裂纹进行检测, 相对于样品的完整区域, 疲劳裂纹处的超声波响应明显表现出时间延时. 测试表明, FBG 超声传感器检测损伤的分辨率及位置信息要优于 PZT. 同年, Betz 对光纤超声传感器结构健康监测的方向性及损伤定位进行了研究, 提出了基于 FBG 的结构损伤检测和定位系统. 该方案中, 利用钻孔的铝质材料作为损伤模型, 利用 FBG 构成玫瑰花结形结构, 由于 FBG 具有很好的定向性, 可以得到反射声波的方向信息, 同时综合另外两个 FBG 的超声波响应, 可以定位损伤区域. 2008 年, Oliveira 在材料样品中分别嵌入 FBG 和 FPI, 实现了材料完整性的实时监测. Oliveira 利用单模光纤端面菲涅耳反射构成的高灵敏 FPI 进行声发射测量, FBG 传感器进行材料低频应变的检测, 可探测样品的各个损伤区.

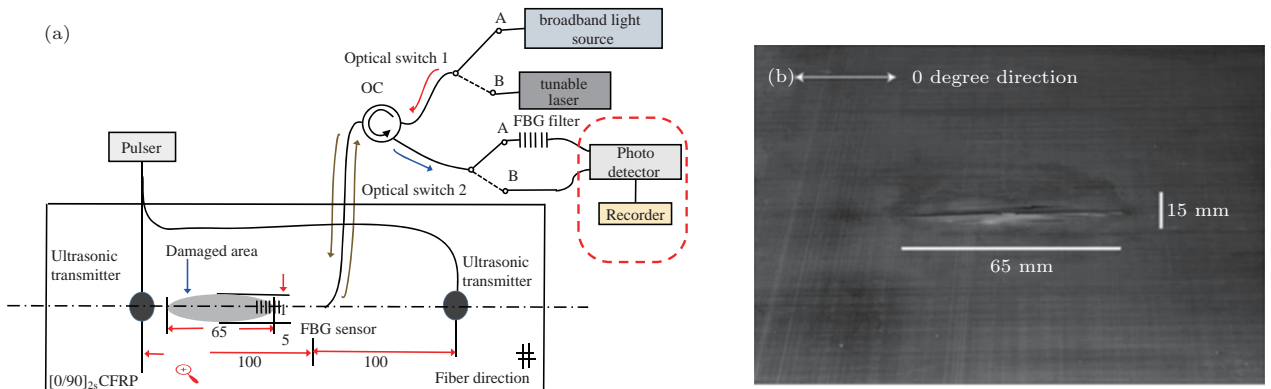


图 14 (a) 基于压电传感器 (虚线) 与基于 FBG 传感器的超声波无损检测实验装置原理图; (b) 损伤样品实物图; 引自文献<sup>[185]</sup>

Fig. 14. (a) Principle diagram of the ultrasonic nondestructive testing experiment devices based on piezoelectric sensor (dash line) and FBG sensor; (b) physical figure of the damage sample; from Ref.<sup>[185]</sup>.

### 3.2 光纤超声波医疗成像技术

超声波可以很好地穿透生物组织,并携带组织内部结构的信息反射回外部,分析超声波信号可以获得生物组织内部图像.传统PZT已成功应用在了临床医疗上(B超),可获得生物体外表面的结构信息.但由于PZT体积较大无法实现小空间(生物体内部)的高空间分辨率成像,因此光纤超声传感器可代替PZT实现内植式超声波成像<sup>[186,187]</sup>.要实现生物组织的高分辨率成像,需要高频超声波作为载体(MHz),其波长将小于1 mm,这就要求光纤传感器的结构尺寸在超声波长量级<sup>[188]</sup>.2009年,Lamela等<sup>[4]</sup>报道了光纤干涉型超声传感器(100 kHz—5 MHz)用于仿生物组织成像,如图15所示.光纤超声传感器扫描仿生物组织(乳腺组织)的表面,结合滤波径向投影算法重建其二维图像,并与光声成像系统的成像结果进行对比,两套系统在成像分辨率、尺寸、形状、位置上均保持一致.2014年,Li等使用纳米加工技术将半径为30  $\mu\text{m}$ 的聚合物微环置于厚为250  $\mu\text{m}$ 的显微镜盖玻片上,设计了一种基于微谐振环的高灵敏微型光纤超声传感器,用于光声显微成像.通过对碳黑薄膜材料的成像,获得了高纵向分辨率(5.3  $\mu\text{m}$ )的声光显微容积图像,并量化了像素的大小,其成像饱和限度高出PZT两倍.微谐振环光纤超声传感器和光声显微成像系统完全兼容,可与高数值孔径的物镜结合使用,可应用于生物医学研究和临床诊断等领域.

为了进一步实现小空间范围内生物组织的全光纤超声波成像,配合部分材料的热致声发射特性,制作出光纤超声波发射装置<sup>[189,190]</sup>,由于此超声波源频率决定于材料,通常可实现MHz级的超声波发射,满足生物成像对高频声波的需求.例如,2002年,Fomitchov等<sup>[191]</sup>设计了多种光纤发射源,在光纤端面制作微型的密封室,其端面是镀有石墨烯薄层的玻璃窗口,光源激光脉冲能量耦合进入光纤传播,传输至光纤端面,并以轻微的损耗通过玻璃窗口传输至石墨烯薄层,石墨烯因快速的热膨胀而产生超声波.将密封室的玻璃窗口设计成不同的形式,可以得到多种发射模式的光纤超声波发射源,如角度发射、聚焦发射等.此类型的超声波发射器具有宽超声波频带,超声波发射方向易控制,稳定性好,不受温度等环节扰动的影响等特点.2013年,Tian等<sup>[192]</sup>提出了基于倾斜光纤光栅(tilted fiber Bragg grating,TFBG)低阶包层模(ghost mode)的分布式高效光纤超声波产生方式.

TFBG的ghost mode将特定波长的激光耦合出光纤,配合石墨/环氧树脂吸收材料代替光纤包层,由于此材料具有较大的热膨胀系数,将ghost mode能量转化为声波形式,可高效地产生超声波.此外TFBG的ghost mode表现出特定波长的窄带宽,因此多个TFBG可以级联,构成多点超声波发射装置.上述光纤超声波源可以极大地缩小传统压电型超声换能器的体积,便于嵌入微小空间内(如生物体组织内),但目前该类声源主要靠高功率激光器驱动,系统复杂,成本较高,需要进一步改进优化.

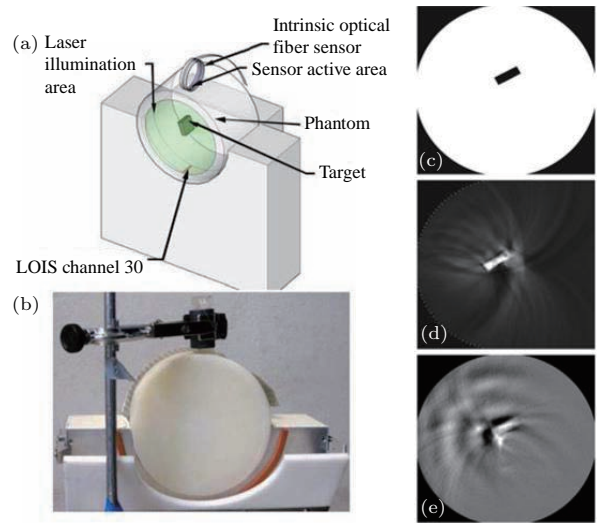


图15 (a) 样品固定装置结构示意图; (b) 样品固定装置实物图; (c) 样品内部结构示意图; (d) 压电换能器成像图; (e) 光纤传感器成像图; 引自文献<sup>[4]</sup>

Fig. 15. (a) Structure schematic of the sample holder device; (b) photograph of the sample holder device; (c) structure diagram of the internal sample; (d) piezoelectric transducer imaging; (e) optical fiber sensor imaging; from Ref. <sup>[4]</sup>.

### 3.3 地震物理模型超声波成像

地震物理模型是按储藏地质结构等比例缩小的模拟结构,作为一种工具可用于地震波传输及理论预测,模拟结果具有真实性,不受计算方法、假设条件的限制,在近乎理想的岩石模型条件下测量声波的反应.相较于地震现场,在实验室搭建地震模型成本低,且具有很好的重复性、稳定性及可控性.超声波传感器是获取地震物理模型内部信息的核心器件<sup>[193]</sup>,目前仍以传统PZT为主.由于光纤超声传感器具有上述独特的优势,可代替PZT实现高空间分辨率的地震物理模型成像.近两年,Guo等<sup>[6]</sup>报道了PS-FBG超声传感器扫描成像的相关研究.成像模型为4层界面的有机玻璃板和椭圆柱



有机玻璃模型. 相比于PZT地震物理模型成像系统, PS-FBG 光纤超声传感器呈现出高灵敏度及高成像分辨率. 在 200 kHz 的超声波探测频率下, 传感器的响应灵敏度 (SNR) 为 45 dB. 但在实际的地震物理模型成像过程中, 光纤超声传感器仍然需要在高灵敏度、结构微型化、复用性等方面进行改进.

本课题组一直针对地震勘探领域, 研究系列光纤地震检波器和光纤超声传感器 [85,194–197]. 下面主要总结本课题组近几年在此应用领域的研究进展. 光纤超声传感器主要包括 PS-FBG, fiber Bragg grating Fabry-Perot (FBG-FP) 干涉仪, FBG, 空气微泡型 IFPI 干涉仪, 基于金箔的光纤 EFPI 干涉仪, 并配合优化的封装结构和材料, 提高传感器的机械强度和输出 SNR, 微型化传感

器尺寸, 以满足地震物理模型超声波扫描成像的需求. 图 16(a)–(g) 所示为两种光纤探针型光纤超声传感器, 其中图 16(a)–(d) 展示了基于两种 FBG 元件的光纤超声传感器结构: 传统 FBG 和新型 FBG-FP, 光谱图分别如图 16(c) 和图 16(d) 所示; 为了提高 FBG 的超声波感测灵敏度, 且实现稳定的水听式探测, 这里采用铝锥-声波耦合式封装方法, 如图 16(a) 和图 16(b) 所示. 图 16(e)–(g) 所示为一种空气微泡型 IFPI 光纤超声传感器, 利用薄壁空气腔对声压的高灵敏响应, 其光谱优化过程如图 16(g) 所示, 由于该光纤 IFPI 结构尺寸微小, 可感测 MHz 级超声波, 因此主要用于高频超声波探测.

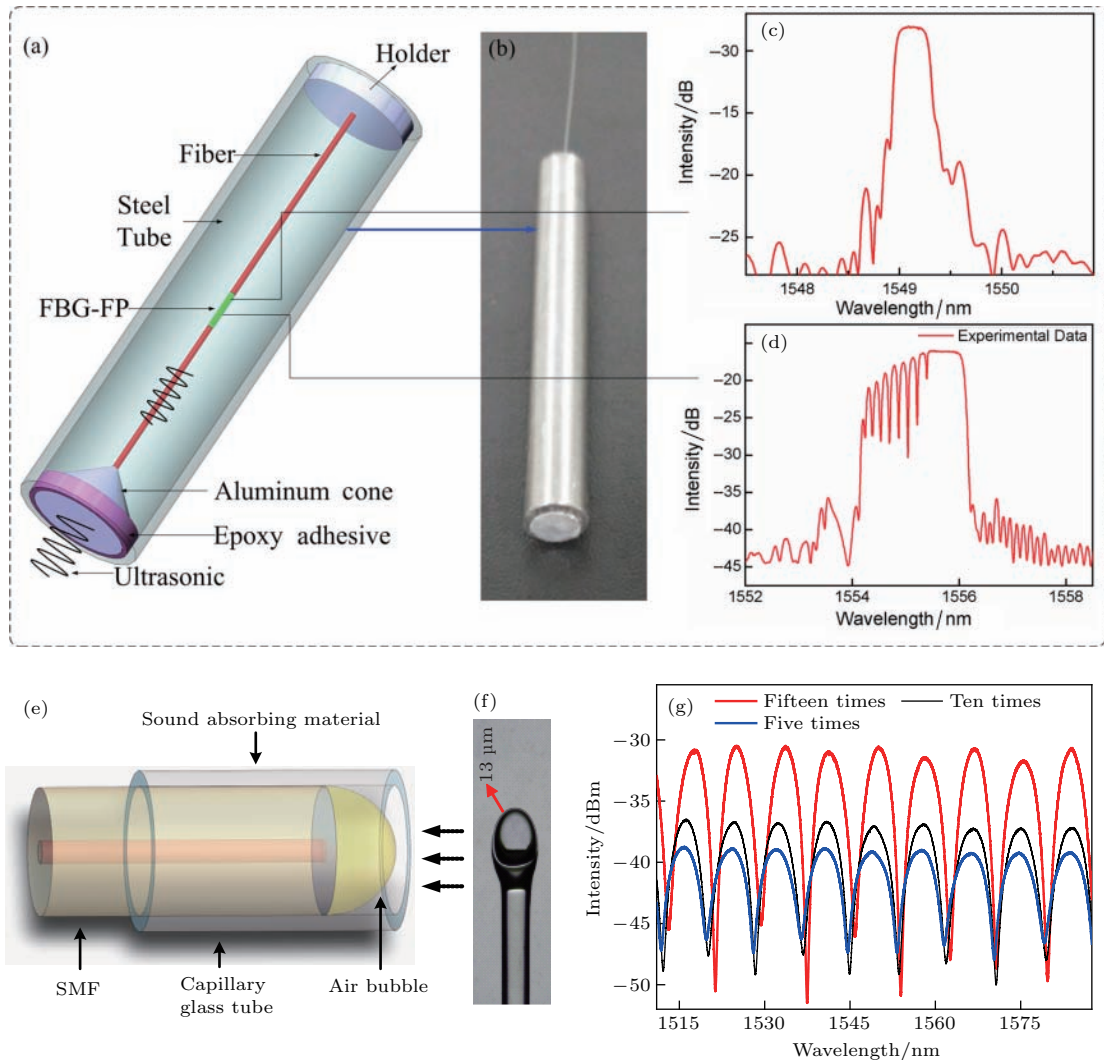


图 16 (a)–(d) FBG 和 FBG-FP 超声传感器及光谱; (e)–(g) IFPI 光纤超声传感器及光谱  
 Fig. 16. Structure scheme diagram and sensor spectrum: (a)–(d) The FBG and FBG-FP ultrasonic sensor; (e)–(g) optical fiber ultrasonic sensor based on IFPI.



在超声波探测过程中, 为了简化系统, 我们主要采用光谱边带滤波技术解调超声波调制后的光信号. 由于地震物理模型为实际地质结构的等比例缩小, 所需超声波频率为 100 kHz—10 MHz, 并且为了减小损耗和环境温度的影响, 将地震物理模型放置于水中. 针对这些地震物理模型的成像要求, 我们设计并制作了六种光纤超声传感器, 并实现了宽频带超声波感测. 此外, 为了清晰地区分

地震物理模型表面及内部间隙的位置和形状, 超声波源采用脉冲型声波, 后续成像处理主要采用时间渡越算法 (time-of-flight, TOF). 图 17 (a)—(c) 所示为光纤光谱边带滤波检测机理, 及 FBG 和 FPI 光谱随超声波作用发生的漂移. 图 17 (d) 和图 17 (e) 所示为光纤传感器对 300 kHz 和 1 MHz 脉冲超声波的响应信号及其随探测距离的变化.

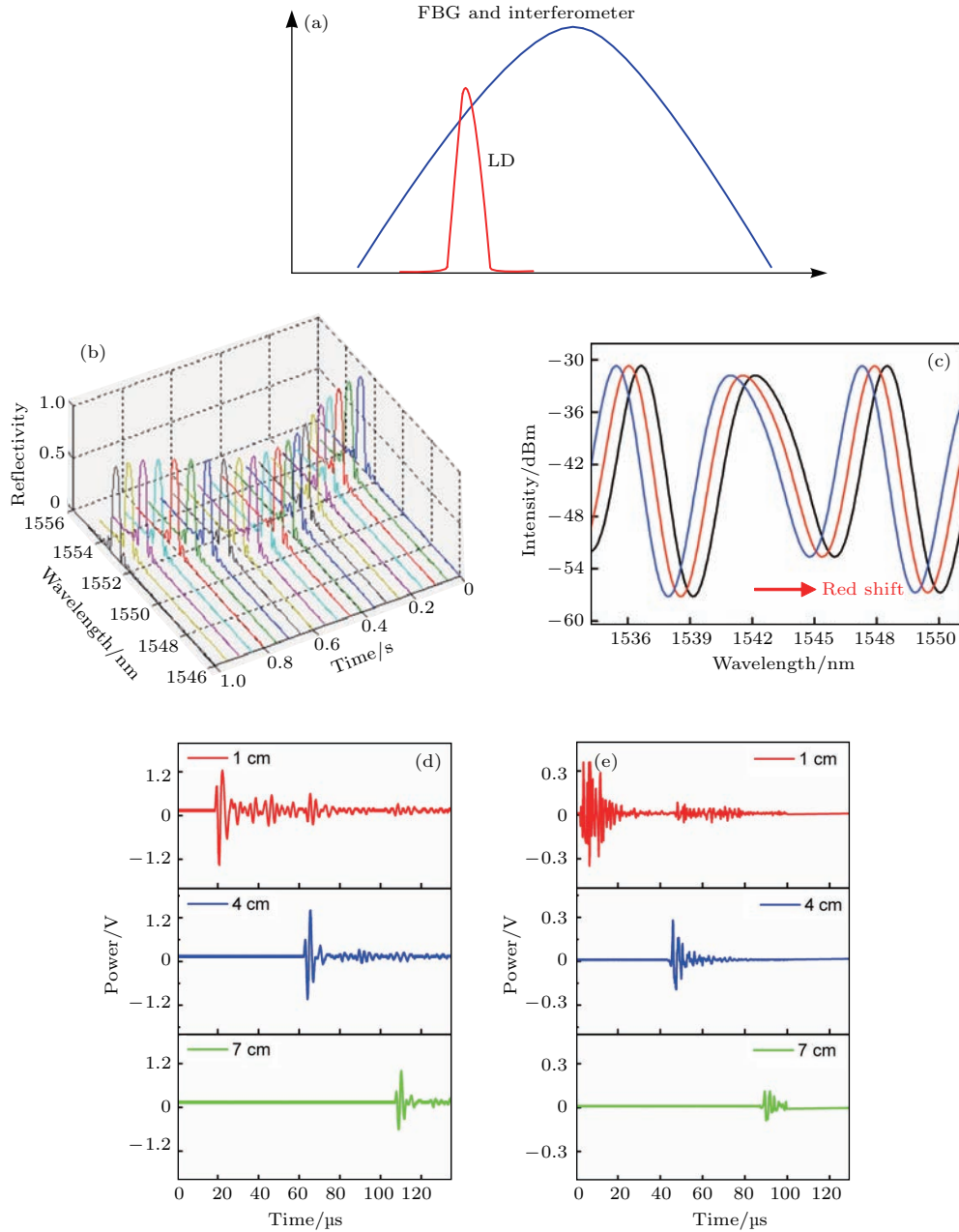


图 17 (a) 光谱边带滤波机理和理论模拟; (b) FBG 光谱随声波漂移; (c) FPI 干涉光谱随声波漂移; (d) 不同距离脉冲声波 (300 kHz); (e) 不同距离脉冲声波 (1 MHz)

Fig. 17. (a) Sideband filtering mechanism and theoretical simulation; (b) wavelength shift of the FBG versus acoustic wave; (c) wavelength shift of the interference spectrum versus acoustic wave; (d) time-domain spectra of ultrasonic response (300 kHz) versus increasing distances between PZT and sensor; (e) time-domain spectra of ultrasonic response (1 MHz) versus increasing distances.

不同的传感器结构表现出不同的 SNR、响应带宽、动态范围等传感特性, 在地震物理模型扫描成像过程中, 可根据成像环境、模型大小、空间分辨率等选择合适的传感器结构. 为了综合对比这几种光纤超声传感器的性能, 我们采用相同的超声波驱动电压 (300 V)、超声波源驱动频率 (300 kHz), 配合光谱边带滤波解调技术, 测试了上述六种光纤超声传感器, 并总结了多项性能指标, 列于表 3.

下面介绍选择基于 FBG 超声传感器的地震物理模型超声波扫描成像的实例. 待测地震物理模型包括两种: 半径为 5 cm 的半圆柱体, 置于宽 50 cm、厚 5 cm 的有机玻璃板上, 模拟垄状地质结构, 如图 18 (a) 所示; 两块方形有机玻璃板错位放置, 模拟断面地质结构, 如图 18 (b) 所示. 两个地震物理模型在测试时均放置于水中, 超声波扫描成像过程为: 传感器探头和 PZT 固定在水面上方的电动位移台上, 其端面均浸于水面, 与水下模型相距 5 cm. FBG 超声传感器和 PZT 间隔 6 cm, 二者以每步 1 mm 的速率沿着导轨滑动, 对模型进行点对点横向扫描, 实时记录探测的回波信号. 根据超声波在有

机玻璃板和水中传输速度不同, 利用 TOF 重建地震物理模型的图像, 分别如图 19 (a) 和图 19 (b) 所示. 图像中可清晰地分辨模型的曲面和断面信息, 与图 18 所建实物模型相符合.

表 3 六种光纤超声传感器比较 (300 V, 300 kHz 方波脉冲, 水中测试)

Table 3. Comparisons among the six types of fiber-optic ultrasonic sensors.

光纤超声传感器	SNR/dB	有效带宽/MHz
PS-FBG	19.55	10
FBG-FP [194]	27.96	7.5
FBG	32.57	2
空气微泡型 IFPI [198]	24.08	80
环氧树脂薄膜型 EFPI	45.34	1.5
金膜型 EFPI	62.21 (空气)	1

备注: ① 基于光纤光栅的超声传感器 SNR 高; ② 光纤与材料结合可有效提高传感器灵敏度; ③ 通过合理有效的封装方式, 传感器灵敏度可以得到大幅提升; ④ 动态范围 90—140 dB

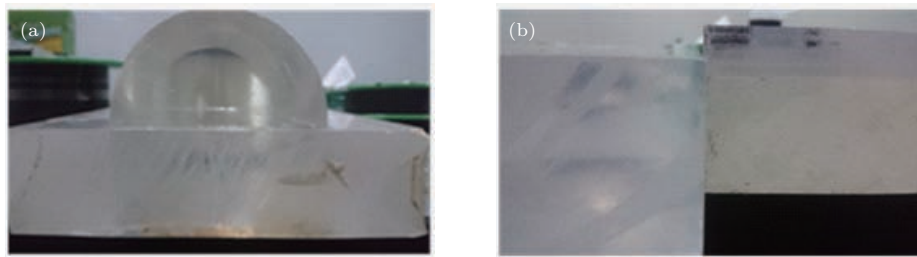


图 18 地震物理模型 (a) 垄状地质模拟结构; (b) 断面地质模拟结构

Fig. 18. Photograph of physical models: (a) Ridge-like bulk; (b) misplaced rectangular bulk.

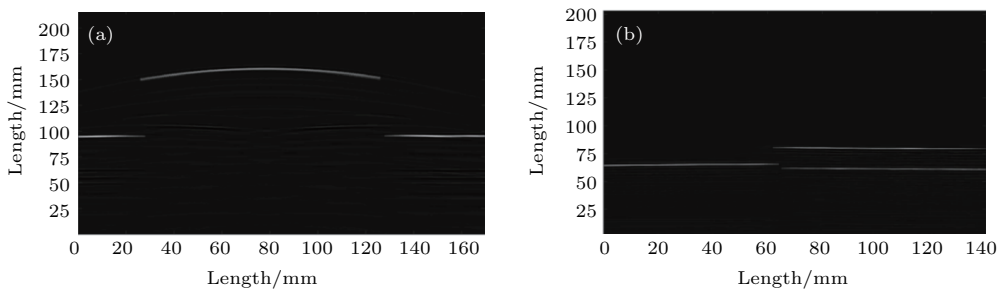


图 19 超声波成像 (a) 垄状地质模拟结构成像; (b) 断面地质模拟结构成像

Fig. 19. Images of two physical models: (a) Ridge-like bulk; (b) misplaced rectangular bulk.

#### 4 光纤超声传感器展望

在近 20 年, 多个研究组已经开展了光纤超声传感器的相关研究, 通过多种光纤传感结构实现了

宽频带超声波探测, 并应用在结构健康监测、生物医疗成像等方面. 但针对地震物理模型超声波成像, 相关光纤超声传感器的报道较少. 因此, 针对这个新的研究方向, 经过几年的探索和研究, 实现了对宽频带超声波信号的高灵敏度、高 SNR 探

测及多种地震物理模型的超声波成像。下一步的工作将继续针对地震物理模型光纤超声波检测的难点,优化光纤超声传感器的性能,发展光纤超声传感器的复用技术,实现传感器的微型化及系统的仪器化,最终形成一套具有自主知识产权的高灵敏度、系统稳定、可组网的光纤超声波检测仪器。关于光纤超声传感器及其在成像领域的应用研究发展趋势总结如下。

#### 1) 传感器性能优化

优化传感器结构及封装,吸收残余超声波,抑制噪声,提高超声波探测 SNR。此外,随着光纤材料及结构日新月异,新的超声波传感机理和方式可进一步优化光纤传感器的超声波探测灵敏度,进而提高超声波成像的分辨率。

#### 2) 传感器微型化

在保证光纤超声传感器灵敏度的基础上,进一步缩小传感器的体积,可有效提高超声波成像的空间分辨率。这就要求:优化光纤光栅制作工艺,获得直径更小、长度更短的高反射率、窄带宽光纤光栅;FPI腔内置于光纤内部(可通过光纤微加工技术实现),缩小 FPI 的体积,但同时需要考虑传感器的响应灵敏度。

#### 3) 传感器复用技术

采用时分复用技术,级联多个光纤超声传感器,均衡分配传感阵列功率,解决各通道传感器间的串扰、低频扰动等对采集信号的干扰问题,提高超声波采集效率。

#### 4) 系统仪器化

光纤超声传感器均要求传感系统具有高集成度和仪器化前景,满足不同实验环境数据采集的需求。在后期工作中需进一步提高整个系统的集成度(激光光源、超声波驱动、数据采集等单元),配合自适应系统,提高各部分的关联性和整体的稳定性。

## 5 结 论

本文主要综述了几种光纤超声传感器的传感机理、实现方法、发展现状,总结了光纤超声传感器的几个重要应用领域及面临的科学技术挑战,重点讨论了光纤超声传感器作为一种新技术应用于地震物理模型成像。总之,尽管经过近几十年的努力,光纤超声传感器研究方面已取得了可喜的成果,但仍需继续深入相关研究,解决灵敏度、稳定性、结构微型化、复用性等方面存在的诸多问题。

## 参考文献

- [1] Betz D C, Thursby G, Culshaw B, Staszewski W J 2006 *Smart Mater. Struct.* **15** 1305
- [2] Tsuda H, Lee J R, Guan Y 2006 *Smart Mater. Struct.* **15** 1429
- [3] Fomitchov P A, Kromine A K, Krishnaswamy S 2012 *Appl. Opt.* **41** 4451
- [4] Lamela H, Gallego D, Oraevsky A 2009 *Opt. Lett.* **34** 3695
- [5] Gallego D, Lamela H 2009 *Opt. Lett.* **34** 1807
- [6] Guo J, Xue S, Zhao Q, Yang C 2014 *Opt. Express* **22** 19573
- [7] Wang D H, Jia P G, Wang S J, Zhao C L, Zeng D P, Wang H, Li F Q 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 044102
- [8] Liu T, Hu T, Han M 2014 *Opt. Lett.* **39** 4462
- [9] Kim K S, Mizuno Y, Nakamura K 2014 *Ultrasonics* **54** 1047
- [10] Sorazu B, Thursby G, Culshaw B 2011 *IEEE Sens. J.* **11** 1623
- [11] Liu G G, Sandfort E, Hu L L, Liu T Q, Han M 2015 *IEEE Sens. J.* **15** 2848
- [12] Dan N, Zhao Y 2010 *Transd. Microsyst. Technol.* **29** 72 (in Chinese) [单宁, 赵雁 2010 传感器与微系统 **29** 72]
- [13] Liang Y J, Zhang S, Xu Y D, Deng H 2006 *Opt. Tech.* **32** 507 (in Chinese) [梁艺军, 张森, 徐彦德, 邓虎 2006 光学技术 **32** 507]
- [14] Posada-Roman J E, Garcia-Souto J A, Serrano J R, Nunez I B 2013 *IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference* Minneapolis, USA, May 6–9, 2013 p1921
- [15] Zhao H, Li M, Wang P P, Zhang Y 2008 *Proc. CSEE* **28** 59 (in Chinese) [赵洪, 李敏, 王萍萍, 张影 2008 中国电机工程学报 **28** 59]
- [16] Zhao H, Li M, Zhang Y, Wang P P 2008 *Opt. Precision Engineer.* **16** 1018 (in Chinese) [赵洪, 李敏, 张影, 王萍萍 2008 光学精密工程 **16** 1018]
- [17] Wild G, Hinckley S 2008 *IEEE Sens. J.* **8** 1184
- [18] Yuan L B 2008 *J. Natural Sci. Heilongjiang Univ.* **25** 827 (in Chinese) [苑立波 2008 黑龙江大学自然科学学报 **25** 827]
- [19] Ma B, Xu J, Sui Q M 2010 *Piezoelectr. Acoustoopt.* **32** 15 (in Chinese) [马宾, 徐健, 隋青美 2010 压电与声光 **32** 15]
- [20] Culshaw B, Thursby G, Betz D, Sorazu B 2008 *IEEE Sens. J.* **8** 1360
- [21] Guo F, Yu C T 1992 *Optical Fiber Sensing Techniques and Applications* (Hangzhou: Zhejiang University Press) p203 (in Chinese) [郭凤珍, 于长泰 1992 光纤传感技术与应用 (杭州: 浙江大学出版社) 第 203 页]
- [22] Wang L, Wang X W 1996 *Electron Measur. Instrum.* **12** 29 (in Chinese) [王琳, 王学伟 1996 电测与仪表 **12** 29]
- [23] Iwamoto K, Kamata I 1992 *Appl. Opt.* **31** 51
- [24] Chapper R E, Dallah R T 1983 *The TAPPI 1983 Annual Meeting* Atlanta, Georgia, March 2–4, 1983 p313
- [25] Deng H Y, Rao Y J, Ran C L 2008 *J. Opt.* **2** 255 (in Chinese) [邓洪有, 饶云江, 冉曾令 2008 光学学报 **2** 255]
- [26] Wu Q, Okabe Y, Iwamoto, Kamata K I 1992 *Appl. Opt.* **31** 51

- [27] Wang S, Lu P, Liu L, Liao H, Sun Y, Ni W J, Fu X, Jiang X Y, Liu D M, Zhang J S, Xu H, Yao Q P, Chen Y M 2016 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **28** 1264
- [28] Lee J R, Tsuda H 2005 *Scripta Mater.* **53** 1181
- [29] Wu Q, Okabe Y 2012 *Opt. Lett.* **37** 16
- [30] Kim K S, Mizuno Y, Nakamura K 2012 *Jpn. J. Appl. Phys.* **51** 080202
- [31] Jang T S, Lee S S, Kim Y G 2004 *Ultrasonics* **42** 837
- [32] Jang T S, Lee S S 2002 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Frequency Control* **49** 6
- [33] Churgin M A, Liu M, Buma T 2009 *Proceedings of IEEE International Ultrasonics Symposium Rome, Italy, September 20–23, 2009* p952
- [34] Knudsen S, Bletekjr K 1994 *J. Lightw. Technol.* **12** 9
- [35] Xu M F, Han Y, Dong J L 2005 *Nondestruct. Test.* **27** 198 (in Chinese) [徐美芳, 韩焱, 董剑龙 2005 无损检测 **27** 198]
- [36] Tang Y L, Chen Y P 2002 *Geophys. Geochem. Explorat.* **26** 225 (in Chinese) [汤悦林, 陈元平 2002 物探与化探 **26** 225]
- [37] Wang Y Z, Wan S P, Zhang H 2009 *J. Appl. Opt.* **30** 125 (in Chinese) [王玉枝, 万生鹏, 张辉 2009 应用光学 **30** 125]
- [38] Chen X, Yu S J, Yang J X, Lin M 2009 *Acta Opt. Sin.* **29** 145 (in Chinese) [陈显, 余尚江, 杨吉祥, 林明 2009 光学学报 **29** 145]
- [39] Yang T, Ji W Y, Zhang S Y 2001 *Acta Acust.* **26** 202 (in Chinese) [杨挺, 季文赞, 张叔英 2001 声学学报 **26** 202]
- [40] Wu Y T, Liu Y K, Chang X, Zhang J M, Chen B S, Li P, Li X C 2012 *Chin. J. Geophys.* **55** 1007 (in Chinese) [武银婷, 刘伊克, 常旭, 张金淼, 陈宝书, 李鹏, 李学聪 2012 地球物理学报 **55** 1007]
- [41] Wu D L 2004 *Geophys. Prospect. Petrol.* **43** 599 (in Chinese) [邬达理 2004 石油物探 **43** 599]
- [42] Wu D L, Jiang Y, Chen Z M 2006 *Geophys. Prospect. Petrol.* **45** 2006 (in Chinese) [邬达理, 姜游, 陈竹梅 2006 石油物探 **45** 2006]
- [43] Hill D J, Nash P J, Hawker S D 1998 *European Workshop on Optical Fibre Sensors Peebles* Scotland, July 8–10, 1998 p301
- [44] Sheng S G, Yang D S 2003 *J. Harbin Engineer. Univ.* **24** 132
- [45] Cranch G A, Nash P J, Kirkendall C K 2003 *IEEE Sens. J.* **3** 19
- [46] Leslie C B, Kendall J M, Jones J L 1956 *J. Acoust. Soc. Am.* **28** 711
- [47] Kringlebotn J T, Nakstad H, Eriksrud M 2009 *Proceedings of 20th International Conference on Optical Fibre Sensors* Edinburgh, United Kingdom, October 5, 2009 p7503
- [48] Nelson D F, Kleinman D A, Wecht K W 1977 *Appl. Phys. Lett.* **30** 94
- [49] Sheem S K, Cole J H 1979 *Opt. Lett.* **4** 322
- [50] Fields J N 1979 *Appl. Opt.* **18** 3533
- [51] Carome E F, Koo K P 1980 *Opt. Lett.* **5** 359
- [52] Chen R S, Bradshaw T, Badcock R, Cole P, Jarman P, Pedder D, Fernando G F 2005 *J. Physpp.Conf. Series* **15** 232
- [53] Chen R S, Bradshaw T, Burns J, Cole P, Jarman P, Pedder D, Theobald R, Fernando G F 2006 *Measur. Sci. Technol.* **17** 2313
- [54] Chen R S, Fernando G F, Butler T, Badcock R 2004 *Measur. Sci. Technol.* **15** 1490
- [55] Spillman W B, McMahon D H 1980 *Appl. Opt.* **19** 113
- [56] Phillips R L 1980 *Opt. Lett.* **5** 318
- [57] Spillman W B 1981 *Appl. Opt.* **20** 465
- [58] Tietjen B W 1981 *J. Acoust. Soc. Am.* **69** 993
- [59] Guo F, Fink T, Han M, Koester L, Turner J, Huang J 2012 *Opt. Lett.* **37** 1505
- [60] Wang D H, Jia P G, Wang S J, Zhao C L, Zeng D P, Wang H, Li F Q 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 044102
- [61] Rines G A 1981 *Appl. Opt.* **20** 3453
- [62] Bennecer A, McGuire M, Flockhart G M H, Pierce S G, Hayward G, Culshaw B 2010 *Fourth European Workshop on Optical Fibre Sensors* Porto, Portugal, September 8–10, 2010 p76530S
- [63] Chiang K S, Chan H L W, Gardner J L 1990 *J. Lightw. Technol.* **8** 1221
- [64] Paula R P D, Flax L, Cole J H, Bucaro J A 1982 *IEEE J. Quantum Electron.* **18** 680
- [65] Spillman W B, McMahon D H 1980 *Appl. Phys. Lett.* **37** 145
- [66] Spillman W B, McMahon D H 1982 *Appl. Opt.* **21** 3511
- [67] Fuhr P L 1994 *Smart Mater. Struct.* **3** 124
- [68] Ma J, Yu Y, Jin W 2015 *Opt. Express* **23** 29268
- [69] Xu F, Ren D X, Shi X L, Li C, Lu W W, Lu L, Lu L, Yu B L 2012 *Opt. Lett.* **37** 133
- [70] Nair A K, Machavaram V R, Mahendran R S, Pandita S D, Paget C, Barrow C, Fernando G F 2015 *Sens. Actuat. B: Chemical* **212** 93
- [71] Lee B H, Kim Y H, Park K S, Eom J B, Kim M J, Rho B S, Choi H Y 2011 *Sensors* **12** 2467
- [72] Liu B, Lin J, Liu H, Ma Y, Yan L, Jin P 2017 *Opt. Commun.* **382** 514
- [73] Shan N 2015 *Chin. J. Sens. Actuat.* **28** 487
- [74] Teixeira J G, Leite I T, Silva S, Frazão O 2014 *Photon. Sens.* **4** 198
- [75] Spammer S J, Swart P L 1995 *Appl. Opt.* **34** 2350
- [76] Tao P L, Yan F P, Tan Z W, Liu Y, Yin G L, Jian S S 2010 *Int. Soc. Opt. Photon.* **4** 774919
- [77] Bucaro J A, Dardy H D, Carome E F 1977 *J. Acoust. Soc. Am.* **62** 1302
- [78] Wang A, Xie H 1991 *The International Conference on Optical Fibre Sensors in China OFS(C)'91* Wuhan, China, October 9–11, 1991 p365
- [79] Frazão O, Viegas J, Caldas P, Santos J L, Araujo F M, Ferreira L A, Farahi F 2007 *Opt. Lett.* **32** 3074
- [80] Liang Y J, Zhang S, Xu Y D 2006 *Opt. Tech.* **32** 507
- [81] Hocker G B 1979 *Opt. Lett.* **4** 320
- [82] Hocker G B 1979 *Appl. Opt.* **18** 3679
- [83] Imai M, Ohashi T, Ohtsuka Y 1983 *J. Lightw. Technol.* **1** 75
- [84] Kersey A D, Marrone M J, Dandridge A, Tveten A B 1988 *J. Lightw. Technol.* **6** 1599
- [85] Gang T T, Hu M L, Qiao X G, Li J C, Shao Z H, Tong R X, Rong Q Z 2017 *Opt. Lasers Engineer.* **88** 60



- [86] Culshaw B, Giles I 1982 *IEEE J. Quantum Electron.* **18** 690
- [87] Wen H, Wiesler D G, Tveten A, Danver B, Dandridge A 1998 *Ultrasonic Imaging* **20** 103
- [88] Beard P C, Mills T N 1996 *Appl. Opt.* **35** 663
- [89] Beard P C, Mills T N 1997 *Electron. Lett.* **33** 801
- [90] Ashkenazi S, Hou Y, Buma T, O'Donnell M 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 134102
- [91] Chen N, Xu P, Pangh F, Wang T, Zeng X, Chen Z 2008 *China-Japan Joint Microwave Conference* Shanghai, China, September 10–12, 2008 p612
- [92] Weihong B I 2000 *Chin. Opt. Lett.* **9** 140
- [93] Alcoz J J, Lee C E 1990 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Frequency Control* **37** 302
- [94] Morris P, Hurrell A, Shaw A, Zhang E, Beard P 2009 *J. Acoust. Soc. Am.* **125** 3611
- [95] Xu F, Shi J, Gong K, Li H F, Hui R Q, Yu B L 2014 *Opt. Lett.* **39** 2838
- [96] Ma J, Jin W, Ho H L, Dai J Y 2012 *Opt. Lett.* **37** 2493
- [97] Ma J, Xuan H, Ho H L, Jin W 2013 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **25** 932
- [98] Zhou J T, Wang Y P, Liao C R, Sun B, He J, Yin G L, Liu S, Li Z Y, Wang G J, Zhong X Y, Zhao J 2014 *Sens. Actuat. B: Chemical* **208** 315
- [99] Biagi E, Cerbai S, Gambacciani P, Masotti L 2008 *Sensors* 363
- [100] Farries M C, Payne D N 1989 *Appl. Phys. Lett.* **55** 25
- [101] Hoshino H, Sawada I, Amamo N, Noda K 1988 *IEICE Trans.* **E71** 350
- [102] Lefevre H 1988 *J. Opt.* **19** 117
- [103] Moon D S, Kim B H, Sun G, Han Y G, Han W T, Chung Y 2007 *Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics* Seoul, South Korea, August 26–31, 2007 p7962-7
- [104] Markowski K, Osuch T 2013 *Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments* Wilga, Poland, May 25–27, 2013 p89030U
- [105] Inagaki K, Tamura S, Noto H, Harayama T 2006 *Optical Fiber Sensors* Cancun, Mexico, October 23–27, 2006 pME7
- [106] Xu B, Li Y, Sun M, Zhang Z W, Dong X Y, Zhang Z X, Jin S Z 2012 *Opt. Lett.* **37** 4768
- [107] Foster S, Tikhomirov A, Milnes M, Velzen J V, Hardy G 2005 *17th International Conference on Optical Fibre Sensors* Bruges, Belgium, May 23, 2005 p627
- [108] Wu Q, Okabe Y, Sun J 2014 *Opt. Express* **22** 8405
- [109] Li F M, Liu Y Y, Wang L J, Zhao Z Y 2015 *Appl. Opt.* **54** 6986
- [110] Chen R, Fernando G F, Butler T, Badcock R A 2004 *Measur. Sci. Technol.* **15** 1490
- [111] Sun A, Wu Z S, Fang D, Zhang J, Wang W 2016 *IEEE Sens. J.* **16** 5632
- [112] Guo Z, Li W, Liu T 2011 *IOP Sci.* **276** 255
- [113] Malla R B, Garrick N W, Sen A, Dua P 1998 *The National Academies of Science Engineering Medicine* 251
- [114] Caleya R F D, Manuel L A S, Pereda M, Antonio J 1994 *Int. J. Optoelectron.* **9** 81
- [115] Hill K O, Fujii Y, Johnson D C, Kawasaki B S 1978 *Appl. Phys. Lett.* **32** 647
- [116] Vellekoop M J, White R M, Martin S J, Ricco A J, Zellers E T, Frye G C, Wohltjen H, Diego S 1997 *Sens. Actuat. A: Physical* **63** 79
- [117] Fujisue T, Nakamura K, Ueha S 2005 *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** 4577
- [118] Daniels D J, Gunton D J, Scott H F 1988 *IEE Proc. F: Commun. Radar and Signal Process.* **135** 277
- [119] Tsuda H 2005 *Nondestructive Evaluation and Health Monitoring of Aerospace Materials, Composites, and Civil Infrastructure IV* San Diego, CA, March 6, 2005 p90
- [120] Measures R M 1989 *Prog. Aerospace Sci.* **26** 289
- [121] Webb D J 1996 *Comput. Geosci.* **22** 569
- [122] Takahashi N, Akatsu T, Udagawa N, Sasaki T, Yamaguchi A, Moseley J M, Martin T J, Suda T 1988 *Endocrinology* **123** 2600
- [123] Suda T, Takahashi N, Martin T J 1992 *Endocr. Rev.* **13** 66
- [124] Takahashi N, Shinjoh H, Iijima T, Suzuki T, Yamazaki K, Yokota K, Suzuki H, Miyoshi N, Matsumoto S, Tanizawa T, Tanaka T, Tateishi S, Kasahara K 1996 *Catalysis Today* **27** 63
- [125] Suda T, Takahashi N, Udagawa N, Jimi E, Gillespie M T, Martin T J 1999 *Endocr. Rev.* **20** 345
- [126] Kotake S, Udagawa N, Takahashi N, Matsuzaki K, Itoh K, Ishiyama S, Saito S, Inoue K, Kamatani N, Gillespie M T, Martin T J, Suda T 1999 *Journal of Clinical Investigation* **103** 1345
- [127] Tanaka S, Yokosuka H, Inamoto K, Takahashi N 2005 *Steering Committee of Symposium on Ultrasonic Electronics* **26** 329
- [128] Inamoto K, Tanaka S, Yokosuka H, Takahashi N 2006 *Steering Committee of Symposium on Ultrasonic Electronics* **27** 261
- [129] Isago R, Nakamura K, Ueha S 2008 *19th International Conference on Optical Fibre Sensors* Perth, WA, Australia, April 14, 2008 p700411
- [130] Tsuda H, Sato E, Nakajima T, Nakamura H, Arakawa T, Shiono H, Minato M, Kurabayashi H, Sato A 2009 *Opt. Lett.* **34** 2942
- [131] Isago R, Nakamura K A 2009 *Measur. Sci. Technol.* **20** 54
- [132] Inamoto K, Tanaka S, Yokosuka H, Takahashi N 2005 *Steering Committee of Symposium on Ultrasonic Electronics* **26** 469
- [133] Culshaw B, Thursby G, Betz D, Sorazu B 2008 *IEEE Sens. J.* **8** 1360
- [134] Rao Y J 1997 *Measur. Sci. Technol.* **8** 355
- [135] Wang H, Liu W, Zhou Z, Wang S, Li Y 2011 *International Conference on Optical Instruments and Technology: Optical Sensors and Applications* Beijing, China, November 6, 2011 p81990L
- [136] Kuang K S C, Cantwell W J 2003 *Appl. Mech. Rev.* **56** 493
- [137] Culshaw B 2004 *J. Lightw. Technol.* **22** 39

- [138] Guo H L, Xiao G Z, Mrad N, Yao J P 2011 *Sensors* **11** 3687
- [139] Li H, Dong B, Zhang Z, et al. 2014 *Sci. Reports* **4** 4496
- [140] Monchalín J P 1985 *Appl. Phys. Lett.* **47** 14
- [141] Monchalín J P, Heon R, Boucharde P, Padióleau C 1989 *Appl. Phys. Lett.* **55** 1612
- [142] Porterfield D W, Hesler J L, Densing R, Mueller E R, Crowe T W, Weikle R M 1994 *Appl. Opt.* **33** 6046
- [143] Tamura K, Doerr C R, Haus H A, Ippen E P 1994 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6** 697
- [144] Hamilton J D, O'Donnell M 1998 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Frequency Control* **45** 216
- [145] Tanaka S, Yokosuka H, Takahashi N 2005 *17th International Conference on Optical Fibre Sensors* Bruges, Belgium, May 23, 2005 p699
- [146] Xu M G, Geiger H, Dakin J P 1996 *J. Lightw. Technol.* **14** 391
- [147] Rao Y J, Jackson D A 1996 *Fiber Optic Sensors V* Beijing, China, November 4, 1996 p171
- [148] Takahashi N, Thongnum W, Takahashi S 2002 *Acoust. Sci. Technol.* **23** 353
- [149] Liu T, Liu G, Hu L, Han M 2014 *The Fiber Optic Sensors and Applications XI* Baltimore, Maryland, USA, May 5, 2014 p90981A
- [150] Smelser C W, Mihailov S J, Grobncic D 2005 *Opt. Express* **13** 5377
- [151] Kabakova I V, Sterke C M D, Eggleton B J 2010 *JOSA B* **27** 2648
- [152] Lin B, Tjin S C, Zhang H, Tang D Y, Liang S, Hao J Z, Dong B 2011 *Opt. Fiber Technology* **17** 120
- [153] Li W, Yao J 2012 *IEEE Trans. Microw. Theo. Tech.* **60** 1735
- [154] Jaffer F A, Calfon M A, Rosenthal A, Mallas G, Razansky R N, Mauskopf A, Weissleder R, Libby P, Ntziachristos V 2011 *J. Am. College Cardiol.* **57** 2516
- [155] Wu Q, Okabe Y 2012 *Opt. Express* **20** 28353
- [156] Guo J J, Wang S R, Li X G, Zhang F, Shao X N, Lian X J 2014 *J. Molecul. Struct.* **1060** 17
- [157] Archambault J L, Grubb S G 1997 *J. Lightw. Technol.* **15** 1378
- [158] Wierzba P, Karioja P 2004 *Lightguides and Their Applications II* Jan Wojcik, Waldemar Wojcik, September 8, 2004 p348
- [159] Yelen K, Hickey L M B, Zervas M N 2004 *IEEE J. Quantum Electron.* **40** 711
- [160] Guan B O, Jin L, Zhang Y, Tam H Y 2012 *J. Lightw. Technol.* **30** 1097
- [161] Li F, Murayama H, Kageyama K, Shirai T 2009 *Opt. Fiber Technol.* **15** 296
- [162] Kageyama K, Murayama H, Ohsawa I, Kanai M, Nagata K, Machijima Y, Matsumura F 2005 *Smart Mater. Struct.* **14** S52
- [163] Maud M, Patricia D, Jean-Marie M 2010 *European Workshop on Optical Fibre Sensors International Society for Optics and Photonics* **7653** 76530S
- [164] Pierce S, Flockhart G, Mcguire M, Benneker A, Hayward G, Thursby G, Stewart G, Culshaw B 2013 *International Workshop on Structural Health Monitoring* **32** 1504
- [165] Vandenplas S, Papy J M, Wevers M, Huffel S V, Inaudi D 2005 *17th International Conference on Optical Fibre Sensors* Bruges, Belgium, May 23, 2005 p1064
- [166] Eom J, Park C J, Lee B H, Lee J H, Kwon I B, Chung E 2015 *Sens. Actuat. A: Physical* **2** 25
- [167] Lima S E U, Frazão O, Araújo F M, Ferreira L A, Miranda V, Santos J L 2009 *Opt. Engineer.* **42** 024401
- [168] Martin E, Zhang E, Beard P, Treeby B 2015 *IEEE International Ultrasonics Symposium* 1
- [169] Jo W, Akkaya O C, Solgaard O, Dignonnet M J F 2013 *Opt. Fiber Technol.* **19** 785
- [170] Claudio S, Luca M, Marco M, Maddalena F, Marco G 2016 *8th European Workshop On Structural Health Monitoring* Spain, Bilbao, July 5–8, 2016 pA3A
- [171] Liang Y, Qu D, Deng H 2013 *International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2013: Fiber Optic Sensors and Optical Coherence Tomography* Beijing, China, June 25, 2013 p89140Z
- [172] Speirs R, Bishop A 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 053501
- [173] Gallego D, Sáez-Rodríguez D, Webb D, Bang O, Lamela H 2014 *23rd International Conference on Optical Fibre Sensors* Santander, Spain, Jun 2–6, 2014 p91574X
- [174] Fomitchov P, Krishnaswamy S, Achenbach J 2000 *Opt. Engineer.* **39** 1972
- [175] Zhang G, Xi C, Liang Y, Zuo H 2011 *Cross Strait Quad-Regional Radio Science and Wireless Technology Conference* **2** 1598
- [176] Liu L, Lu P, Liao H, Wang S 2016 *IEEE Sens. J.* **16** 3054
- [177] Wissmeyer G, Soliman D, Shnaiderman R, Rosenthal A, Ntziachristos V 2016 *Opt. Lett.* **41** 1953
- [178] Zheng Q, Ma G, Jiang J, Li C 2015 *Electrical Insulation and Dielectric Phenomena* 282
- [179] Wu Q, Okabe Y, Saito K, Yu F M 2013 *Sensors* **14** 1094
- [180] Bo T, Huang J, Gu H, Mao X 2016 *8th International Symposium on Advanced Optical Manufacturing and Testing Technologies: Optoelectronic Materials and Devices* Suzhou, China, April 26, 2016 p96860U
- [181] Launay F X, Lardat R, Bouffaron R, Roux G, Doisy M, Bergogne C 2013 *Fifth European Workshop on Optical Fibre Sensors* Krakow, Poland, May 19, 2013 p87940K
- [182] Kageyama K, Murayama H, Uzawa K, Ohsawa I, Kanai M, Akemastu Y, Nagata K, Ogawa T 2006 *J. Lightw. Technol.* **24** 1768
- [183] Eum S H, Kageyama K, Murayama H, Uzawa K, Ohsawa I, Kanai M, Kobayashi S, Igawa H, Shirai T 2007 *Smart Mater. Struct.* **16** 2627
- [184] Lee J R, Tsuda H, Toyama N 2007 *NDT & E Int.* **40** 85
- [185] Tsuda H, Lee J R, Guan Y, Takatsubo J 2007 *Opt. Fiber Technol.* **13** 209
- [186] Letcher S V 1998 *Biosens. Bioelectron.* **13** 495
- [187] Gallego D, Lamela H 2011 *21st International Conference on Optical Fiber Sensors* Ottawa, Canada, May 15–19, 2011 p775370
- [188] Lamela H, Gallego D, Oraevsky A 2009 *Opt. Lett.* **34** 3695

- [189] Kochergin V, Flanagan K, Shi Z, Pedrick M, Baldwin B, Plaisted T, Yellampelle B, Kochergin E, Vicari L 2009 *Sensors and Smart Structures Technologies for Civil, Mechanical, and Aerospace Systems* San Diego, California, USA, March 8, 2009 p72923D
- [190] Wu N, Wang W, Tian Y, Guthy C, Wang X 2010 *Fiber Optic Sensors and Applications VII* Orlando, Florida, April 5, 2010 p76770X
- [191] Fomitchov P A, Kromine A K, Krishnaswamy S 2002 *Appl. Opt.* **41** 4451
- [192] Tian J, Zhang Q, Han M 2013 *Opt. Express* **21** 6109
- [193] Stewart R R, Dyaour N, Omoboya B, de Figueiredo J J S, Willis M, Sil S 2011 *Geophysics* **78** D11
- [194] Rong Q Z, Shao Z H, Yin L X, Gang T T, Liu F, Sun A, Qiao X G 2016 *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **1** 99
- [195] Rong Q Z, Qiao X G, Guo T, Bao W J, Su D, Yang H Z 2014 *Opt. Lett.* **39** 6616
- [196] Weng Y Y, Qiao X G, Xiang G H, Zhang J H, Zhou R, Yang Y, Zhang J 2011 *Photon. Optoelectron.* **1**
- [197] Zhang J H, Qiao X G, Feng Z Y, Weng Y Y, Yang Y, Zhou R 2011 *Symposium on Photonics & Optoelectronics* **1**
- [198] Gang T, Hu M L, Rong Q Z, Qiao X G, Liang L, Liu N, Tong R X, Liu X B, Bina C 2016 *Sensors* **16** 2125

SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

## Fiber-optic ultrasonic sensors and applications\*

Qiao Xue-Guang<sup>†</sup> Shao Zhi-Hua Bao Wei-Jia Rong Qiang-Zhou<sup>‡</sup>

(School of Physics, Northwest University, Xi'an 710069, China)

( Received 22 September 2016; revised manuscript received 25 February 2017 )

### Abstract

Fiber-optic ultrasonic sensors possess the ability to detect ultrasonic waves by recovery of light intensity, wavelength, phase, and polarization. Compared with traditional electrical ultrasonic transducers, fiber-optic ultrasonic sensors have several merits, such as broadband response, high sensitivity, disturbance resistance, and good reusability, which are helpful to improve the reliability and efficiency of ultrasonic detection in underwater defense security, bioimaging, nondestructive inspection, and imaging of seismic physical models.

To date, according to the principle, fiber-optic ultrasonic sensors can be classified into three types, including intensity modulation, fiber-optic interferometers and fiber gratings. For the intensity-modulated fiber-optic ultrasonic sensors, ultrasonic waves can be detected by measuring optical fiber coupling loss, fiber transmission-reflection loss, fiber reflection loss and fiber polarization loss. The phase difference in fiber-optic interferometers can be modulated by ultrasonic strain. According to the interference mechanism, fiber-optic interferometric ultrasonic sensors are generally based on Mach-Zehnder interference, Fabry-Perot interference, Michelson interference and Sagnac interference. For the ultrasonic sensors based on fiber gratings, the grating length is supposed to be shorter than the ultrasonic wavelength so that the ultrasonic stress presents constant along the fiber gratings. Currently, the approaches of spectral edge filtering and wavelength-matched filtering are utilized to transform optical signals into voltage signals, which highly depend on the slope of the grating spectra. Thus, the fiber gratings with extremely narrow 3-dB bandwidth, such as phase shifted fiber Bragg grating, are preferred for highly sensitive ultrasonic detection. Besides the fiber-optic passive sensing,

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61275088, 61605159), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant Nos. 2007AA03Z413, 2009AA06Z203), CNPC LOGGING CO., LTD (Grant Nos. 2014B-4012, 230114003), and the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant No. S2016YFJQ0899).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [xgqiao@nwu.edu.cn](mailto:xgqiao@nwu.edu.cn)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [qzrong2010@gmail.com](mailto:qzrong2010@gmail.com)

the distributed feedback fiber laser and distributed Bragg reflector also exhibit outstanding advantages in ultrasonic detection.

Fiber-optic ultrasonic detecting technique is one of the hot topics in international research community, which is an effective method to evaluate the microstructure and related mechanical properties, and detect the microcosmic and macroscopic discontinuities of solid materials. In this paper, three typical applications of ultrasonic detection, i.e., monitoring of smart structure and health, biomedical imaging, and imaging of seismic physical models are reviewed, respectively. Our group has been engaged in the research fields of fiber-optic geophones and ultrasonic sensors for seismic exploration for decades. Several fiber-optic ultrasonic sensors with smart packaging are proposed and also used for the scanning imaging of two physical models.

In this paper we review the sensing mechanism, fabrication method, and current status of three types of fiber-optic ultrasonic sensors, respectively. Besides, the corresponding applications and technology challenges are also summarized. In particular, we present several kinds of home-made optical fiber ultrasonic sensors as a new technology applied in the imaging of seismic physical models. Overall, after decades of efforts, gratifying achievements have been achieved in the research of fiber-optic ultrasonic sensors. Further work needs to solve various technical issues, such as sensitivity, stability, structural microminiaturization, and multiplexing, etc. The next step will focus on the research issues in ultrasonic detection of seismic physical models, performance improvement, and multiplexing technology for distributed sensing. Miniaturization of fiber sensors and instrumentation of sensing system will also be the important research topic. The final objective of the research is to build a well integrated fiber-optic ultrasonic detecting system with high sensitivity and stability, networking construction, and proprietary intellectual property rights.

**Keywords:** fiber-optic ultrasonic sensors, intensity modulation, fiber-optic interferometers, fiber gratings

**PACS:** 42.81.Pa, 07.07.Df, 87.63.dh, 81.70.Cv

**DOI:** [10.7498/aps.66.074205](https://doi.org/10.7498/aps.66.074205)



基于分光光度法痕量重金属传感模型和影响因素的研究

毕卫红 陈俊刚 张胜 于腾飞 张燕君 侯旭涛

Study on the influence factors of the concentration of heavy metals by spectrophotometry

Bi Wei-Hong Chen Jun-Gang Zhang Sheng Yu Teng-Fei Zhang Yan-Jun Hou Xu-Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 074206 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.074206

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074206>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于全相位滤波技术的光纤表面等离子体共振传感解调算法

Optical fiber SPR sensing demodulation algorithm based on all-phase filters

物理学报.2017, 66(7): 074202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074202>

用于气象观测的阵列式温度传感器流体动力学分析与实验研究

Fluid dynamic analysis and experimental study of a temperature sensor array used in meteorological observation

物理学报.2016, 65(9): 094209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094209>

分布式光纤 Sagnac 干涉仪中基于倒谱的多分辨率入侵定位算法

Multi-resolution intrusion localization algorithm through cepstrum in distributed fiber optic Sagnac interferometer

物理学报.2016, 65(4): 044210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044210>

准晶体结构光纤表面等离子体共振传感器特性研究

Quasi-crystal photonic fiber surface plasmon resonance sensor

物理学报.2015, 64(6): 064213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064213>

一种基于微波谐振测量 Sagnac 效应的新方案

A new scheme of measuring Sagnac effect based on microwave resonant

物理学报.2015, 64(4): 044205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.044205>

专题: 光纤传感

# 基于分光光度法痕量重金属传感模型和影响因素的研究\*

毕卫红<sup>1)†</sup> 陈俊刚<sup>1)2)</sup> 张胜<sup>1)</sup> 于腾飞<sup>1)</sup> 张燕君<sup>1)</sup> 侯旭涛<sup>1)</sup>

1) (燕山大学信息科学与工程学院, 特种光纤与光纤传感重点实验室, 秦皇岛 066004)

2) (河北省生产力促进中心, 石家庄 050021)

(2016年10月13日收到; 2017年2月28日收到修改稿)

对近海和河流水中含量较高、污染较重的可溶态重金属镉( $\text{Cd}^{2+}$ )、铜( $\text{Cu}^{2+}$ )、锌( $\text{Zn}^{2+}$ )、镍( $\text{Ni}^{2+}$ )等的同时测量方法进行研究, 研究四种参量各自的特征谱与吸光度的特点及四种参量互相影响时其浓度与特征波长总吸光度间的数学模型; 重点研究四种离子同时传感测量时, 不同pH值、温度、时间、显色剂量等因素对金属离子浓度测量值的影响, 并通过实验给出影响规律.

**关键词:** 重金属传感器, 分光光度法, 显色剂量, pH值

**PACS:** 42.68.Xy, 42.87.-d, 42.25.-p, 42.86.+b

**DOI:** 10.7498/aps.66.074206

## 1 引言

近年来, 重金属污染已成为突出的环境问题<sup>[1]</sup>. 随着科学技术的发展, 海水痕量重金属检测方法与传感技术有了很大的进展. 现在常用的检测方法主要包括分光光度法<sup>[2]</sup>、电感耦合等离子体原子发射光谱法<sup>[3]</sup>、阳极溶出伏安法<sup>[4]</sup>、原子吸收光谱法<sup>[5]</sup>、发光分析法<sup>[6]</sup>等, 每种检测方法在测量时只能测一种金属, 且没有考虑环境参数变化与测量条件变化对测量结果的影响. 为此, 我们对多种重金属同时测量方法进行了多年的研究. 本文主要以四种重金属镉( $\text{Cd}^{2+}$ )、铜( $\text{Cu}^{2+}$ )、锌( $\text{Zn}^{2+}$ )、镍( $\text{Ni}^{2+}$ )离子溶液为例, 研究四种参量单独作用时其光谱特性和特征峰吸光度的变化规律; 在此基础上研究四种参量共同作用时其光谱特性、各特征峰总吸光度与被测量间的变化规律; 以及在使用显色试剂情况下, 不同pH值、温度、时间、显色剂量对吸光度的影响<sup>[7]</sup>, 为提高痕量重金属传感器的精度奠定

基础.

## 2 水体重金属传感机理与传感模型

本文采用分光光度法实现对水体中的可溶态重金属镉( $\text{Cd}^{2+}$ )、铜( $\text{Cu}^{2+}$ )、锌( $\text{Zn}^{2+}$ )、镍( $\text{Ni}^{2+}$ )测量. 由于金属水合离子本身的吸光系数值都很小, 故测量时选择加入一定量的显色试剂, 与待测离子进行显色反应, 再测量反应后的混合液体的吸光度, 进而分析待测溶液的重金属离子的浓度. 依据朗伯-比尔定律, 即一束平行单色光通过均匀的有色溶液时, 溶液的吸光度与溶液中有色物质的浓度及透过溶液光程的乘积成正比, 其数学表达式为

$$A = \lg \frac{I_0}{I_t} = Kbc, \quad (1)$$

(1) 式中,  $A$  为吸光度,  $I$  为入射光强度,  $I_t$  为透射光强度;  $K$  为摩尔吸光系数 ( $\text{L}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ ),  $b$  为液层厚度 (cm),  $c$  为溶液浓度 ( $\text{mol}\cdot\text{L}^{-1}$ ). 对于不相互作用的多组分体系, 吸光度具有加和性, 即总的吸

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61475133) 和河北省科技计划项目 (批准号: 15273304D, 14273301D, 16273301D, 16213902D) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: bwhong@ysu.edu.cn

光度等于各组分吸光度之和, 其数学表达式为<sup>[8]</sup>

$$A_s = A_1 + A_2 + A_3 + \dots + A_N, \quad (2)$$

(2) 式中  $A_s$  是总的吸光度,  $A_1, A_2, A_3, \dots, A_N$  是各组分吸光度. 由 (2) 式可知, 依据吸光度的加和性可进行多组分分析与多参数测量.

为确定四种金属离子浓度的特征谱并分析其浓度与吸光度的关系, 搭建了实验平台, 如图 1 所示, 其中卤素光源波长范围为 200—1100 nm.

通过实验测得了四种重金属离子  $\text{Cd}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$  在不同波长的吸光度, 显色后的  $\text{Cd}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$  吸光光谱如图 2 所示.

从图 2 可得四种离子峰值波长分别出现在 579.67, 604.53, 626.21 和 656.16 nm 处, 但光谱重叠较严重, 且各自吸光光谱相互干扰. 因此, 本文通过实验确定不同重金属离子间的相互影响规律. 实验中, 分别取  $\text{Cd}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$  金属离子溶液各自最大吸收波长 580.81, 604.31, 626.00 和 658.24 nm, 对应中心波长为 575, 605, 620 和 650 nm 的特征波长进行吸光度测量, 测得不同重

金属离子在不同波长处的吸光度如图 3 所示.

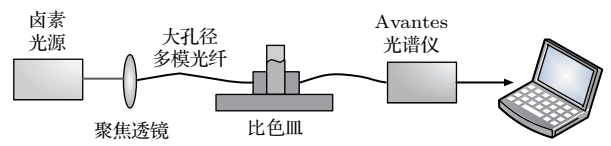


图 1 实验原理图

Fig. 1. Experimental schematics.

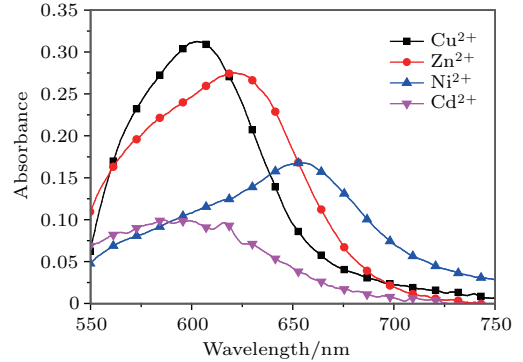


图 2  $\text{Cd}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$  显色溶液的吸光光谱

Fig. 2. Absorption spectrum of coloring solution of  $\text{Cd}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ .

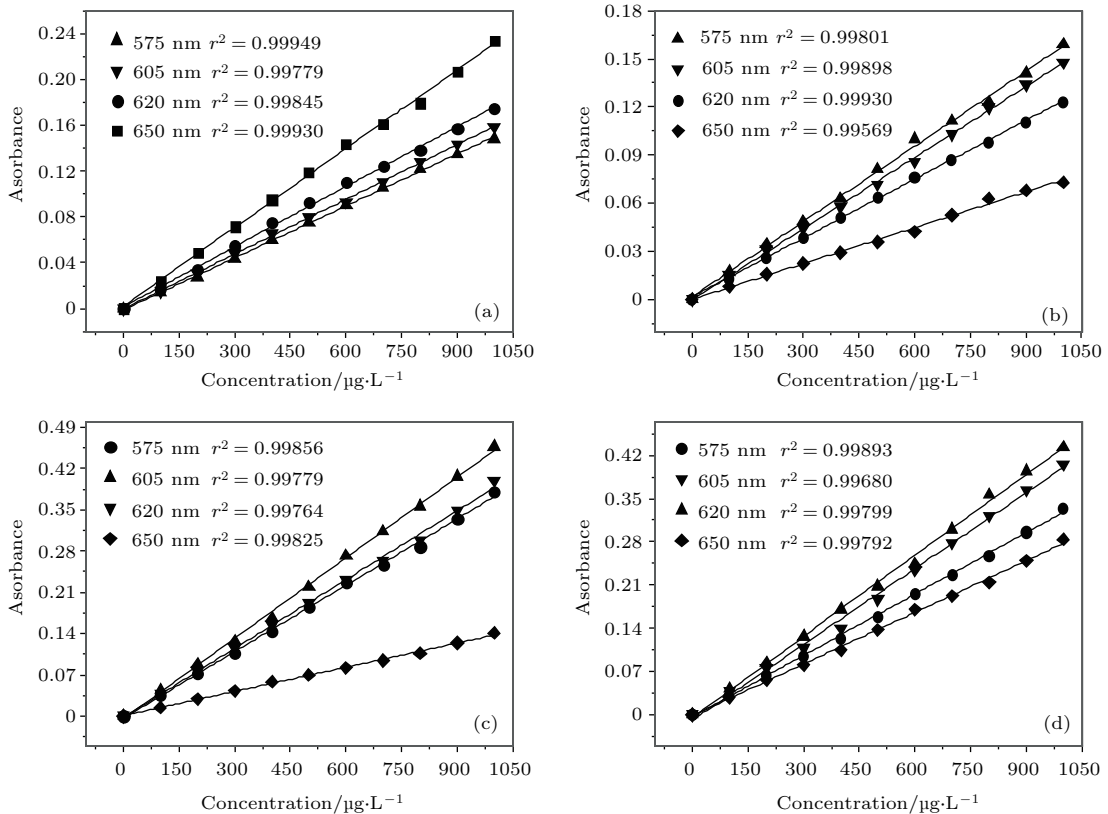


图 3 四种离子在不同波长下的吸光度拟合 (a)  $\text{Cd}^{2+}$  四波长吸光度拟合曲线; (b)  $\text{Ni}^{2+}$  四波长吸光度拟合曲线; (c)  $\text{Cu}^{2+}$  四波长吸光度拟合曲线; (d)  $\text{Zn}^{2+}$  四波长吸光度拟合曲线

Fig. 3. Absorbance fitting of four kinds of ions at different wavelengths: (a) Four-wavelength absorbance curve of  $\text{Cd}^{2+}$ ; (b) four-wavelength absorbance curve of  $\text{Ni}^{2+}$ ; (c) four-wavelength absorbance curve of  $\text{Cu}^{2+}$ ; (d) four-wavelength absorbance curve of  $\text{Zn}^{2+}$ .

由图 3 可知, 各种离子浓度与吸光度间是线性关系. 采用多元线性回归与偏最小二乘法相结合进行建模, 得其回归方程为:

$$\begin{aligned}
 y_1 &= 6.6143 \times 10^4 x_1 + 0.8160 \times 10^4 x_2 \\
 &\quad - 11.3760 \times 10^4 x_3 + 8.0964 \times 10^4 x_4 \\
 &\quad + 5.4936 \times 10^2, \\
 y_2 &= -1.1553 \times 10^4 x_1 - 1.6686 \times 10^4 x_2 \\
 &\quad + 4.3651 \times 10^4 x_3 - 2.6519 \times 10^4 x_4 \\
 &\quad - 2.6475 \times 10^2, \\
 y_3 &= 1.4767 \times 10^4 x_1 + 2.7812 \times 10^4 x_2 \\
 &\quad - 5.7526 \times 10^4 x_3 + 2.9920 \times 10^4 x_4 \\
 &\quad + 4.3530 \times 10^2, \\
 y_4 &= -5.5508 \times 10^4 x_1 - 8.4382 \times 10^4 x_2 \\
 &\quad + 18.3396 \times 10^4 x_3 - 8.0307 \times 10^4 x_4 \\
 &\quad - 14.1124 \times 10^2. \tag{3}
 \end{aligned}$$

方程 (3) 中  $y_1, y_2, y_3, y_4$  分别为混合溶液中  $\text{Cd}^{2+}, \text{Cu}^{2+}, \text{Zn}^{2+}, \text{Ni}^{2+}$  的浓度, 单位为  $\mu\text{g/L}$ ;  $x_1, x_2, x_3, x_4$  分别代表  $\text{Cd}^{2+}, \text{Cu}^{2+}, \text{Zn}^{2+}, \text{Ni}^{2+}$  共存显色后的溶液在 575, 605, 620 和 650 nm 四个中心波长的总吸光度. 利用此方程, 通过测得的各特征波长的总吸光度计算得到水体中所含  $\text{Cd}^{2+}, \text{Cu}^{2+}, \text{Zn}^{2+}, \text{Ni}^{2+}$  离子的浓度.

### 3 环境参数与测量条件对重金属测量值的影响

在实际应用中, 被测水样的 pH 值、温度、显色时间、盐度以及显色剂量等因素变化可能对离子吸光度的产生不容忽视的影响. 因此, 本文重点研究  $\text{Cd}^{2+}, \text{Cu}^{2+}, \text{Zn}^{2+}, \text{Ni}^{2+}$  四种重金属离子溶液在不同 pH、温度、显色时间以及显色剂量下的吸光度的变化规律, 以探索基于分光光度法的环境参数与测量条件对重金属痕量传感器的影响规律.

#### 3.1 实验平台与实验溶液配制

实验平台继续使用图 1 所示系统. 由于显色后的  $\text{Cd}^{2+}, \text{Cu}^{2+}, \text{Zn}^{2+}, \text{Ni}^{2+}$  吸光光谱的吸收峰出现在 550—650 nm 之间, 因此选用光谱范围 200—1100 nm 的卤素光源, 并分别选用中心波长为 575, 605, 620 和 650 nm 的滤光片对光源滤光得

到含特征波长的检测光进行吸光度测量; 实验所用的  $\text{Cd}^{2+}, \text{Cu}^{2+}, \text{Zn}^{2+}, \text{Ni}^{2+}$  重金属离子的标准溶液来自于国家标准物质中心, 浓度为 100  $\mu\text{g/mL}$ . 取上述四种重金属离子溶液各 10 mL, 与显色剂、缓冲剂, 按 10 : 2 : 5 的比例混匀后静置待测. 其中, 显色剂选用邻 2-(2-羟基-5-磺基苯偶氮) 亚苄基胍基苯甲酸, 缓冲剂选用硼酸氯化钾氢氧化钠溶液.

#### 3.2 实验步骤

将 3.1 节中本制好的待测溶液分别放入比色皿中, 依次改变  $\text{Cd}^{2+}, \text{Cu}^{2+}, \text{Zn}^{2+}, \text{Ni}^{2+}$  溶液的 pH 值、温度、时间、显色剂量等参量; 让检测光经过比色皿溶液形成透射光, 将透射光送入光谱仪, 再通过计算机软件分析透射光谱的变化, 从而分析出  $\text{Cd}^{2+}, \text{Cu}^{2+}, \text{Zn}^{2+}, \text{Ni}^{2+}$  在不同条件下吸光度发生的变化.

#### 3.3 影响因素

##### 3.3.1 pH 值对吸光度的影响

本文对溶液中金属离子浓度的测量是基于朗伯-比尔定律, 通过测量溶液中的金属离子与显色剂生成络合物对光的吸收实现重金属离子浓度的测量. 由于被测溶液在酸性环境或碱性环境下, 络合反应的程度不同, 使得同一金属离子浓度在不同 pH 值条件下测得的吸光度不同, 从而实现金属离子浓度的准确测量. 因此, 本节通过实验研究 pH 值对吸光度影响.

**实验 1** 设定  $\text{Cd}^{2+}$  光程为 2 cm, 其他离子光程为 1 cm; 在 25 mL 容量瓶中分别加入 5 mL 缓冲液, 2 mL 显色液, 然后再分别加入 10 mL 浓度为 0, 200, 400, 600, 800, 1000  $\mu\text{g/L}$  的  $\text{Cd}^{2+}, \text{Cu}^{2+}, \text{Zn}^{2+}, \text{Ni}^{2+}$  金属离子溶液. 分别取中心波长为 575, 605, 620 和 650 nm 的滤光片进行吸光度测量,  $\text{Zn}^{2+}, \text{Cu}^{2+}, \text{Ni}^{2+}, \text{Cd}^{2+}$  浓度-吸光度各点对应值及拟合曲线如图 4 所示.

由图 4 可得  $\text{Zn}^{2+}, \text{Cu}^{2+}, \text{Ni}^{2+}, \text{Cd}^{2+}$  四种离子浓度与吸光度的关系是线性的. 设  $\text{Zn}^{2+}, \text{Cu}^{2+}, \text{Ni}^{2+}, \text{Cd}^{2+}$  四种离子的浓度分别为  $y_5, y_6, y_7, y_8$ , 单位为  $\mu\text{g/L}$ , 其对应的特征吸光度为  $x_5, x_6, x_7, x_8$ , 则由图 4 曲线得:

$$\begin{aligned}
 y_5 &= 3350.33531 * x_5, & y_6 &= 3305.30795 * x_6, \\
 y_7 &= 5181.47412 * x_7, & y_8 &= 9567.96319 * x_8. \tag{4}
 \end{aligned}$$



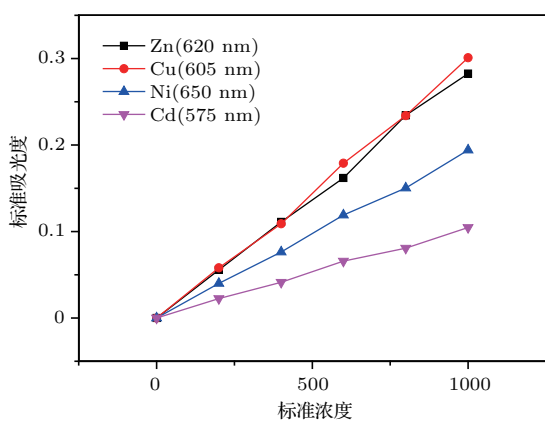


图4 四种离子浓度与吸光度的关系

Fig. 4. Relationship between four kinds of ion concentration and absorbance.

**实验2** 取浓度为500  $\mu\text{g/L}$ 的 $\text{Cd}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$  溶液若干份, 每份体积为10 mL, 与显色剂、缓冲剂按比例混匀, 配置9份pH值均匀分布在5—9之间的各重金属溶液. 在 $\text{Cd}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$  重金属离子的最佳吸收波长, 得到pH值与吸光度数据关系如图5所示.

实验结果表明: 对于不同的重金属离子, 显

色剂显色性能的最佳状态出现在不同pH值区间, 对应吸光度达到峰值, 其中 $\text{Zn}^{2+}$  吸光度在 $\text{pH} = 7.0\text{--}8.5$ 时吸光度达到峰值,  $\text{Cu}^{2+}$  吸光度在 $\text{pH} = 6.5\text{--}7.5$ 时吸光度达到峰值,  $\text{Ni}^{2+}$  吸光度在 $\text{pH} = 7.0\text{--}8.0$ 时吸光度达到峰值,  $\text{Cd}^{2+}$  吸光度在 $\text{pH} = 7.5\text{--}8.5$ 时吸光度达到峰值.

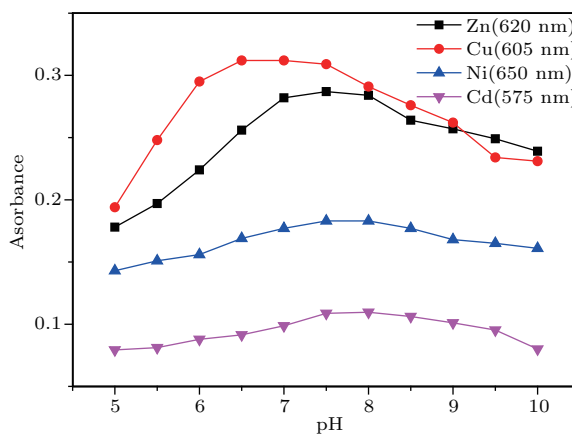


图5  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Cd}^{2+}$  的pH与吸光度的关系

Fig. 5. The relationship between pH and absorbance of  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Cd}^{2+}$ .

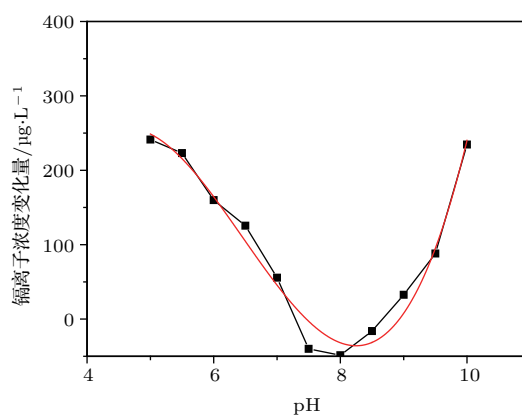
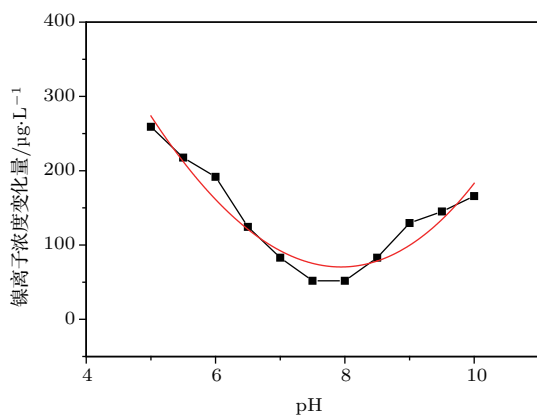
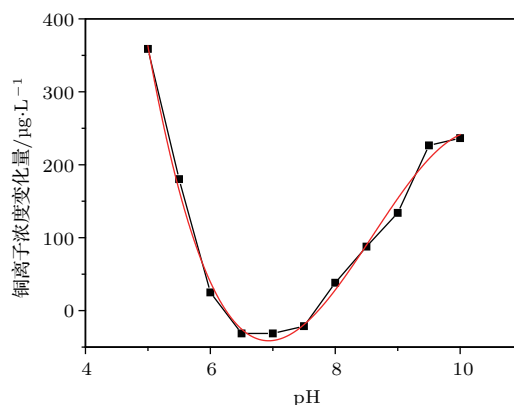
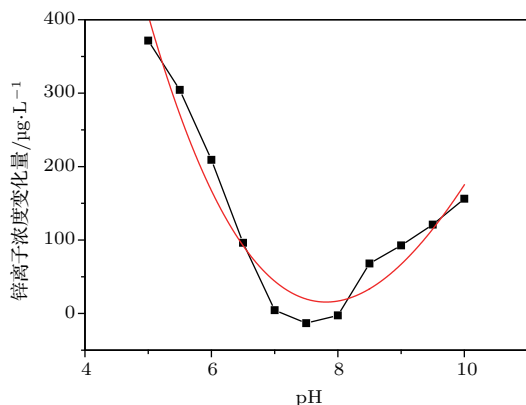


图6 四种离子浓度随pH值变化

Fig. 6. pH value changes caused by the four kinds of ion concentration changes in the relationship.

分析相同金属离子浓度在不同pH条件下吸光度出现峰的主要原因是测量过程的物理化学反应. 以铜为例, 当pH较低时, 主要受H<sup>+</sup>离子的影响而使得产生的络合物浓度变低; 而当pH较高时, OH<sup>-</sup>离子与Cd<sup>2+</sup>生成的Cu(OH)<sub>2</sub>会沉淀, 也会使络合物浓度变低<sup>[9]</sup>.

通过上述实验可知重金属离子的吸光度随着pH的改变而改变, 导致直接测量得离子浓度值并不是真实值. 因此在海水痕量重金属测量时, 可以根据海水的pH值对测得的离子浓度值进行校正, 使之更加接近真实值, 提高测量精度. 下面研究针对pH值影响的校正模型.

根据(4)式可计算出随着pH值变化溶液中所含的离子浓度, 从而得到pH值变化时对应的溶液浓度的变化量, 如图6所示.

设Zn<sup>2+</sup>, Cu<sup>2+</sup>, Ni<sup>2+</sup>, Cd<sup>2+</sup>四种离子浓度变

化量分别为y<sub>9</sub>, y<sub>10</sub>, y<sub>11</sub>, y<sub>12</sub>, 单位为μg/L, 对应的pH值变量为x<sub>pH</sub>, 则由图6所示曲线得到多项式拟合方程(pH值影响的校正模型)为

$$\begin{aligned}
 y_9 &= -3.182 * x_{pH}^3 + 114.95 * x_{pH}^2 \\
 &\quad - 1213.5 * x_{pH} + 3397.6, \\
 y_{10} &= -15.625 * x_{pH}^3 + 402.95 * x_{pH}^2 \\
 &\quad - 3334.3 * x_{pH} + 8913.5, \\
 y_{11} &= 0.612 * x_{pH}^3 + 10.725 * x_{pH}^2 \\
 &\quad - 286.09 * x_{pH} + 1359.5, \\
 y_{12} &= 12.626 * x_{pH}^3 - 244.5 * x_{pH}^2 \\
 &\quad + 1456.2 * x_{pH} - 2498.
 \end{aligned} \tag{5}$$

根据方程(5)对pH值的影响进行补偿, 补偿后的效果如图7所示.

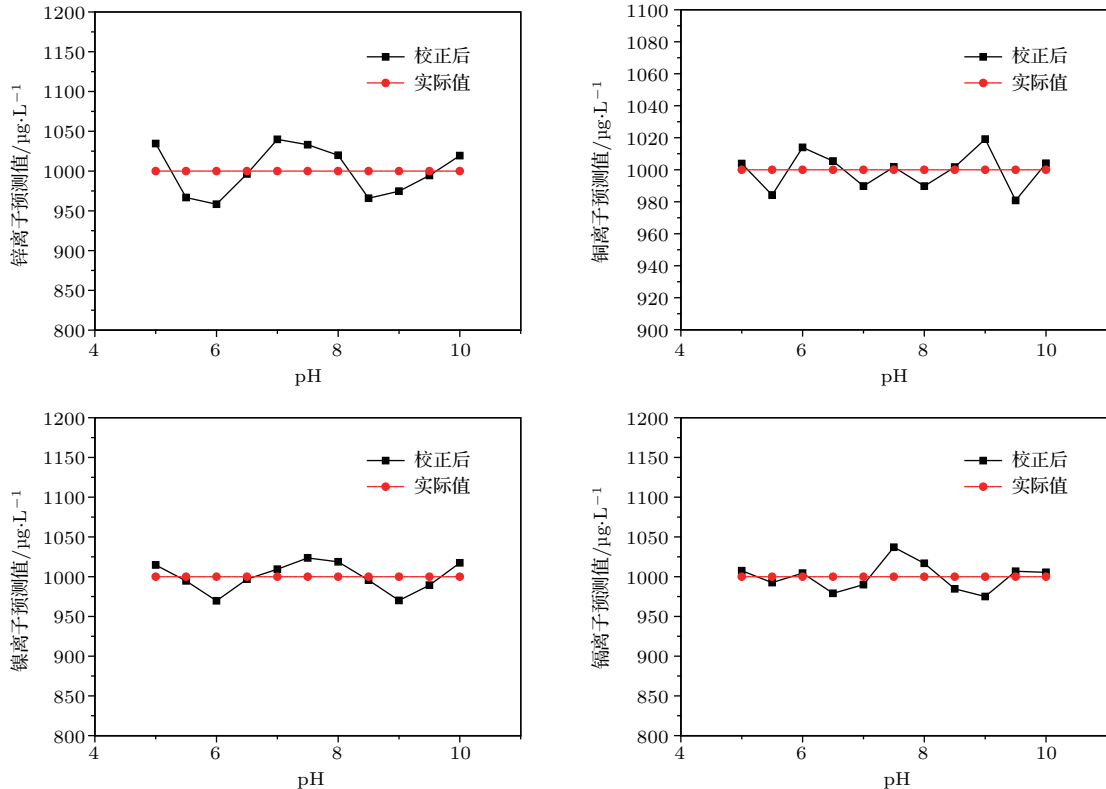


图7 pH补偿结果  
Fig. 7. pH compensation results.

### 3.3.2 温度、时间对吸光度的影响

对金属离子测量过程中络合反应生成的络合物并不稳定, 故需研究测量条件(温度与时间)对测量结果的影响. 实验中, 分别在常温(14 °C)和低温(4 °C)两种条件下, 连续3 d、每次间隔8 h, 对Cd<sup>2+</sup>, Cu<sup>2+</sup>, Zn<sup>2+</sup>, Ni<sup>2+</sup>显色溶液的吸光值进行

测定, 其结果如图8所示.

从图8可知, 若在短时间内完成溶液的测定, 则可以忽略温度和时间对吸光度的影响. 若将溶液长时间存放, 则由于显色剂失效, 溶液颜色逐渐消失. 实验表明: 在加显色剂2 h内进行测量, 其温度和时间不会造成测量结果的误差.

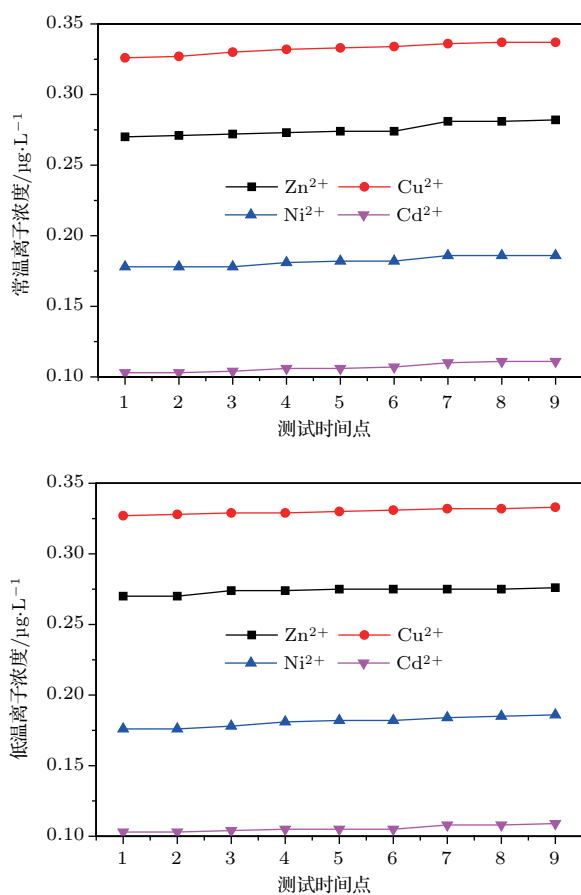


图8 不同温度下溶液吸光度随时间的变化

Fig. 8. The curve of the absorbance time of solution at different temperatures.

### 3.3.3 显色剂量对吸光度的影响

由于溶液的吸光度与溶液中显色物质的浓度有关, 显色剂用量是影响显色反应的重要因素, 故本节通过实验研究在显色剂用量不同时吸光度的变化规律, 以确定最佳显色剂量. 实验中, 取配制好的浓度为 500  $\mu\text{g/L}$  的溶液若干份, 加入缓冲剂, 以 0.5 mL 为单位逐渐向溶液中添加显色剂至 4.0 mL, 在最佳吸收波长处测量吸光度. 得到显色剂量与吸光度的关系如图 9 所示.

由图 9 实验结果可知, 各金属离子的吸光度随显色剂的增加而先增加, 随后到达一相对稳定区间, 之后开始下降, 其中  $\text{Zn}^{2+}$  吸光度在显色液用量 1.5—2.5 mL 范围较稳定,  $\text{Cu}^{2+}$  吸光度在显色液用量 1.5—3.0 mL 范围较稳定,  $\text{Ni}^{2+}$  吸光度在显色液用量 1.5—3.0 mL 范围较稳定,  $\text{Cd}^{2+}$  吸光度在显色液用量 2—2.5 mL 范围较稳定. 而产生这种变化规律的原因在于: 随着开始时显色剂剂量的增加, 络合反应在增加, 使显色加强效果不断加大, 被测溶液的吸光度不断增加, 而显色剂与缓冲剂中

的  $\text{OH}^-$  离子与  $\text{Cd}^{2+}$  生成的  $\text{Cu}(\text{OH})_2$  沉淀物很少, 对显色消减效果影响较小; 再增加显色剂量, 两者将进入平衡状态使吸光度到达稳定区; 若再进一步增加显色剂量, 显色消减效果大于增强效果, 吸光度反而随剂量的增加而减少, 显色剂本底颜色将干扰实验结果. 综合考虑实验结果, 选显色剂为 2.0 mL 时测量效果最佳.

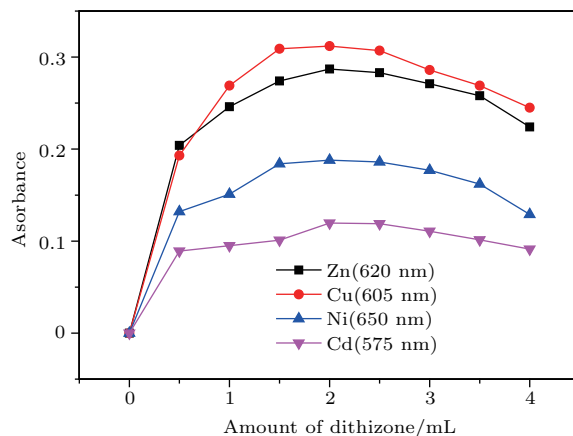


图9 显色剂量与  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Cd}^{2+}$  吸光度的关系

Fig. 9. The relationship between the color-developing dose and the absorbance of  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$  and  $\text{Cd}^{2+}$ .

## 4 结 论

本文在建立基于分光光度法痕量重金属 ( $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Cd}^{2+}$ ) 传感模型的基础上, 重点对其测量的环境条件与测量影响因素的条件进行研究. 采用分光光度法, 选择特征波长为 575, 605, 620 和 650 nm 可以同时测量  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Cd}^{2+}$  的浓度; 在测量重金属离子浓度时, 温度与反应时间中短时间内的测量影响较小, 可忽略不计;  $\text{pH} = 7$  时测量结果最佳, 随着  $\text{pH}$  变大或变小, 络合物浓度均变小, 溶液的吸光度则随之变小, 从而导致测得溶液离子浓度的灵敏度变差; 通过实验给出校正方程, 利用此方程可以对测量的浓度值进行补偿, 使测量结果接近真实值, 提高测量精度; 显色剂量的影响研究表明,  $\text{Zn}^{2+}$  吸光度在显色剂剂量为 2 mL 附近达到最大,  $\text{Cu}^{2+}$  吸光度在显色剂剂量为 1.5—2.5 mL 范围达到最大,  $\text{Ni}^{2+}$  吸光度在显色液用量 1.5—3.0 mL 范围达到最大,  $\text{Cd}^{2+}$  吸光度在显色液用量 2—2.5 mL 范围达到最大. 四种离子同时测量时, 显色剂量为 2 mL 时测量结果最佳; 总体而言, 测量不同的重金属离子时, 在先用最佳

显色剂量的同时还需测定 pH 值, 以获得稳定的、理想的吸光度, 并对所得值进行适当修正, 达到水中痕量重金属的精确测量.

### 参考文献

- [1] Mao T Y, Dai M X, Peng S T, Li G L 2009 *Trans. Tianjin Univ.* **42** 817 (in Chinese) [毛天宇, 戴明新, 彭士涛, 李广楼 2009 天津大学学报 **42** 817]
- [2] Wang Y R, Xing X T, Ren H Q, Yu Y, Fei B H 2012 *Spectrosc. Spectral Anal.* **32** 1685 (in Chinese) [王玉荣, 邢新婷, 任海青, 余雁, 费本华 2012 光谱学与光谱分析 **32** 1685]
- [3] Tagle M V, Pozebon D, García R H, Piñar F C, Alfonso M P 2011 *Spectrosc. Lett.* **42** 138
- [4] Fan Q J, Du G R, Tu J R 2005 *Trans. Tianjin Univ.* **46** 145 (in Chinese) [范清杰, 杜国荣, 涂家润 2005 天津大学学报 **46** 145]
- [5] Lin J M, Yao J X, Zhao W Y 2013 *Spectrosc. Spectral Anal.* **33** 1357 (in Chinese) [林建梅, 姚俊学, 赵文岩 2013 光谱学与光谱分析 **33** 1357]
- [6] Su Q M, Qin W 2009 *Marine Sci.* **33** 105 (in Chinese) [苏庆梅, 秦伟 2009 海洋科学 **33** 105]
- [7] Bi W H, Li J G, Wu G Q, Fu X H, Fu G W 2014 *Spectrosc. Spectral Anal.* **34** 1 (in Chinese) [毕卫红, 李建国, 吴国庆, 付兴虎, 付广伟 2014 光谱学与光谱分析 **34** 1]
- [8] Yu T F, Zhang Y J, Bi W H, Fu X H, Fu G W, Gao M M 2015 *Opto-Electron. Engineer.* **42** 88 (in Chinese) [于腾飞, 张燕君, 毕卫红, 付兴虎, 付广伟, 高明明 2015 光电工程 **42** 88]
- [9] Lu F S, Zhang C G, Wang G T 1989 *J. Shandong Univ.* **24** 41 (in Chinese) [路福绥, 张春光, 王果庭 1989 山东大学学报 **24** 41]



SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# Study on the influence factors of the concentration of heavy metals by spectrophotometry\*

Bi Wei-Hong<sup>1)</sup> Chen Jun-Gang<sup>1)2)</sup> Zhang Sheng<sup>1)</sup> Yu Teng-Fei<sup>1)</sup>  
Zhang Yan-Jun<sup>1)</sup> Hou Xu-Tao<sup>1)</sup>

1) (*School of Information Science and Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China*)

2) (*Productivity Promotion Center of Hebei Province, Shijiazhuang 050021, China*)

( Received 13 October 2016; revised manuscript received 28 February 2017 )

## Abstract

This paper analyzes the simultaneous measurement method for the higher content soluble heavy metal elements of  $\text{Cd}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ , and  $\text{Ni}^{2+}$  which are heavy pollution in coastal and river water, demonstrates the properties of corresponding characteristic spectrum and absorbance of the four elements, establishes the mathematical model to function the concentration and total absorbance at the characteristic wavelength when the four elements dependent each other. We focus on effects of different situation of pH, temperature, time chromogenic dose on the metal ion concentration simultaneous measurement and summarize the experimental law.

**Keywords:** heavy metal detection, spectrophotometry, color rendering dose, pH value

**PACS:** 42.68.Xy, 42.87.-d, 42.25.-p, 42.86.+b

**DOI:** [10.7498/aps.66.074206](https://doi.org/10.7498/aps.66.074206)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61475133) and Hebei Science and Technology Plan Project, China (Grant Nos. 15273304D, 14273301D, 16273301D, 16213902D).

† Corresponding author. E-mail: [bwhong@ysu.edu.cn](mailto:bwhong@ysu.edu.cn)

长距离分布式光纤传感技术研究进展

饶云江

Recent progress in ultra-long distributed fiber-optic sensing

Rao Yun-Jiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 074207 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.074207

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074207>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

锥柱型光纤探针在表面增强拉曼散射方面的应用

Application of cone-cylinder combined fiber probe to surface enhanced Raman scattering

物理学报.2017, 66(4): 044208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044208>

环绕空气孔结构的双模大模场面积多芯光纤的特性分析

Dual-mode large-mode-area multi-core fiber with circularly arranged airhole cores

物理学报.2017, 66(2): 024210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024210>

基于色散效应的光纤光栅高速高精度解调方法研究

High speed and high precision demodulation method of fiber grating based on dispersion effect

物理学报.2017, 66(1): 014206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014206>

基于偏振延时干涉技术的光子波形产生技术研究

Photonic microwave waveform generation based on polarization delay interference

物理学报.2016, 65(22): 224203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.224203>

少模光纤的弯曲损耗研究

Study on bending losses of few-mode optical fibers

物理学报.2016, 65(6): 064208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064208>

专题: 光纤传感

## 长距离分布式光纤传感技术研究进展\*

饶云江†

(电子科技大学, 光纤传感与通信教育部重点实验室, 成都 611731)

(2017年1月19日收到; 2017年3月10日收到修改稿)

分布式光纤传感技术是光纤传感领域的重要组成部分, 具有以下突出优势: 无需在光纤上制作传感器, 传感光纤集传感与传输于一体, 可实现远距离、大范围的传感与组网; 可连续感知光纤传输路径上每一点的温度、应变、振动等物理参量的空间分布和变化信息, 单根光纤上能获得多达数万点的传感信息. 由于在长距离连续传感方面具有不可替代的优势, 分布式光纤传感技术在周界安防、石油电力、大型结构等领域的安全监控方面具有非常广阔的应用前景. 本文主要介绍电子科技大学光纤传感与器件研究团队在长距离分布式光纤静(布里渊光时域分析仪)、动(相位敏感型光时域反射仪)态参量传感技术取得的研究进展, 包括基础与应用研究两个方面.

关键词: 光纤光学, 光纤传感器, 光纤激光器, 随机激光

PACS: 42.81.-i, 42.81.Pa, 42.55.Wd, 42.55.Zz

DOI: 10.7498/aps.66.074207

## 1 长距离布里渊光时域分析仪 (BOTDA) 研究进展

## 1.1 长距离BOTDA发展历程回顾

BOTDA最初由Horiguchi和Tateda<sup>[1]</sup>提出. BOTDA信噪比高、测量距离远、精度高, 已受到各国研究者的普遍重视及深入研究<sup>[2-4]</sup>.

BOTDA距离延伸与精度提高是相互制约的, 其原因不仅与光纤损耗导致的信噪比降低有关, 还与探测光对抽运脉冲消耗所致的非局域效应(non-local effect)有关<sup>[5]</sup>, 即: 抽运光脉冲沿光纤传播时, 峰值功率与本地布里渊频移相关, 导致光纤末端布里渊增益谱出现多峰结构, 即前端信息串扰至后端. 这一效应随传感距离增加会恶化. 因此, 长距离BOTDA应在提高信噪比、克服非局域效应找到突破口.

在提高BOTDA信噪比方面, 文献<sup>[6-12]</sup>提

出光脉冲编码技术改进信噪比, 并取得了可喜的进展. 该方案中, 首先在发射端对发送的抽运光脉冲进行编码(如Simplex码), 接收端则用快速Hadamard反变换解码. 与单一的累加平均相比, 在相同平均次数条件下, 可取得更高的信噪比. 早期研究集中于非归零码, 为避免其中连“1”码引起的布里渊增益谱形变, 2010年1月, Soto等<sup>[8]</sup>报道了采用归零编码, 在50 km传感光纤上取得1 m空间分辨率、2.2 °C精度的结果. 总之, 经过近几年发展, 光脉冲编码已成为一种高效的改进信噪比途径.

另一种改进BOTDA光信噪比的方案是分布式拉曼放大<sup>[13-18]</sup>. 2010年6月, 本课题组提出该方案, 实验获得了75 km传感距离、10 m空间分辨率、±0.6 °C测量精度<sup>[13]</sup>. 2011年4月, 电子科技大学研究小组<sup>[14]</sup>将127 bit光脉冲编码融入到基于一阶拉曼放大的BOTDA, 空间分辨率达到2.5 m, 同时传感距离达到74.6 km, 测量精度为±1 °C.

\* 国家自然科学基金重大项目(批准号: 61290312)、国家自然科学基金重大仪器项目(批准号: 41527805)、教育部创新团队项目(批准号: IRT1218)和“111”学科创新引智基地计划(批准号: B14039)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yjrao@uestc.edu.cn

与此同时, Rodríguez-Barrios 等<sup>[15]</sup>采用一阶拉曼放大取得 75 km 传感、测量精度为 3 °C 的实验成果; Martin-Lopez 等<sup>[16]</sup>将此方法推广至二阶拉曼放大,并于 2010 年 8 月报道了 100 km 传感距离、2 m 空间分辨率的实验结果. 为抑制拉曼放大中抽运——信号相对强度噪声转移的问题,2011 年 2 月, Soto 等<sup>[17]</sup>报道了利用低噪声半导体激光器抽运延伸传感距离、提高空间分辨率的方法. 总之,分布式放大在大于 100 km BOTDA 距离延伸方面具有较大潜力.

在克服 BOTDA 非局域效应方面<sup>[19–21]</sup>, Bao 研究组<sup>[19]</sup>提出频分复用 (FDM) 方法. 该方案将多段具有不同布里渊频移的传感光纤串联起来,扫描整段光纤布里渊增益谱. 扫频时,仅当频移量与对应光纤布里渊增益谱峰值频率相等时,抽运才与探测光作用,以抑制非局域化. 实验获得了

1.5 °C 温度精度、2 m 空间分辨率的长距离传感. 另一种克服非局域化的途径是时分复用 (TDM) 方法<sup>[20,21]</sup>. 2011 年初, Dong 等<sup>[20]</sup>报道了该方案. 与传统 BOTDA 不同的是,抽运光与探测光均被调制,改变抽运与探测光之间的时延量,可对特定光纤段进行选取,而探测光脉宽决定了所选取光纤段长度. 总体而言, FDM 及 TDM 是两种较为有效的抑制非局域化的方案.

2012 年,电子科技大学研究团队在系统研究随机光纤激光 (random fiber laser, RFL) 特性的基础上,首次提出了基于随机光纤激光的分布式拉曼放大 (DRA) 新概念,随后将其成功应用于分布式光纤传感距离的提升,两次刷新了无中继 BOTDA 的传感距离世界记录 (分别为 142.2 km ( $\pm 1.5$  °C; 5 m), 154.4 km ( $\pm 1.4$  °C; 5 m)).

表 1 长距离 BOTDA 研究进展 (蓝色字体为项目组研究成果)  
Table 1. The research progress of long-distance BOTDA.

序号	期刊时间	作者	技术	实际距离/km	分辨率/m	精度
1	OL, 2010	Liang et al.	差分脉冲对 (DPP)	50	0.5	0.7 MHz/12 $\mu\epsilon$
2	OL, 2010	Soto et al.	光脉冲编码 (OPC)	50	1	2.2 °C/44 $\mu\epsilon$
3	JLT, 2010	Jia et al.	一阶 DRA	75	10	$\pm 0.6$ °C
4	JLT, 2010	Barrios et al.	一阶 DRA	75	2	
5	OE, 2010	Lopez et al.	二阶 DRA	100	2	
6	PTL, 2011	Jia et al.	一阶 DRA+OPC	74.6	2.5	$\pm 1$ °C
7	OE, 2011	Soto et al.	一阶 DRA	120	2	2.1 °C/45 $\mu\epsilon$
8	OL, 2011	Soto et al.	预放	120	3	3.1 °C/60 $\mu\epsilon$
9	OL, 2011	Dong et al.	TDM	100	2	$\pm 2$ MHz/ $\pm 2$ °C
10	JLT, 2012	Dong et al.	FDM+ 中继	150	2	1.5 °C/30 $\mu\epsilon$
11	OFS, 2012	Vinuesa et al.	二阶 DRA+OPC	120	5	1.9 °C/38 $\mu\epsilon$
12	PTL, 2012	Soto et al.	一阶 DRA+OPC	120	1	1.3 °C/26 $\mu\epsilon$
13	JLT, 2012	Vinuesa et al.	一阶 DRA	100	2	1.2 °C
14	OE, 2012	Vinuesa et al.	一阶 DRA+DPP	100	0.5	2.9 °C
15	OE, 2013	Hu et al.	相干检测	72	5	1.8 °C
16	MST, 2013	Taki et al.	一阶 DRA+DPP+OPC	93	0.5	1.7 °C/34 $\mu\epsilon$
17	OFS, 2012	Jia et al.	基于 RDFB-FL 抽运的 DRA+OPC	122	4	$\pm 1$ °C
18	OE, 2013	Jia et al.	基于环形随机激光抽运的 DRA+OPC	142.2	5	$\pm 1.5$ °C
19	OE, 2013	Jia et al.	混合 DRA+OPC	154.4	5	$\pm 1.4$ °C
20	ICOCN, 2016	Qian et al.	混合 DRA+OPC+W-PCA+NLM	157.68	8	$\pm 0.65$ °C



2016年初, Soto等<sup>[22,23]</sup>报道了运用数字图像处理技术(非局域均值滤波)提升BOTDA的信噪比,在50 km传感光纤实验中实现了高达约14 dB的信噪比提升. 随后,本课题组将非局域均值滤波技术(non-local means, NLM)与分布式放大和脉冲编码技术进行结合,并提出了基于主成分分析的BOTDA噪声分析技术,提升了NLM方法的适应性和降噪性能,实现了157.68 km ( $\pm 0.65$  °C; 8 m)无中继BOTDA<sup>[24,25]</sup>. 表1列出了迄今为止长距离BOTDA的研究进展.

### 1.2 基于环形腔随机光纤激光放大的BOTDA

大部分情况下,基于超长光纤激光器(UL-FL)抽运的DRA为线形腔结构. 事实上,DRA也可通过环形腔实现. 基于环形腔UL-FL抽运的DRA最初由Stentz及Nielsen等提出. 他们在1.3  $\mu\text{m}$ 波段实现了 $8 \times 10$  Gbit/s信号的141 km无中继光传输<sup>[26]</sup>. 但针对其放大特性(包括开关增益、增益分布、有效噪声指数、非线性损伤)的研究尚未见报道. 本小节在阐述环形腔UL-RFL抽运的新DRA结构的基础上,研究其基本放大特性. 此外,将该方案应用于超长距离BOTDA分布式传感,实现了142.2 km无中继传感距离、5 m空间分辨率及 $\pm 1.5$  °C温度不确定度.

图1给出了环形腔UL-RFL抽运的二阶DRA基本结构及实验装置图,图中示出了前向抽运<sup>[27]</sup>.

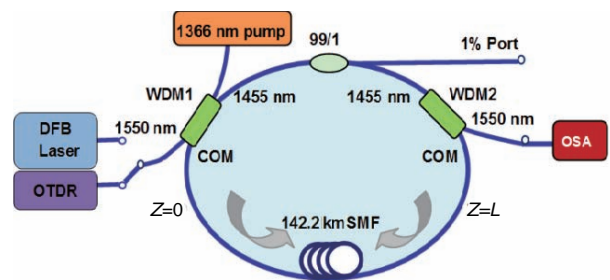


图1 基于环形UL-RFL的二阶DRA系统结构及实验装置

Fig. 1. System structure and experimental setup for forward pumping DRA using UL-RFL with ring cavity.

图2(a)给出了不同抽运功率条件下的RFL激光光谱. 由图可知,抽运功率较低(30.5 dBm)时,激光波长位于拉曼增益谱第一峰处(1454 nm). 随着抽运功率升高,1454 nm峰值逐步降低,这是由于短波长能量向长波长(1462 nm)转移的缘故. 此

外,实验观察到1464 nm激射峰有强烈展宽,这种展宽与大量激射模式的四波混频(FWM)作用有关. 特别地,系统设计中省去了窄带滤波器件(WDM的1455 nm端口带宽约为20 nm),从而抑制了非线性谱展宽对抽运效率的影响. 这一特点与基于线形腔的UL-FL光放大有显著区别. 对于线形腔而言,FBG典型带宽为 $< 0.5$  nm,受光谱展宽影响,位于FBG带宽的能量被透射,使得激射效率受到一定影响<sup>[28]</sup>.

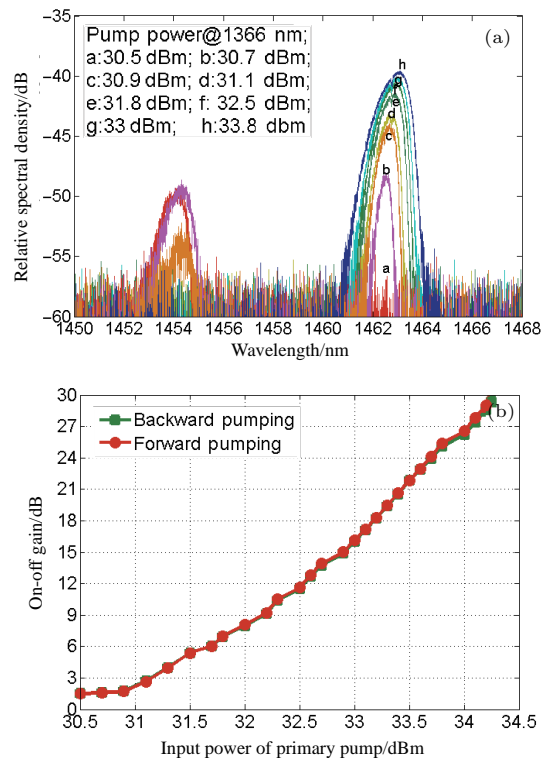


图2 不同抽运功率条件下的RFL激光光谱及开关增益 (a) 激光光谱; (b) 开关增益

Fig. 2. RFL lasing spectrum (a) and on-off gain (b) for different input pumping power.

图2(b)给出了不同抽运功率条件下的开关增益,测量过程中1550 nm输入信号功率为-5 dBm,调节1366 nm抽运功率以达到期望增益. 由图可知,超过激射阈值( $\sim 30.9$  dBm)后,开关增益随抽运功率的增长而增大. 注意到前向与背向抽运条件下,抽运功率一定时,激光光平均功率值相同,因而具有相同的开关增益. 另外,透明传输对应于 $\sim 29$  dB开关增益或 $\sim 34.2$  dBm抽运功率.

以BOTDA为例,探讨该方案在超长距离分布式传感中的应用,实验装置如图3所示. 传感光纤由三段组成,总长为142.2 km,每段具有略微不同的布里渊频移(BFS). 几段光纤的

布里渊频移差远小于布里渊增益谱(BGS)宽度 (~ 39—56 MHz), 以确保SBS最大化. 加热点位于光纤末端142.152 km处, 其温度变化量为40 °C.

将加热前后经洛伦兹拟合的峰值布里渊频移相减, 可得出整段传感光纤温度分布, 如图4(a)所示. 计算标准差分布可知, 最大测量不确定度约为 ±1.5 °C (位于信噪比(SNR)最低的 ~ 110—130 km), 0—94.5 km区间的增益较大, 对应的测量不确定度也较低. 图4(b)示出了约5 m

热点附近的温度分布. 实验得出的40 °C左右温度变化与实际温度符合较好. 分析半值全宽可知, 系统实际空间分辨率约为5 m.

该方案通过合理的系统设置, 使得抽运探测相对强度噪声(RIN)转移得到有效降低; 另一方面, 相对于常规一阶DRA, 受二阶抽运作用, 增益峰值深入至 >40 km处, 显著拓展了系统末端高信噪比的范围.

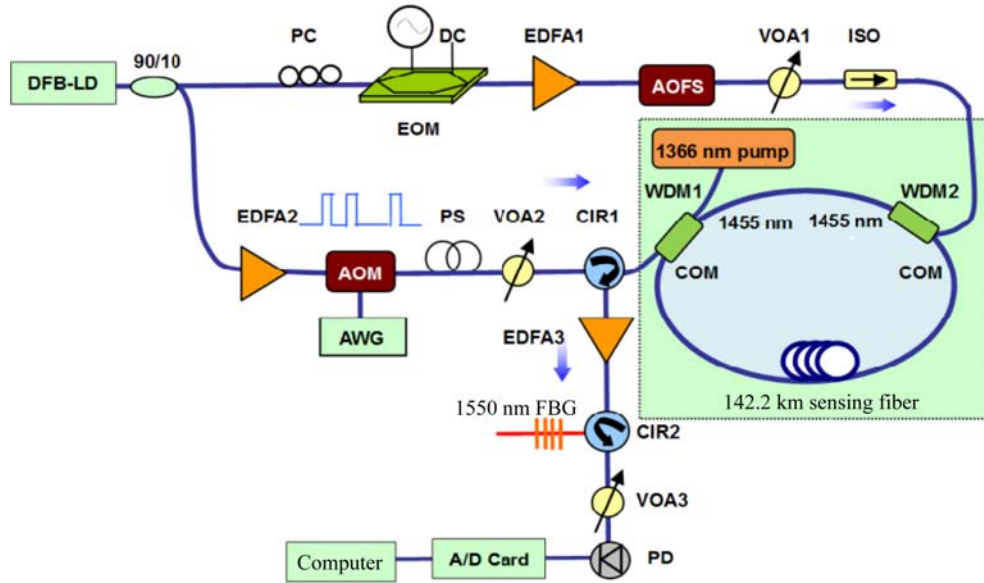


图3 基于环形腔 UL-RFL 抽运的 142.2 km BOTDA 实验装置

Fig. 3. Experimental arrangement of BOTDA using UL-FL based DRA with ring cavity.

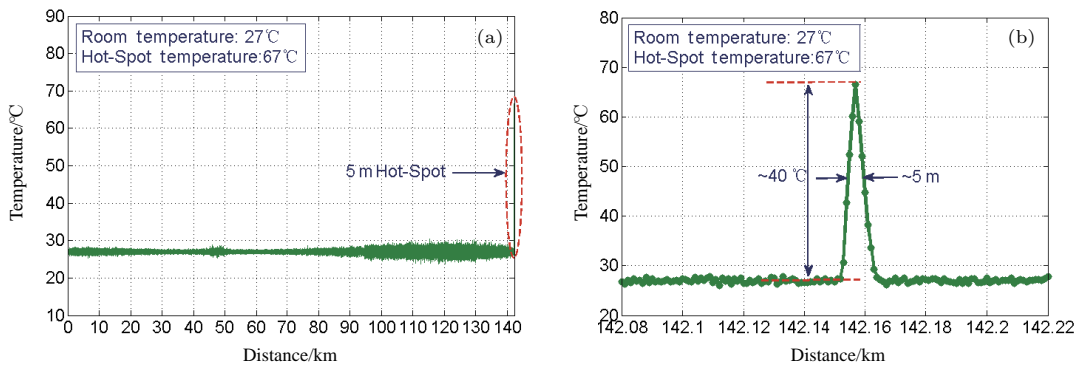


图4 实验提取的光纤温度分布 (a) 整段传感光纤; (b) 5 m 加热点附近

Fig. 4. (a) Retrieved temperature distribution after Lorentzian fitting along sensing fiber; (b) zoomed view of temperature distribution around ~ 5 m hot-spot.

### 1.3 基于随机光纤激光与低噪声LD混合放大的BOTDA

基于单一RFL抽运的前向DRA具有较低的噪声指数, 应用该方案已实现122 km分布式传感. 但由于随机激光的产生由瑞利散射提供分布

反馈, 而标准单模光纤的瑞利散射系数极其微弱 (~  $4.5 \times 10^{-5} \text{ km}^{-1}$ ), 导致此方案抽运效率较低 (需瓦级抽运功率). 在更长距离的光传输/传感系统中, 过高的抽运功率肯定会引入非线性问题. 为解决该问题, 该小节介绍一种融合随机光纤激光二阶抽运与低噪声激光二极管(LD)一阶抽运的混合

DRA 方案, 并介绍其增益特性. 若将该方案应用于超长距离 BOTDA, 传感距离可延伸至 154.4 km, 并保持空间分辨率为 5 m, 测量精度为  $\pm 1.4^\circ\text{C}$ . 这是目前国际上 BOTDA 的最长无中继传感距离.

融合 RFL 二阶抽运与低噪声 LD 一阶抽运的混合 DRA 方案如图 5 所示. 将两个输出功率相

同的 1455 nm 高功率低噪声 LD 通过偏振合束器 (PBC) 组合, 构成退偏的一阶抽运, 避免偏振相关增益引起的增益起伏. 此处一阶抽运通过 WDM2 注入光纤, 噪声指数及增益分布分别由 OTDR 及 OSA 测得. 下面着重分析混合 DRA 与常规一阶双向 DRA 的区别 [29].

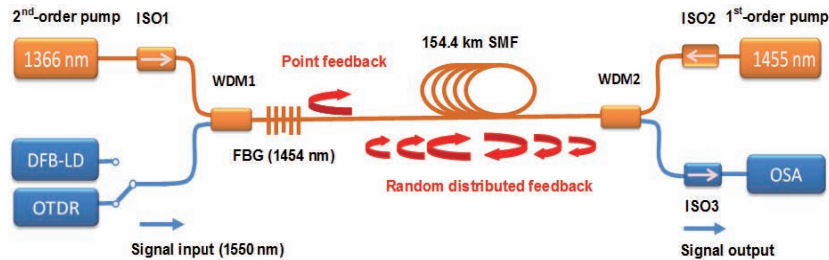


图 5 融合 RFL 二阶与 LD 一阶抽运的混合 DRA 结构与实验装置

Fig. 5. Principle and experimental setup of proposed H-DRA formed by RFL and 1st-order pumping.

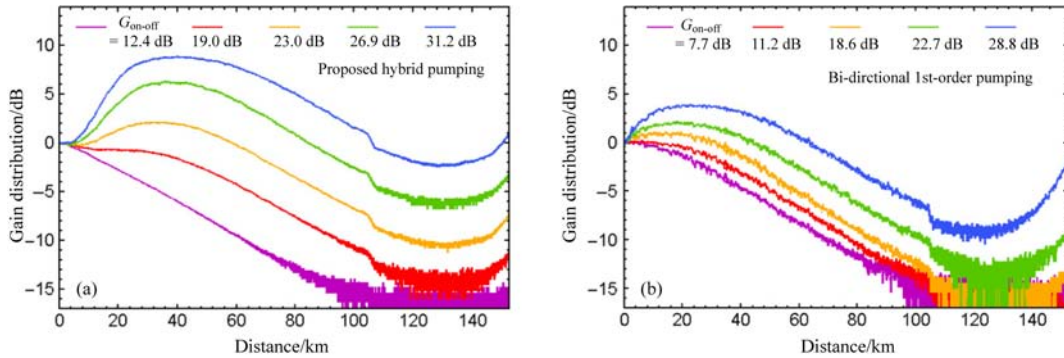


图 6 不同开关增益及抽运方式条件下的增益分布 (a) 混合抽运; (b) 双向一阶抽运

Fig. 6. Gain distribution under various on-off gains: (a) Hybrid pumping; (b) bi-directional 1st-order pumping.

图 6 所示为不同开关增益条件下混合抽运及一阶双向抽运的增益分布, 可以看出, 随着开关增益的增加, 在二阶抽运作用下, 混合抽运峰值增益逐渐深入至光纤约 40 km 处. 而类似开关增益条件下, 常规一阶双向抽运的峰值增益位于约 20 km 处. 这一特点显著提升了光纤末端 SNR, 并延伸传输/传感距离.

图 7 给出了融合随机光纤激光与一阶低噪声 LD 混合抽运的长距离 BOTDA 实验装置, 布里渊抽运光谱结构相对于探测光两边带完全对称, 由于布里渊抽运既受到 Stokes 光损耗, 同时受到反 Stokes 光增益作用, 这样布里渊抽运峰值功率沿光纤的消耗得到有效控制, 从而抑制了非局域效应. 引入 Simplex 编码技术提升 SNR, 编码长度为 255 bits, 编码增益为 9.1 dB.

探测光与低噪声 LD 同向传输可有效抑制抽

运-探测 RIN 转移, 图 8 给出了不同抽运条件下解码前的布里渊轨迹. 两者采用相同平均次数 (256), 其中一阶 DRA 使用高功率 FRL 抽运. 可以看出, 常规一阶双向抽运表现出明显的噪声起伏, 严重影响传感精度; 而采用混合抽运结构, 完全抑制了 RIN 转移引起的强度噪声. 注意尽管 1366 nm 抽运具有较大的强度噪声, 但由于该光束与探测光反向传输, 在群速度走离作用下, RIN 转移带宽得到明显降低 ( $\sim\text{kHz}$  量级) [30]. 实验所用光纤经过重新盘绕, 在附加应变作用下, 图中不同光纤连接处出现幅度变化. 传感光纤由布里渊频移轻微不同 (约 10.882, 10.870, 10.867, 10.870 GHz) 的四段光纤组成, 其熔接点位于  $\sim 11.965, 60.389$  及  $106.772$  km 处. 这里并未使用 FDM 技术 (布里渊频移差值远小于布里渊增益谱 35—60 MHz 半值全宽), 以确保最大 SBS 作用.



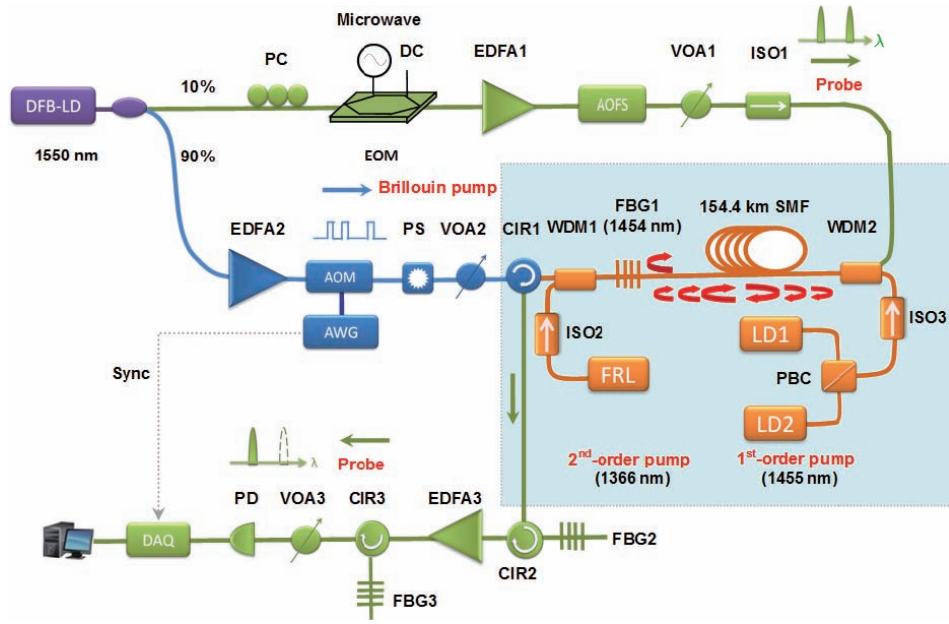


图7 融合随机激光与一阶低噪声LD混合抽运的长距离BOTDA实验装置

Fig. 7. Experimental setup of long-distance BOTDA with H-DRA incorporating RFL and 1st-order pumping.

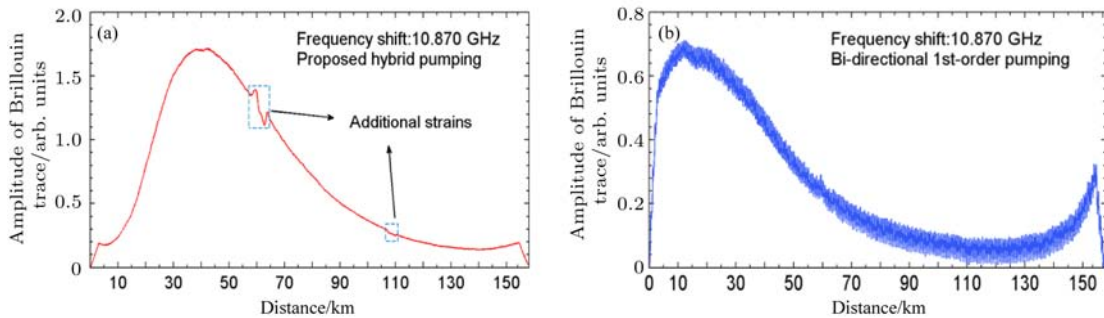


图8 不同抽运下解码前的布里渊轨迹 (a) 混合抽运; (b) 双向一阶抽运

Fig. 8. Brillouin traces without decoding: (a) Hybrid pumping; (b) bi-directional 1<sup>st</sup>-order pumping.

图9(a)给出了传感光纤远端110—154.4 km范围经解码的布里渊增益谱. 测试过程中, 光纤末端154.334 km处约5 m 光纤置于温控箱中, 其温度变化为30 °C, 室温为26.2 °C. 为抑制自相位调制(SPM)及调制不稳定(MI)引起的非线性谱展宽, 布里渊抽运峰值输入功率(~2.5 dBm)及拉曼抽运输入功率(1366 nm主抽运为33.7 dBm, 1455 nm LD抽运为26 dBm)均做了优化. 考虑到非局域效应, 探测输入功率(-16 dBm)也做了优化. 采集到的布里渊轨迹解码前做16次预平均, 因此, 等价平均总次数为4080. 可以看出, 整段光纤均表现出较高的信噪比. 此外, 在5 m加热点存在明显的布里渊频移变化.

图9(b)给出了光纤不同位置(10, 30, 50, 70,

90, 110, 130及150 km)经解码的布里渊增益谱. 图例给出了增益谱半值全宽. 可以看出, 布里渊增益谱宽控制在~35—60 MHz范围内. 此外, 由于采用了双边带调制及做了输入功率优化, 全程未出现非局域化引起的多峰结构及增益谱变形, 表明抽运消耗得到完全抑制.

单一RDFB-FL抽运的DRA抽运效率较低(需瓦级抽运功率), 主要原因在于SMF的瑞利散射系数较低. 过高的抽运功率注入将引起非线性问题. 为克服这一问题, 本小节将低噪声LD一阶抽运与随机激光二阶抽运融合, 构成一种新型混合DRA结构. 该方案不仅具有较高的抽运效率, 还保留了二阶随机激光抽运较低的噪声指数特性(优于双向一阶抽运~0—4 dB). 进一步, 将该方



案应用于超长距离BOTDA, 在不牺牲空间分辨率(5 m)及测量不确定度( $\pm 1.4^\circ\text{C}$ )的前提下, 使无中继传感距离延伸至154.4 km, 创造了当时国际上BOTDA的最长无中继传感距离. 这一结果的获取主要归因于: 1) 较高的抽运效率避免了抽运功率过

高引入的非线性问题; 2) 二阶随机激射抽运使峰值增益更深入光纤内部, 确保了光纤远端信噪比; 3) 低噪声LD一阶抽运的引入克服了抽运-探测RIN转移.

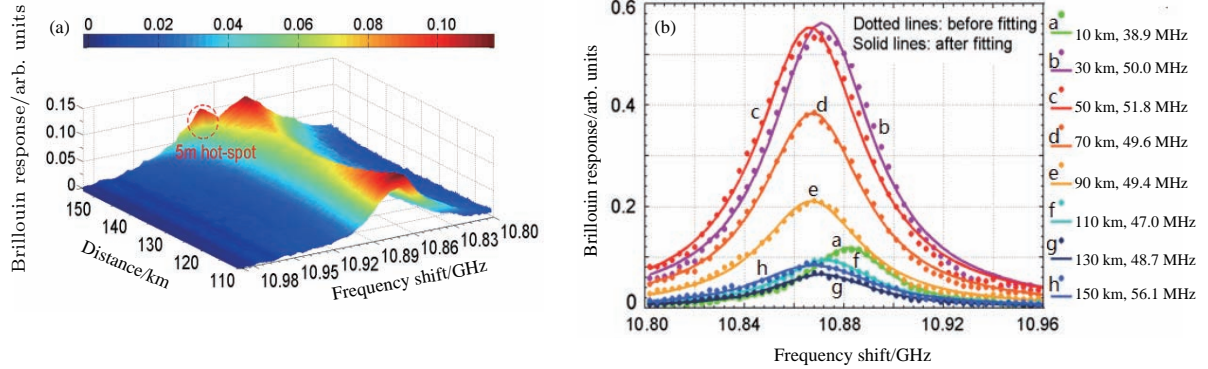


图9 经解码的110-154.4 km 布里渊增益谱: (a) 传感光纤远端; (b) 不同位置处

Fig. 9. (a) Decoded BGS vs distance and frequency shift at the far end; (b) decoded BGS at various positions.

该方案具有较高的抽运效率, 避免了抽运功率过高引入的非线性损伤; 其有效噪声指数低于常规双向一阶DRA 0—4 dB; 具有更好的增益平坦度以确保全程信噪比均衡性; 能有效抑制抽运-探测RIN转移以提升系统信噪比.

验证了该模型的有效性. 哈尔滨工程大学的吕月兰和行永伟<sup>[35]</sup>研究了影响 $\Phi$ -OTDR波形的各种物理参数(折射率、激光频率和脉宽等)变化时的相应瑞利散射波形, 通过理论分析和实验得到上述诸参数对瑞利散射波形的影响. 在 $\Phi$ -OTDR的关键光学器件研究方面, TAMU的Choi等<sup>[36]</sup>研究了激光器的线宽和频漂对系统传感性能的影响, 而他们研制出的掺铒光纤激光器可基本满足实际需求.

## 2 长距离相位敏感型光时域反射仪( $\Phi$ -OTDR)

### 2.1 长距离 $\Phi$ -OTDR的国内外发展历程回顾

早在1993年, 美国TAMU的Taylor和Lee<sup>[31]</sup>就发现, 在光纤中注入超窄线宽激光脉冲后, 利用外界振动对后向瑞利散射光相位的调制特性, 可以进行振动测量; 基于此, 他们申请了关于 $\Phi$ -OTDR的首个美国专利. 从专利名字就可以看出, 最初Taylor把 $\Phi$ -OTDR定位为一种入侵监测系统, 而早期的应用探索也确实集中在入侵监测领域<sup>[32-34]</sup>.  $\Phi$ -OTDR的前期研究方向主要集中在其传感机理的研究上. TAMU的Park等<sup>[34]</sup>将 $\Phi$ -OTDR的基本理论模型抽象为: 将光纤分成 $N$ 段, 每小段的宽度为单位 $\Delta L$ , 将 $\Delta L$ 分为 $M$ 个由瑞利散射产生的离散的反射镜, 且每个反射镜的反射率和造成的相位延迟都是随机的独立分布, 该模型解释了 $\Phi$ -OTDR的物理规律, 并通过实验

在解决上述问题之后, 在保持较高空间分辨率的基础上, 如何延伸传感长度成为 $\Phi$ -OTDR研究方向的难题. 由于 $\Phi$ -OTDR利用光纤中的瑞利散射效应, 其散射强度非常微弱, 并且随传感距离的延伸, 传感信号强度呈指数衰减, 使长距离的瑞利散射信号探测更加困难. 传统的 $\Phi$ -OTDR可以通过掺铒光纤放大器(EDFA)提高入纤抽运功率来提高瑞利散射信号强度, 但入纤功率受限于SBS的影响, 必须小于SBS阈值<sup>[37]</sup>. 在此限制下,  $\Phi$ -OTDR的极限长度只能达到25 km (35 m空间分辨率)<sup>[33]</sup>. 为了克服这一限制, 在第20届OFS会议上, 分布式放大的概念被引入到 $\Phi$ -OTDR中, 从前向和后向两个方向上利用一阶拉曼抽运对抽运光和信号光进行放大, 成功地将传感长度延伸到62 km (100 m空间分辨率)<sup>[39]</sup>. 进一步, 西班牙Alcalá大学的Martins等<sup>[38]</sup>利用一阶双向拉曼放大的思路, 利用半导体光放大器(SOA)和光开关提高了入射

脉冲光的光信噪比(OSNR), 并通过平衡探测器减少拉曼抽运RIN转移的影响, 将传感距离延伸到125 km (10 m空间分辨率). 在探测方面, 2010年Ottwa大学Lu等<sup>[40]</sup>将外差检测引入到 $\Phi$ -OTDR中, 大幅度提高了系统的探测信噪比, 从而减少了平均次数, 提高了系统的振动频响能力, 证明外差探测除了能应用于COTDR (静态损耗、温度、应变测量)外, 也可显著提升动态振动信号的检测效果. 在此基础上, Ottwa大学的Qin等<sup>[41]</sup>实现了基于保偏光纤的外差检测 $\Phi$ -OTDR, 由于瑞利散射光偏振态保持不变, 因此可以通过调整本振偏振态的方

法与瑞利散射光同偏振, 从而避免了偏振衰退, 提高了系统的信噪比. 之后, 前向的一阶拉曼放大以及外差检测被应用至 $\Phi$ -OTDR, 将系统的传感距离提升至103 km (15 m空间分辨率)<sup>[42]</sup>, 随后又采用二阶拉曼放大实现了131 km的 $\Phi$ -OTDR<sup>[37]</sup>.

2014年, 分区型分布式光纤放大方法首次被提出, 实现了175 km的 $\Phi$ -OTDR系统<sup>[43]</sup>, 将 $\Phi$ -OTDR无中继传感距离的世界记录大幅提升了约50 km, 这也是目前国际上无中继传感距离最长的分布式光纤传感系统. 表2总结了近年来 $\Phi$ -OTDR性能指标提升的情况.

表2  $\Phi$ -OTDR发展历程  
Table 2. The development history of phi-OTDR.

序号	发表时间	研究人员	关键技术	传感距离/km	空间分辨率/m
1	IEEE, 2003	Choi, et al.	EDFA	25	35
2	OL, 2005	Juarez, et al.	EDFA	12	200
3	OFS, 2009	Rao, et al.	双向一阶拉曼放大	62	400
4	JLT, 2010	Lu, et al.	EDFA、外差检测	1	10
5	ACP, 2011	Pan, et al.	EDFA、数字相干检测	3.5	5
6	MST, 2013	Masoudi, et al.	EDFA、相位解调	1	2
7	OFS, 2014	He, et al.	EDFA、频分复用	1.1	10
8	JLT, 2014	Martins, et al.	双向一阶拉曼放大	125	10
9	OFS, 2014	Wang, et al.	反向布里渊放大、外差检测	124	40
10	OFS, 2014	Martins, et al.	双向二阶拉曼放大	125	10
11	OFC/OE, 2014	Peng, et al.	双向一阶拉曼放大、外差检测	128	15
12	OFS/OL, 2014	Wang, et al.	混合分区放大、外差检测	175	25

## 2.2 基于双向一阶拉曼放大的 $\Phi$ -OTDR

自从1990年代较为成熟的拉曼抽运激光器出现以来, 与EDFA相比, 由于具有更低的噪声指数和更平坦的增益, 拉曼放大技术在光纤通信和光纤传感中得到非常广泛的应用<sup>[27,30,44,45]</sup>. 在光纤传感领域, DRA技术对于多种光纤传感器的距离延伸起到关键性作用. 而在本课题所研究的 $\Phi$ -OTDR技术中, 利用一阶双向DRA可实现62 km (100 m空间分辨率)<sup>[46]</sup>和74 km (20 m空间分辨率)<sup>[47]</sup>的空间分辨率. 但是, 仅仅利用一阶双向DRA进一步提升 $\Phi$ -OTDR的综合传感性能非常困难, 原因就在于: 一方面, 直接探测的探测信噪比不能满足更长距离和更高空间分辨率的 $\Phi$ -OTDR

的要求; 另一方面, 瑞利散射的功率分布和SBS对抽运功率的限制需要被同时兼顾, 同时直接探测时, 散射光中的布里渊散射光无法与瑞利散射光分离, 这也进一步限制了入纤脉冲光功率和拉曼抽运功率.

因此, 综合上述分析, 基于一阶双向拉曼放大和外差探测的组合技术方案被提出, 此方案实现了 $\Phi$ -OTDR在传感距离、空间分辨率、灵敏度三方面的整体提高, 实现传感距离>100 km, 空间分辨率(<10 m)的高灵敏度 $\Phi$ -OTDR系统, 系统原理如图10所示<sup>[37]</sup>.

振动实验可用于验证基于一阶双向拉曼放大和外差检测的 $\Phi$ -OTDR的传感性能, 实验结果如图11所示.

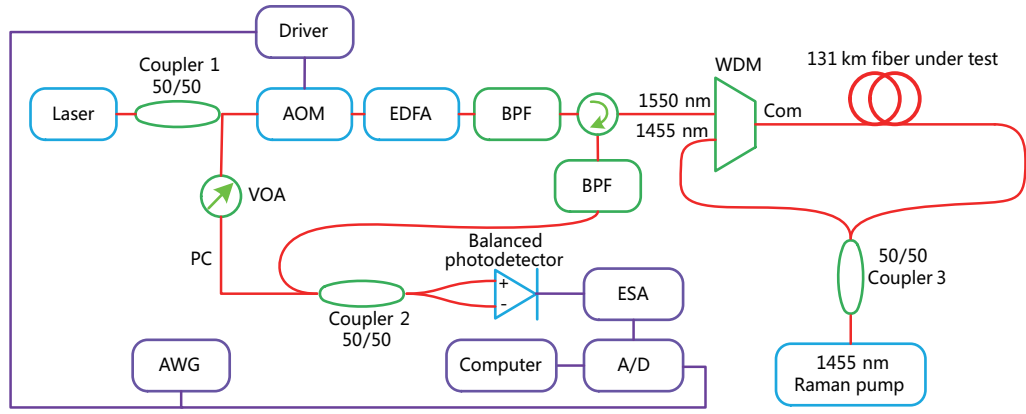


图 10 基于一阶双向拉曼放大和外差检测的  $\Phi$ -OTDR

Fig. 10.  $\Phi$ -OTDR setup based on bidirectional 1<sup>st</sup> order Raman amplifying and heterodyne detection.

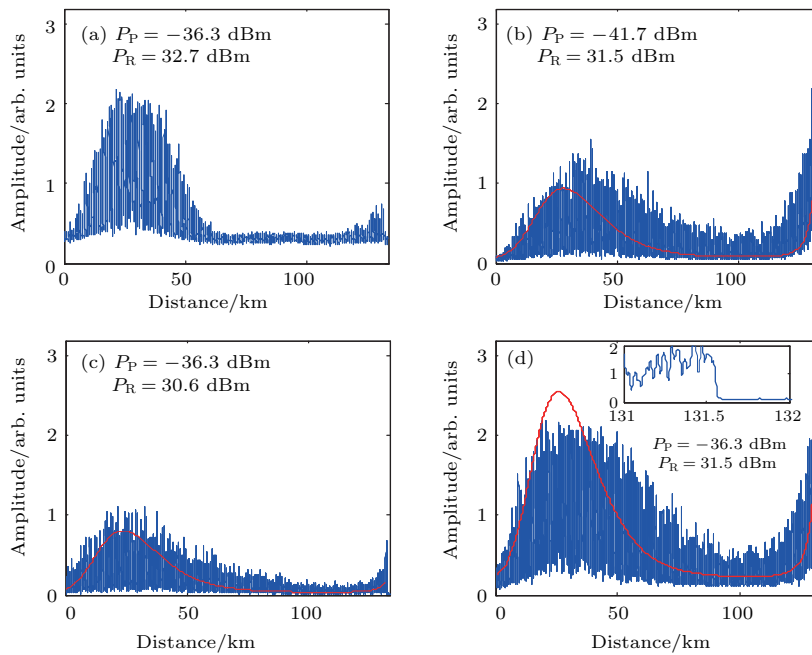


图 11 在不同探测光和拉曼抽运功率组合下的瑞利散射曲线, 其中 (b), (c), (d) 中的曲线为仿真结果

Fig. 11. Rayleigh scattering signals with different combination of probe and pump light, where the curves in (b), (c), and (d) are the results of simulation.

在振动实验中, 为尽可能地减小系统的触发周期, 脉冲的重复频率设置为 770 Hz, 与光纤长度匹配较好. 系统工作在优化功率组合下, 由图 11 (d), 系统信噪比最低的位置位于 100 km 附近, 因此在本节的振动实验和下一节的入侵实验中, 选取 97.51 km 作为测试位置. 为了验证该系统的最大响应频率, 97.51 km 处的 5 m 缠绕在柱状压电陶瓷 (PZT) 上的光纤被用于进行振动测试. PZT 的驱动信号为正弦波, 频率范围为 25—375 Hz, 加入的电致伸缩约为 3  $\mu$ m. 测试点处在不同频率下的自功率谱如图 12 所示, 与加入的驱动信号频率对应较好. 因此该系统的最大频率响应为 375 Hz, 接近

该系统的理论极限响应频率 385 Hz.

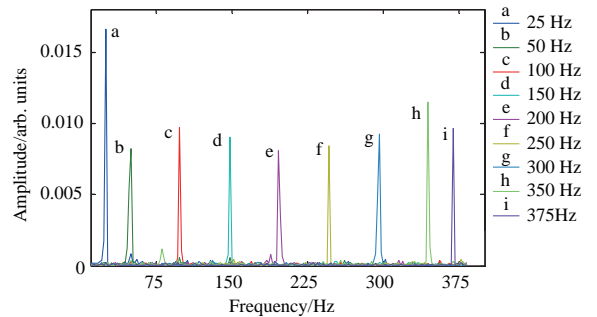


图 12 97.51 km 处不同频率振动信号下的自功率谱

Fig. 12. Auto-power spectrum in different vibration frequencies at the location of 97.51 km.

### 2.3 基于分区型混合放大的 $\Phi$ -OTDR

光纤布里渊放大 (FBA) 技术是一种基于 SBS 的新型分布式放大技术, 由于布里渊增益系数远高于拉曼增益系数 (三个数量级), 因此若要实现相同的放大效果, FBA 所需抽运功率将远低于光纤拉曼放大 (FRA) 所需抽运功率. 2014 年, 本课题组首次将 FBA 技术引入到光纤传感系统中, 仅使用 6.4 dBm 的背向布里渊抽运就实现了传感距离为 100 km、空间分辨率为 10 m 的  $\Phi$ -OTDR, 相比使用 28.0 dBm 的背向拉曼抽运而言, 获得信号的信

噪比更高 [48].

为了最大限度地延伸  $\Phi$ -OTDR 的传感距离, 提出了一种新型的分区型分布式放大 (HDA) 技术, 结合使用了三种不同的抽运方式, 把  $\Phi$ -OTDR 的传感距离延长到了创世界纪录的 175 km (空间分辨率为 25 m, 往返光纤损耗约为 70 dB).

图 13 简要展示了 HDA 技术的原理. 根据光纤的 BFS 的不同, 所使用的传感光纤可以分成三段: 第一光纤 (Seg. 1)、第二光纤 (Seg. 2)、第三光纤 (Seg. 3). 第二光纤的 BFS 与第一光纤、第三光纤相差较大.

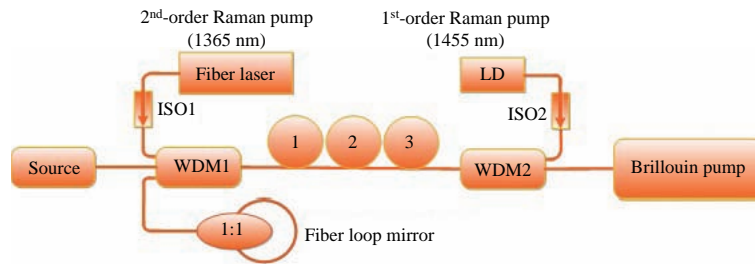


图 13 HDA 技术原理框图

Fig. 13. Technical principle diagram of HDA.

通过调整布里渊抽运源输出的布里渊抽运光功率, 使得受激布里渊放大效应主要发生在第二光纤中. 第一光纤中的信号光 (1550 nm) 主要由前向二阶拉曼抽运光 (1365 nm) 放大, 第三光纤中的信号光则由后向一阶拉曼抽运光 (1455 nm) 放大而不会被布里渊抽运放大, 布里渊抽运光 ( $\sim 1550$  nm, 频率上与信号光相差一个布里渊频移) 在本段光纤中会受到一阶拉曼放大, 使得布里渊抽运能量被推送至第二光纤, 第二光纤内的信号光主要由增益系数更高的布里渊抽运放大. 每一种抽运方式都各自为一段光纤中的信号光提供放大, 于是全程光纤中的信号光均受到分布式放大, 从而可以获得更长的无中继传输距离. 这种分区型分布式放大技术可以应用于分布式光纤传感系统中的延长系统传感距离.

1455 nm 一阶拉曼抽运光的放大作用.

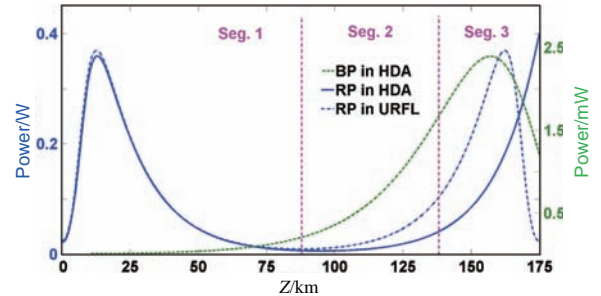


图 14 采用 HDA 技术时拉曼抽运 (RP) 与布里渊抽运 (BP) 功率分布以及采用 URFL 技术时的 RP 分布

Fig. 14. Power distribution of 1455 nm RP and 1550 nm BP with HAD and URFL, respectively.

下面从仿真上说明 HDA 方案的优越性. 采用超长距离拉曼光纤随机激光器 (URFL, 基于二阶拉曼随机激光放大) 作为放大抽运源的系统被用于与 HDA 方案做对比. 抽运功率仿真结果如图 14 所示, 由图可知, 相比于 URFL 系统, 布里渊抽运光的强度从 175 km 处开始不断增大, 直到约 155 km 处达到最大, 然后缓缓减弱, 体现了从 175 km 处注入

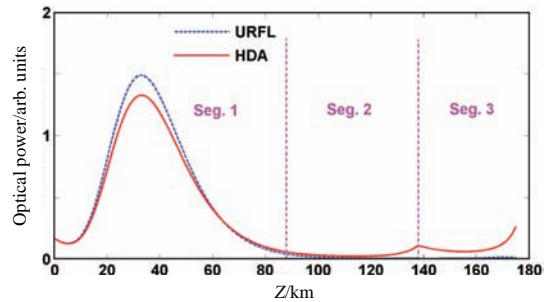


图 15 使用 URFL 及 HDA 方案的瑞利散射轨迹仿真对比

Fig. 15. Rayleigh backscattering trace comparison between URFL and HDA schemes in simulation.



图 15 为采用两种不同方案得到的探测脉冲光的瑞利散射轨迹仿真图. 由图 15 可知, 在使用 URFL 放大方案的模型中, 瑞利散射光强度在约 37 km 处达到最大值, 随后由于拉曼增益不能完全补偿信号光在传播过程中受到的光纤损耗, 散射光强度不断下降. 虽然整个光纤的前半程有反向传播的拉曼抽运作用, 瑞利散射强度还是持续下降直到非常微弱, 与之形成鲜明对比的是, 在 HDA 方案中, Seg. 2 中信号光强度被布里渊抽运快速拉升, 信号光传播到 Seg. 3 中时受到背向一阶拉曼抽运

放大, 进一步提高了瑞利散射信号功率. 从图 15 所示的仿真图可以看出, HDA 技术方案可以用来实现超长距离的 OTDR 系统.

基于 HDA 技术及外差探测技术, 搭建了一套传感光纤总长为 175 km 的  $\Phi$ -OTDR 实验系统; 对比了不同的抽运情况下的传感信号; 由于受激布里渊效应与温度有关, 在获得最优信号的基础上改变布里渊抽运光频率, 测试了系统的温度稳定性; 进行单点及多点同时侵扰实验, 检测系统的入侵检测传感性能. 实验系统框架如图 16 所示 [49].

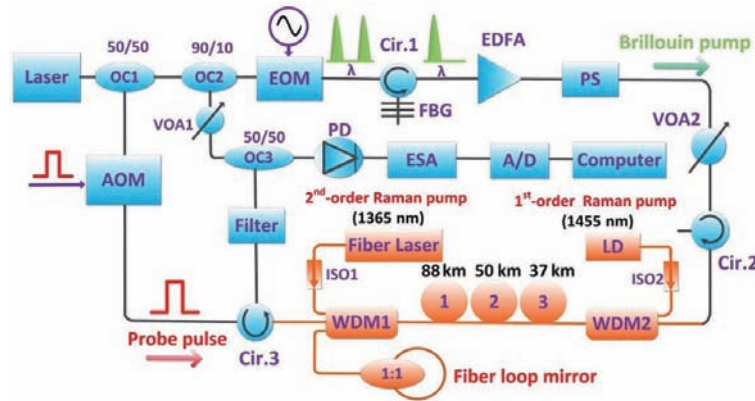


图 16 基于 HDA 的  $\Phi$ -OTDR 实验装置图  
Fig. 16.  $\Phi$ -OTDR experimental setup based on HDA.

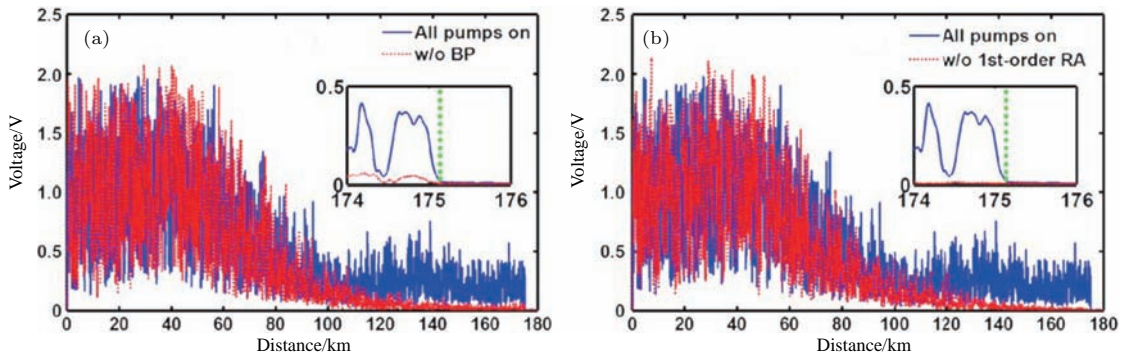


图 17 不同抽运下的  $\Phi$ -OTDR 曲线 (a) 抽运全开与未加布里渊抽运; (b) 抽运全开与未加背向一阶拉曼抽运  
Fig. 17.  $\Phi$ -OTDR traces: (a) All pumps on vs BP off; (b) all pumps on vs 1455 nm semiconductor RP off.

基于上述实验系统, 首先进行了不同抽运对于  $\Phi$ -OTDR 信号放大效果的对比实验. HDA 方案中, 布里渊抽运光与探测脉冲光的频率差首先被设置为 11.034 GHz, 使得 Seg. 2 中发生最强的受激布里渊作用. 系统在不同抽运条件下获得的  $\Phi$ -OTDR 曲线 (平均 32 次, 对应的系统带宽为 7.8 Hz) 如图 17 所示.

由图 17 (a) 可知, 与没有加布里渊抽运 (BP) 的情况相比, 可以看出布里渊抽运会对获得的信号强度产生重大影响. 另外, 由图 17 (b) 可知, 在没有

加反向一阶拉曼抽运时, 布里渊抽运基本上不会发挥作用, 在这种情况下, 布里渊抽运传输到 Seg. 2 时已经过于微弱, 无法为探测脉冲光提供足够的增益, 因此反向一阶拉曼抽运也是不可或缺的.

外界温度的改变会引起传感光纤的布里渊增益谱发生改变, 影响光纤中受激布里渊作用的放大效果. SMF 的 BFS 随温度变化的漂移率约为 1 MHz/ $^{\circ}$ C. 在本实验中, 通过改变布里渊抽运光的频率, 对比探测器获得的干涉曲线以检测系统对外环境温度变化的敏感性. 实验结果如图 18 所示.

图 18(a) 是未加布里渊抽运与布里渊抽运频移设置为 11.022 GHz 的散射曲线对比图, 图 18(b) 是为加布里渊抽运与布里渊抽运频移设置为 11.047 GHz 的散射曲线对比图. 从这两幅图可以看出, 布里渊抽运的频率确实会在一定程度上影响放大效果, 然而即使布里渊抽运频率从 11.022 GHz 变化到 11.047 GHz, 即变化 25 MHz 对应环境温度变化 25 °C, 布里渊抽运的放大效果依然非常显著, 通过与未加布里渊抽运的情况对比可以看出布里渊抽运是不可或缺的. 通过这两组对比实验可以看出, 使用 HDA 技术的  $\Phi$ -OTDR 对温度变化(光纤 BFS 变化)的环境有较好的适应性.

由于环境温度变化较为缓慢的, 在必要时可以采用一种频率漂移自适应控制算法(基于环境温度变化, 对应调整布里渊抽运光频率), 将可更好地补偿较大的光纤布里渊频移漂移.

为了测试所搭建系统的入侵检测能力, 在传感光纤的 87.3, 136.6 以及 174.7 km 处分别盘出一小卷长约 10 m 的光纤作为测试点. 测试所采用的侵扰方式是用手轻拍测试点处光纤. 在信号处理方面, 采用了小波变换技术以更加准确地提取侵扰信息, 提高  $\Phi$ -OTDR 系统的检测性能. 单点入侵及多点同时入侵实验解调效果如图 19 所示.

图 19(a) 所示为单点入侵效果图, 在 174.7 km 处测试点施加侵扰时, 获得的解调出来信号的 SNR 为 12.1 dB, 在本节中 SNR 是指信号峰值强度与背景噪声强度的均方根比值; 图 19(b) 体现了了系统的多点监测能力, 在 87.3 km 与 136.6 km 处进行的侵扰被同时检测到, SNR 分别为 11.6 dB 与 12.6 dB. 由以上侵扰测试结果可知, 实验系统性能优良.

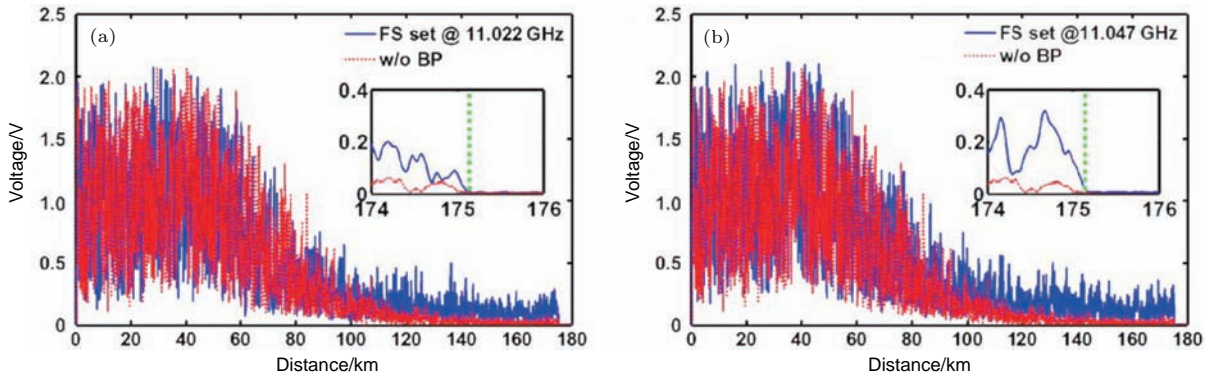


图 18 不同布里渊抽运频率与未加布里渊抽运时的  $\Phi$ -OTDR 曲线 (a) 布里渊抽运频移设置为 11.022 GHz 与未加布里渊抽运获得的散射曲线; (b) 布里渊抽运频移设置为 11.047 GHz 与未加布里渊抽运获得的散射曲线  
Fig. 18.  $\Phi$ -OTDR traces: (a) BP frequency shift at 11.022 GHz vs without BP; (b) BP frequency shift at 11.047 GHz vs without BP. Insets: comparison of the signal inside the fiber and the noise outside the fiber.

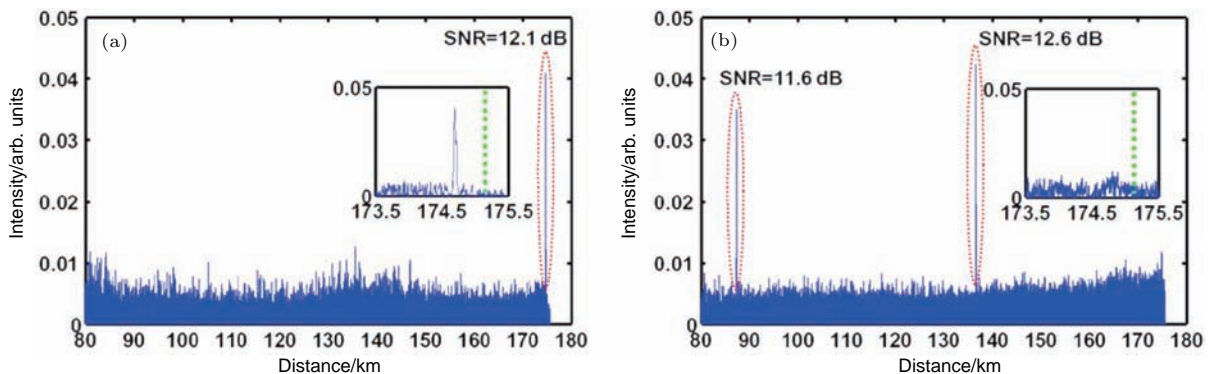


图 19 测试点侵扰解调效果图 (a) 174.7 km 处侵扰; (b) 87.3 km 与 136.6 km 处同时侵扰  
Fig. 19. Demodulated intrusion signal at different locations: (a) Single-point perturbation at 174.7 km; (b) two-point perturbation at 87.3 and 136.6 km. Insets: comparison of the signal inside the fiber and the noise outside the fiber.

与之前的传感距离纪录相比, 虽然本文中更宽的脉冲宽度为获得的信号提供了约 5 dB 的增益, 但是本文所实现系统的往返损耗比前记录大了约 18 dB, 由此可看出本文所搭建的系统更加难以实现. 进一步优化该系统, 将可实现更长的传感距离更高的空间分辨率, 该方案也可以被用在其他的分布式光纤传感系统中延长传感距离.

### 3 长距离分布式光纤传感系统的应用

#### 3.1 基于 $\Phi$ -OTDR 的列车定位与测速系统

目前的铁路领域通过基于通信的列车控制系统 (CBTC) 实时获取列车的位置和速度来保证列车的安全运行 [50], 而 CBTC 通过轨道电路获知列车的实时位置. 虽然轨道电路采取了防雷电措施, 但是在一些极端天气情况, 比如强雷电下, 轨道电路仍然有可能失效, 导致列车调度的失败, 进而导致列车运行安全事故 [51]. 2011 年的甬温线特别重大铁路交通事故的部分原因就是频繁的雷击导致轨道电路失效, 事故造成巨大的生命财产损失 [52]. 因此, 在轨道交通领域, 研究能够抗电磁干扰的新型列车定位与测速系统具有重要意义. 该系统必须同时满足以下三个特性: 1) 长距离测量, 通常情况下, 两车站间距 > 10 km, 如果测量距离较短, 需要的设备较多, 系统结构复杂, 成本和稳定性都难以保证; 2) 实时性好, 必须能够实时获取列车的位置和速度, 如果不能满足实时性要求, 对于高速运行的列车来说就失去了应用的价值; 3) 抗电磁干扰, 在满足前面两条的基础上, 必须能够抗电磁干扰 (雷击), 否则与目前的轨道电路相比, 就失去了技术优势, 同样没有应用的价值.

研究发现, 连接埋设在铁轨下方或附近的通信光纤,  $\Phi$ -OTDR 可以对振动源——火车实时定位. 进一步地, 对实时获知的列车位置进行微分, 就能实时探测列车的速度 [53].  $\Phi$ -OTDR 具备长距离、实时性好、抗电磁干扰的特性, 因此基于  $\Phi$ -OTDR 振动探测的高速列车定位与测速系统, 就具有实用的可能性.

监控中心的  $\Phi$ -OTDR 主机连接埋设于铁轨侧下方的 12.1 km 的单模光缆. 该  $\Phi$ -OTDR 主机的系统结构如图 20 所示. 一个超窄线宽 ( $\sim 3$  kHz)、低频漂 ( $< 1$  MHz/min) 的半导体光源首先被声光

调制器 (AOM) 调制, 驱动信号的重复频率和脉冲宽度分别为 1 kHz 和 200 ns. 这样对应的空间分辨率为 20 m. 调制的光脉冲被 EDFA 放大后, 通过环形器后进入待测光纤中. 光纤中的瑞利散射信号首先被 EDFA 放大, 并通过带通滤波器滤除 EDFA 带来的放大器自发发射噪声 (ASE 噪声), 最后放大的瑞利散射信号被 10 MHz 带宽的光电探测器探测. 利用采样率为 50 MSamples/s 的 A/D 将光电探测器输出的电信号转换为数字信号, 并最终在计算机中进行处理最终的光电转换后的信号.

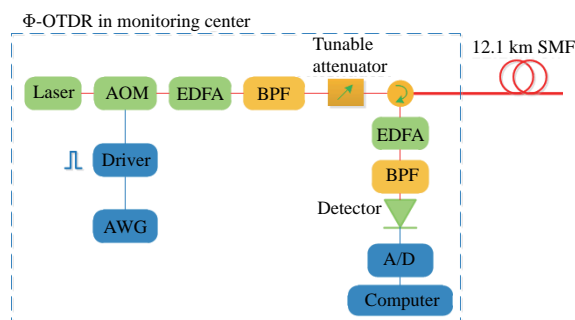


图 20 基于  $\Phi$ -OTDR 的列车定位与测速系统框图  
Fig. 20. Schematic diagram of  $\Phi$ -OTDR used in position and speed monitoring of trains.

现场的光缆、铁轨、列车之间的相对关系如图 21 所示. 12.1 km 的光纤埋地深度为 0.7—1.5 m, 光缆与两铁轨互相平行, 且离最近的铁轨距离大约 15—20 m, 其中有 10.2 km 的光缆在监控范围内. 两列列车以较为固定的速度相向而行, 列车产生的振动通过土壤传递到光缆, 对光缆施加应变. 监控中心中的  $\Phi$ -OTDR 不断探测整条光缆链路的振动情况.

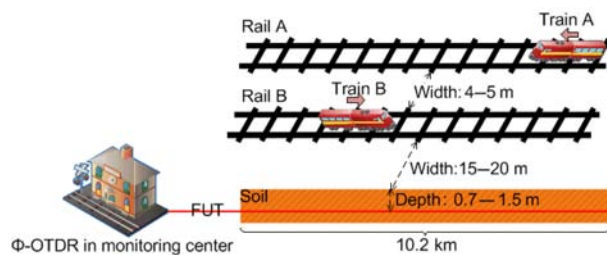


图 21 光缆、铁轨、列车相对位置关系示意图  
Fig. 21. Relative positions between the optical cable, trains and railways.

由于采用的是直接探测方案, 因此需要平均的次数较多, 原始的瑞利散射曲线首先平均 25 次以降低探测器的热噪声的影响, 从而提高瑞利散射信号的探测信噪比. 当两辆列车分别经过 5.53 km 时,



探测到的原始振动信号如图 22 (a) 所示, 经过小波去噪后的振动信号如图 22 (b) 所示, 经过去噪后的振动信号的信噪比提升非常明显, 并且可以看到列车接近-经过-远离该位置, 信号从无到有, 并逐渐变强, 最后逐渐减弱的过程.

在通过小波去噪并获得信噪比较高的振动信号后, 通过均方根来对每个定位周期内所有位置的振动信号的振动水平进行量化. 以第 70 s 和 378 s 为例, 经过量化, 所有位置处的振动水平如图 23 所示. 图中箭头间的空间长度代表这两个定位周期内受到火车影响出现振动的范围, 分别约为 1100 m 和 960 m, 该空间长度略长于火车长度, 因此可以通过该长度估计两列火车的长度.

整个列车运行过程, 获得的振动水平-时间-空间强度如图 24 (a) 所示, 进一步通过均方根量化振动水平-滑动方差-峰值检测, 得到每个定位周期的列车产生振动的上升沿和下降沿, 获得的上升沿和下降沿分别与列车的首尾对应, 如图 24 (a) 所示. 最终, 对列车的位移曲线求导, 得到列车的速度曲线, 如图 24 (b) 所示.

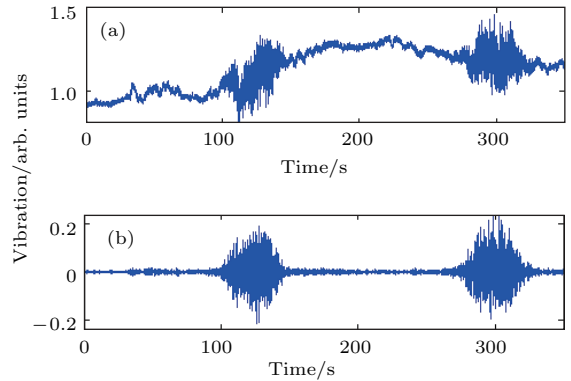


图 22 5.53 km 处的 (a) 原始振动信号, (b) 小波去噪后的振动信号

Fig. 22. (a) Original time series of vibrations; (b) vibration signals after wavelet denoising.

由图 24 (b), 列车的整个运行状态为: 当列车 A 在 10 km 处以 115 km/h 的速度向左运行, 列车 B 还未进入监控区域. 当列车 B 在约 174 s 时以约 105 km/h 速度进入监控区域. 在 194 s 左右, 两车在约 3.9 km 处相汇. 在相汇时, 两车由于共振, 使振动的区域非常宽, 如图 24 (a) 中交叉区域所示. 两车分别约在 420 s 和 255 s 时驶离监控区域, 整段光纤趋于平静.

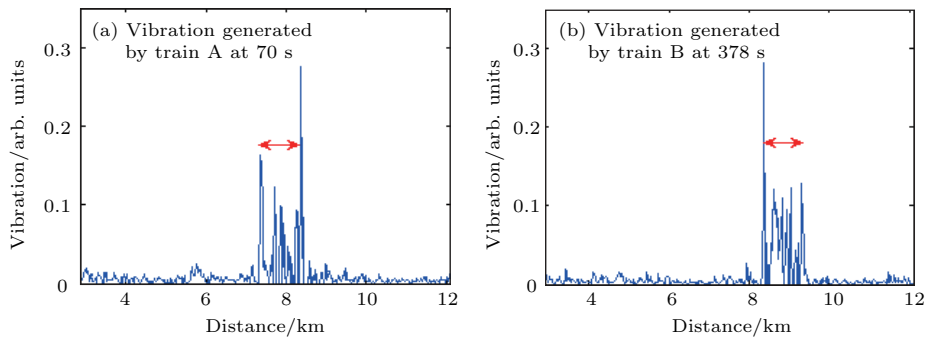


图 23 不同点振动信号图 (a)  $t = 70$  s 时的原始振动信号; (b)  $t = 378$  s 时的原始振动信号  
Fig. 23. Vibration signals of train A and B at two different time points: (a)  $t = 70$  s; (b)  $t = 378$  s.

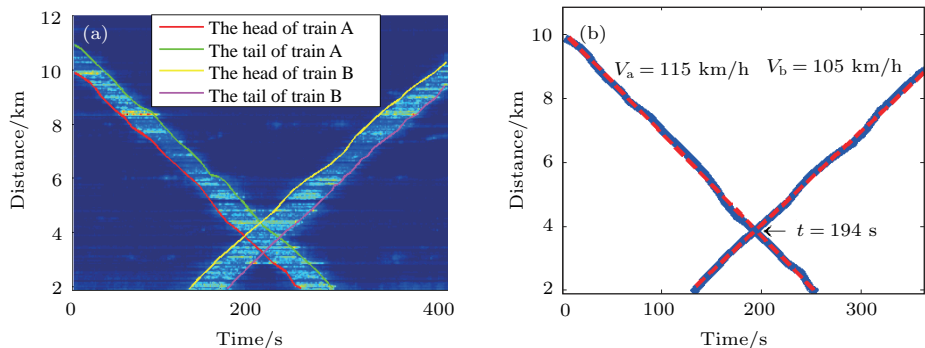


图 24 列车振动信号分布图 (a) 振动幅度时间空间图; (b) 两列车运行轨迹图

Fig. 24. (a) Vibration intensity vs space and time and the edges of every location period; (b) the two edges of the two trains' heads (blue lines). The red lines are the fitting traces of the two trains.



上述实验结果足以说明  $\Phi$ -OTDR 在该领域应用的可行性和未来的应用潜力:  $\Phi$ -OTDR 可以作为目前 CBTC 的有效补充和备选方案, 在极端恶劣的雷电天气下, 与目前的轨道电路相比, 其测量结果的有效性更高, 可有效避免由于轨道电路失效导致的列车调度事故. 同时  $\Phi$ -OTDR 在轨道交通的应用类型远远不仅限于此. 我们只关注了列车的振动水平随时间的变化, 而未对其振动模式进行分析(列车引起地面振动的其他信号特征), 而这类振动模式往往可以反映铁轨和路基的安全状况. 因此,  $\Phi$ -OTDR 未来可望在轨道交通中的结构健康安全监测上发挥重要作用.

### 3.2 基于 DAS 的石油管道安全监测系统

当  $\Phi$ -OTDR 采用相位解调时,  $\Phi$ -OTDR 具备探测外界振动和声波变化的能力, 包括声波的幅度、频率、相位信息. 在石油工业界, DAS 已经展现出前所未有的应用前景. 在国外, 率先开展 DAS 应用的是英国的 Optasense 和 Silixa 公司, 应用的类型主要分为两类: 地震波检测和石油管道安全监测, 覆盖了石油工业的勘探、生产、运输三个过程, 具有重要的经济意义和社会意义 [54,55]. 国内虽然开展  $\Phi$ -OTDR 的研究虽然较早, 但是 DAS 的研究与应用较晚, 相比国外仍有较大差距.

早在 2008 年, Optosense 就致力于 DAS 在石油管道安全监测的应用, 提出了“zero pipeline incidents”(零管道事故) 的口号, 主要致力于管道安全的两个方面: 一是第三方干扰 (TPI), 也就是对于潜在的或者正在实施的对管道的第三方破坏行为, 包括对于管道的机械挖掘、人为挖掘、重型车辆等进行提前预报或报警; 二是提供新型的多个模式的管道泄漏探测, 比如管道的腐蚀导致的管道泄漏.

由于国内的大部分石油管道安全事故主要是由偷盗油对管道的破坏造成的, 因此对于泄漏检测的需求要远远大于对于 TPI 检测的需求. 石油管道的盗油活动, 不仅造成石油产品的损耗, 带来直接的经济损失, 更重要的是, 由于盗油者对管道的破坏很可能造成环境的污染, 带来严重的生态灾难 [55]. 盗油活动所有的过程, 均会在管道形成地震波, 而目前国内的管道增压站之间的通信, 均采用光纤通信, 而光纤通信链路与石油管道是并行铺设, 且相隔较近, 因此 TPI 入侵动作产生的地震波会较好地传递到通信光纤上. 因此, DAS 从增压站

点的通信光缆接入, 就能够完成长距离入侵监测的目的.

现场利用 DAS 进行管道 TPI 监测的具体实施方案如图 25 所示. 光缆埋地深度从 1—2 m 不等. DAS 置于增压站 A 处, 连接与石油管道并行的传感光缆, 管道总长为 50 km. 现场的石油管道的情况较为复杂, 靠近公路和铁路的地方较多, 车辆的振动对监测系统产生较多的干扰, 因此需要对各种振动信号进行识别, 以区分不同振动信号的类型, 最终达到屏蔽绝大多数的干扰, 只对 TPI 入侵动作有报警响应.

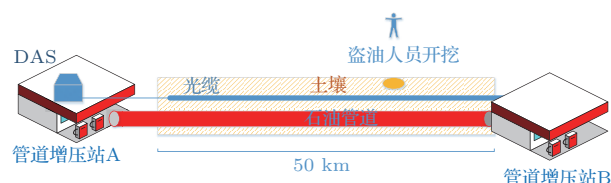


图 25 基于 DAS 的石油管道安全监测系统的实施方案图  
Fig. 25. Schematic diagram of the oil pipeline safety monitoring system based on DAS.

为了验证该系统的效果, 在光纤的尾端约 47 km 处, 利用本实验室研发的 DAS, 采集管线附近的各种动作, 包括挖掘、走路、跑步、车辆产生的振动信号. 测试位置离路边较近, 各类车辆, 特别是重型车辆在经过该处管道时, 产生非常大的振动信号, 容易造成误报警.

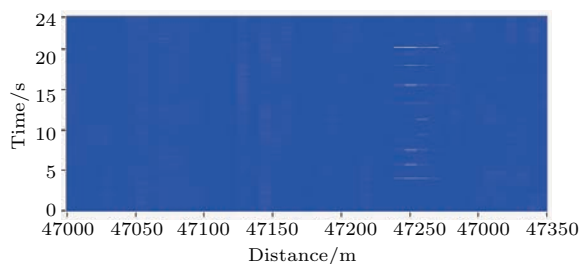


图 26 距光缆垂直距离 1 m 处刨地时, 振动幅度-时间-距离的瀑布图  
Fig. 26. Waterfall figure of vibration amplitude-time-distance when digging the ground at 1 m vertical distance away from the optical cable.

在测试点附近进行挖掘时, 得到的振动幅度时间距离的瀑布图如图 26 所示, 在 47250—47270 m 之间, 振动信号的幅值较大, 在瀑布图上体现为随挖掘动作节奏出现亮点. 对上述空间位置处的信号进行叠加, 得到在不同入侵动作时的振动时域信号、自功率谱、短时傅里叶变换 (STFT) 如图 27 所示.

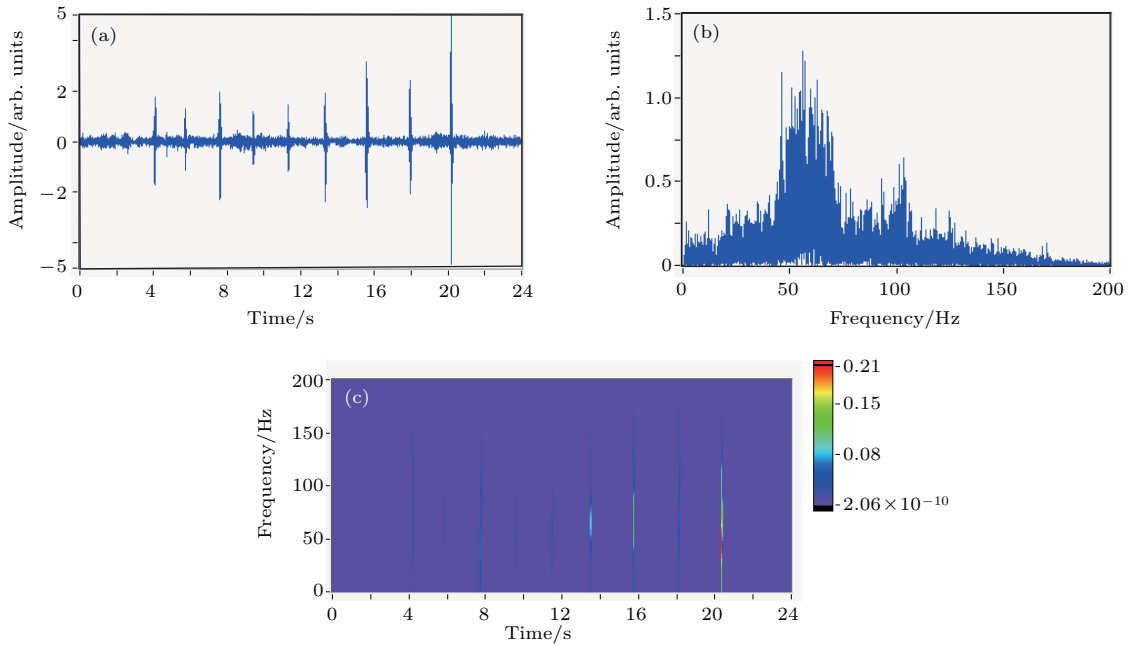


图 27 距光缆垂直距离 1 m 处刨地得到的 (a) 时域波形, (b) 频谱, (c) STFT

Fig. 27. (a) Time-domain waveform, (b) frequency spectrum, (c) STFT when digging the ground at 1 m vertical distance away from the optical cable.

除了系统需要报警的挖掘动作, 在现场本课题组对其他产生振动的常见动作(跑跳、走路)也进行了采集分析, 根据测试结果, 总结得到各类振动信号的模式特性如下.

1) 时域幅度特征: 挖掘和跳跃等动作, 都可以产生较大幅度的振动信号, 而人走路产生的振动明显小很多, 这一点可以通过时域信号的比较容易得出.

2) 时域的持续性特征: 对于车辆等产生的信号, 从较长时间尺度(秒级)上, 延续时间较长. 以图 28 为例, 火车经过时, 产生的振动信号虽然较大, 但是其持续时间非常长, 形成连续不断的持续振动波.

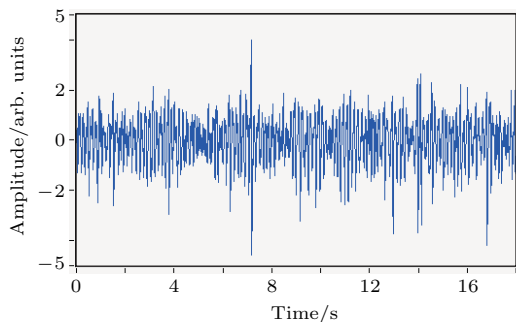


图 28 火车产生的振动时域波形

Fig. 28. Time-domain waveform of vibrations generated by the train.

3) 功率频谱特征: 挖掘产生的振动的主要频率成分在  $(50 \pm 15)$  Hz 以内, 与人的跑跳产生振动的主要频率成分存在较大区别.

4) 瞬时频率特征: 通过图 29 (a) 和图 29 (b) 的比较可以看到, 挖掘产生的振动信号能量主要集中在 50—100 Hz 较高频段内, 而对于跳跃产生的信号, 能量从 0—60 Hz 有非常好的延续.

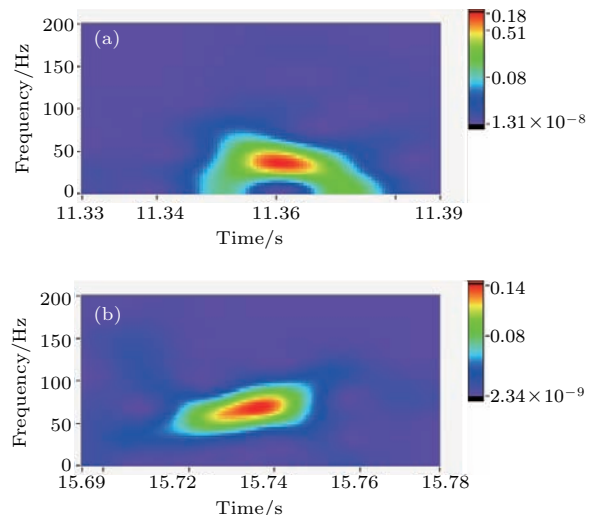


图 29 距光缆垂直距离 1 m 处 (a) 刨地, (b) 人跑跳的 STFT

Fig. 29. STFT figure of (a) digging, (b) running or jumping at 1 m vertical distance away from the cable.

综上,在保证长距离DAS信噪比的基础上,对该系统采集得到的信号的振动模式进行了分析,并总结出管道安全中关注的挖掘动作相比其他干扰(人的正常活动跑、跳、走等动作以及车辆的干扰)的信号特征,证明了基于DAS的长距离管道安全监测系统的优越性能.从上述四个信号特征,形成多维的判据,一方面形成对石油管道安全监测中感兴趣的特定振动——开挖(刨土)动作的有效检测,另一方面对于外界干扰,比如人的正常活动(走动、跑步)以及车辆产生的振动,能够有效屏蔽,减少系统的误报警,从而为后续形成真正实用化的长距离石油管道安全监测系统打下了良好的基础.

## 4 总 结

本文系统回顾了长距离布里渊光时域分析仪(BOTDA)和相位敏感型光时域反射仪( $\Phi$ -OTDR)的国内外研究进展及相关关键技术.重点阐述了本团队在长距离BOTDA和 $\Phi$ -OTDR取得的研究进展,包括基于环形腔随机光纤激光放大的BOTDA、基于随机光纤激光与低噪声LD混合放大的BOTDA、基于双向一阶拉曼放大的 $\Phi$ -OTDR、基于分区型混合放大的 $\Phi$ -OTDR以及长距离分布式光纤传感系统在列车定位与测速和石油管道安全监测方面的应用研究.随着分布式光纤传感技术在传感距离和传感精度上的突破,其在周界安防、石油电力、大型结构等领域的安全监控方面将发挥愈发重要的作用.

## 参考文献

- [1] Horiguchi T, Tateda M 1989 *IEEE J. Lightwave Technol.* **7** 1170
- [2] Kurashima T, Horiguchi T, Tateda M 1990 *Opt. Lett.* **15** 1038
- [3] Horiguchi T, Kurashima T, Tateda M 1990 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2** 352
- [4] Bao X, Dhliwayo J, Heron N, Webb D J, Jackson D A 1995 *IEEE J. Lightwave Technol.* **13** 1340
- [5] Geinitz E, Jetschke S, Ropke U, Schroter S, Willsch R, Bartelt H 1999 *Measur. Sci. Technol.* **10** 112
- [6] Pasquale D 2008 *Opt. Express* **16** 19097
- [7] Soto M A, Bolognini G, Di Pasquale F 2009 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **21** 450
- [8] Soto M A, Bolognini G, Di Pasquale F, Thevenaz L 2010 *Opt. Lett.* **35** 259
- [9] Soto M A, Bolognini G, Di Pasquale F 2010 *Opt. Express* **18** 14878
- [10] Soto M A, Bolognini G, Di Pasquale F, Thevenaz L 2010 *Measur. Sci. Technol.* **21** 094024
- [11] Soto M A, Sahu P K, Bolognini G, Di Pasquale F 2008 *Pasquale F IEEE Sensors J.* **8** 225
- [12] Liang H, Li W H, Linze N, Chen L, Bao X Y 2010 *Opt. Lett.* **35** 1503
- [13] Jia X H, Rao Y J, Chang L, Zhang C, Ran Z L 2010 *IEEE J. Lightwave Technol.* **28** 1624
- [14] Rao Y J, Jia X H, Deng K, Yang Z X, Chang L, Zhang C, Ran Z L 2011 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **23** 435
- [15] Rodriguez-Barrios F, Martin-Lopez S, Carrasco-Sanz A, Corredera P, Diego Ania-Castanol J, Thevenaz L, Gonzalez-Herreraez M 2010 *IEEE J. Lightwave Technol.* **28** 2162
- [16] Martin-Lopez S, Alcon-Camas M, Rodriguez F, Corredera P, Diego Ania-Castanon J, Thevenaz L, Gonzalez-Herreraez M 2010 *Opt. Express* **18** 18769
- [17] Soto M A, Bolognini G, Di Pasquale F 2011 *Opt. Express* **19** 4444
- [18] Wang Z N, Jia X H, Rao Y Z, et al. 2012 *Proc. SPIE* **8351** 835142
- [19] Dong Y, Chen L, Bao X 2012 *IEEE J. Lightwave Technol.* **30** 1161
- [20] Dong Y, Chen L, Bao X 2011 *Opt. Lett.* **36** 277
- [21] Zornoza A, Minardo A, Bernini R, Loayssa A, Zeni L 2011 *IEEE Sensors J.* **11** 1067
- [22] Soto M A, Ramirez J A, Thévenaz L 2016 *Nature Communications* **7** 10870
- [23] Buades A, Coll B, Morel J M 2005 *Multisc. Model. Simul.* **4** 490
- [24] Qian X, Wang Z N, Wang S, Xue N, Sun W, Zhang L, Zhang B, Rao Y J 2016 *Sixth European Workshop on Optical Fibre Sensors (EWOFS'2016)* Ireland, May 31–June 3, 2016 p99162S
- [25] Qian X, Wang Z N, Sun W 2016 *International Conference on Optical Communications and Networks T4* Hangzhou, September 24–27, 2016 pT4-O-14
- [26] Nielsen T N, Hansen P B, Stentz A J, Aquari V M 1998 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10** 1492
- [27] Jia X H, Rao Y J, Wang Z N, Zhang W L, Yuan C X, Yan X D, Li J, Wu H, Zhu Y Y, Peng F 2013 *Opt. Express* **21** 21208
- [28] Karalekas V, Ania-Castanon J D, Harper P, Babin S A, Podivilov E V, Turitsyn S K 2007 *Opt. Express* **15** 16690
- [29] Jia X H, Rao Y J, Yuan C X, Li J, Yan X D, Wang Z N, Zhang W L, Wu H, Zhu Y Y, Peng F 2013 *Opt. Express* **21** 24611
- [30] Headley C, Agrawal G P 2005 *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems* (San Diego: Academic Press) pp13-366
- [31] Taylor H F, Lee C E 1993 *US Patents* 5194847
- [32] Gorshkov B G, Paramonov V M, Kurkov A S, Kulakov A T, Zazirnyi M V 2006 *Quantum Electron.* **36** 963
- [33] Juarez J C, Taylor H F 2007 *Appl. Opt.* **46** 1968

- [34] Park J, Lee W, Taylor H F 1998 *International Society for Optics and Photonics* Beijing, China, September 16, p49
- [35] Lü Y L, Xing Y W 2011 *Acta Opt. Sin.* **31** 819001 (in Chinese) [吕月兰, 行永伟 2011 光学学报 **31** 819001]
- [36] Choi K N, Taylor H F 2003 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **15** 386
- [37] Peng F, Wu H, Jia X H, Rao Y J, Wang Z N, Peng Z P 2014 *Opt. Express* **22** 13804
- [38] Martins H F, Martín-López S, Corredera P, Filograno M, Frazão O, Gonzalez-Herraez M 2014 *J. Lightw. Technol.* **32** 1510
- [39] Martins H F, Martín-López S, Filograno M, Corredera P, Frazão O, Gonzalez-Herraez M 2014 *23rd International Conference on Optical Fibre Sensors (OFS 2014)* Spain, June 2–June 6, 2014 p91576K
- [40] Lu Y, Zhu T, Chen L, Bao X Y 2010 *J. Lightw. Technol.* **28** 3243
- [41] Qin Z, Zhu T, Chen L, Bao X Y 2011 *IEEE Photon Technol. Lett.* **23** 1091
- [42] Peng Z P, Rao Y J, Peng F, Wu H J, Jia X H, Li X Y 2014 *J. Optoelectron-Laser* **04** 724 (in Chinese) [彭正谱, 饶云江, 彭飞, 吴慧娟, 贾新鸿, 李小玉 2014 光电子·激光 **04** 724]
- [43] Wang Z N, Zeng J J, Li J, Fan M Q, Wu H, Peng F, Zhang L, Zhou Y, Rao Y J 2014 *Opt. Lett.* **39** 5866
- [44] Rao Y J, Feng S, Jiang Q, Ran Z L 2009 *20th International Conference on Optical Fibre Sensors* Edinburgh, UK, October 5, 2009 p75031Q
- [45] Alahbabi M N, Cho Y T, Newson T P 2005 *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 1321
- [46] Rao Y J, Luo J, Ran Z L, Yue J F, Luo X D, Zhou Z 2009 *20th International Conference on Optical Fibre Sensors* Edinburgh UK October 5, 2009 p75031O
- [47] Wang J, Jia X H, Rao Y J, Wu H J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 044212 (in Chinese) [王杰, 贾新鸿, 饶云江, 吴慧娟 2013 物理学报 **62** 044212]
- [48] Li Y, Bao X Y, Ravet F, Ponomarev E 2008 *Appl. Opt.* **47** 99
- [49] Wang Z N, Zeng J J, Li J, Peng F, Zhang L, Zhou Y, Wu H, Rao Y J 2014 *23rd International Conference on Optical Fibre Sensors* Spain, June 2, 2014 p9157D5
- [50] Pascoe R, Eichorn T 2009 *IEEE Veh. Technol. Mag.* **4** 16
- [51] Ripamonti P 1984 *Google Patents* 4432517
- [52] Ramzy A 2011 <http://world.time.com/2011/07/24/deadly-crash-adds-to-worries-about-chinas-high-speed-trains/> [2011-7-10]
- [53] Peng F, Duan N, Rao Y J, Li J 2014 *IEEE Photon Technol. Lett.* **26** 2055
- [54] Zhao S H, Zhang Q, Ye H 2009 *Modern Sci.* **2** 86 (in Chinese) [赵述合, 张权, 叶辉 2009 今日科苑 **2** 86]
- [55] Zhan Y 2008 *Environ. Pollut. Control* **30** 91 (in Chinese) [詹研 2008 环境污染与防治 **30** 91]



SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# Recent progress in ultra-long distributed fiber-optic sensing\*

Rao Yun-Jiang<sup>†</sup>

(Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Communications (Education Ministry of China), University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China)

( Received 19 January 2017; revised manuscript received 10 March 2017 )

## Abstract

Distributed fiber-optic sensing (DFOS) is one of the most important parts in the fiber-optic sensing field, due to the following advantages: 1) there is no need to manufacture sensors on the fiber; 2) fibers are able to realize transmission and detection simultaneously; 3) long-distance/large-scale sensing and networking can be accomplished prospectively; 4) the spatial distribution and measurement information of physical parameters such as temperature, strain and vibration, can be obtained continuously along the fiber link, and the number of sensing points on a single fiber can be up to several tens of thousands. Due to the above tremendous superiority, DFOS has found wide application prospects, including perimeter security, oil/gas exploration, electrical facilities and structure monitoring, etc. This paper overviews recent progress in ultra-long distributed fiber-optic static (Brillouin optical time-domain analyzer) and dynamic (phase-sensitive optical time-domain reflectometer) sensing at Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Communications, UESTC. This paper summarizes our work on both basic and application studies.

**Keywords:** fiber optics, fiber-optic sensors, fiber lasers, random lasers

**PACS:** 42.81.-i, 42.81.Pa, 42.55.Wd, 42.55.Zz

**DOI:** [10.7498/aps.66.074207](https://doi.org/10.7498/aps.66.074207)

---

\* Project supported by the Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61290312, 41527805), Innovation Team of Ministry of Education, China (Grant No. IRT1218) and the “111” Project, China (Grant No. B14039).

† Corresponding author. E-mail: [yjrao@uestc.edu.cn](mailto:yjrao@uestc.edu.cn)

面向地壳形变观测的超高分辨率光纤应变传感系统

何祖源 刘庆文 陈嘉庚

Ultrahigh resolution fiber optic strain sensing system for crustal deformation observation

He Zu-Yuan Liu Qing-Wen Chen Jia-Geng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 074208 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.074208

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074208>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于全相位滤波技术的光纤表面等离子体共振传感解调算法

Optical fiber SPR sensing demodulation algorithm based on all-phase filters

物理学报.2017, 66(7): 074202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074202>

用于气象观测的阵列式温度传感器流体动力学分析与实验研究

Fluid dynamic analysis and experimental study of a temperature sensor array used in meteorological observation

物理学报.2016, 65(9): 094209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094209>

分布式光纤 Sagnac 干涉仪中基于倒谱的多分辨率入侵定位算法

Multi-resolution intrusion localization algorithm through cepstrum in distributed fiber optic Sagnac interferometer

物理学报.2016, 65(4): 044210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044210>

准晶体结构光纤表面等离子体共振传感器特性研究

Quasi-crystal photonic fiber surface plasmon resonance sensor

物理学报.2015, 64(6): 064213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.064213>

一种基于微波谐振测量 Sagnac 效应的新方案

A new scheme of measuring Sagnac effect based on microwave resonant

物理学报.2015, 64(4): 044205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.044205>

专题: 光纤传感

# 面向地壳形变观测的超高分辨率 光纤应变传感系统\*

何祖源<sup>†</sup> 刘庆文 陈嘉庚

(上海交通大学, 区域光纤通信网与新型光通信系统国家重点实验室, 上海 200240)

(2017年3月8日收到; 2017年3月27日收到修改稿)

超高分辨率光纤应变传感系统是地球物理学中地壳微弱形变观测的有力工具. 相比于传统的地壳应变观测技术, 光纤应变传感器具有测量分辨率高、抗干扰能力强、尺寸小、可复用、易于安装布设等特性, 在建立新型地壳形变监测网络中具有很大的应用潜力. 本文围绕面向地壳形变观测的纳应变级分辨率光纤应变传感器技术, 阐述了应变传感原理与实现超高测量分辨率的机理, 并详细介绍了扫频探测、Pound-Drever-Hall解调技术、边带探测、双回路锁定传感、传感器时分复用等技术及相应的传感器系统实现方案, 最后, 给出了超高分辨率光纤传感器在现场观测的实验结果与分析.

**关键词:** 光纤传感, 地壳形变测量, 超高分辨率, 光纤布拉格光栅**PACS:** 42.81.Pa, 42.79.Dj, 07.10.Pz**DOI:** 10.7498/aps.66.074208

## 1 引言

地壳形变观测是地球物理学中针对地质构造过程及地震、火山等地质灾害研究的核心环节之一, 其重要性不言而喻. 相比一般的应用场景, 地质构造过程中待观测的应变信号极其微弱, 且测量周期长、干扰来源复杂, 相应地对传感与测量技术提出了很高要求. 目前, 基于全球定位系统(GPS)的地壳形变观测已广泛应用, 但考虑到其运行方式与定位精度的限制, 该方案仅能提供较大时间与空间尺度上的地壳形变变化情况. 为更精确地获取重点区域的地壳形变信息, 需要建立固定的地壳应变监测站台以进行连续、高精度的地壳应变测量<sup>[1,2]</sup>. 传统的地壳应变监测站广泛采用钢筋棒伸缩应变仪技术或激光干涉仪技术<sup>[3,4]</sup>, 而为达到纳应变级应变测量分辨率, 其传感探头长度需达到几十米至几百米, 不仅限制了其用于应变分布情况观测时的空间分辨率, 该传感器需要布设于深入地下的稳定环

境中, 其巨大的尺寸使得整个系统安装与施工的复杂程度与成本极高, 严重制约了这类应变传感仪器在地壳形变观测中的推广应用.

光纤传感技术自20世纪70年代出现以来, 经过几十年的快速发展, 已逐渐在各类应用场景中发挥着关键甚至不可或缺的作用. 其中, 基于光纤光栅的应变传感器作为光纤传感技术的重要分枝, 因其具有小尺寸、高稳定性、抗电磁干扰、制造工艺成熟、易于复用等特点, 并得益于现代光学与光通信技术的飞速发展, 在传感器性能指标以及工程实用性与稳定性等方面均不断地提升, 已被广泛用于各类振动测量、智能材料以及结构健康检测等应用场景中<sup>[5]</sup>, 也受到了包括地球物理学研究在内的多个交叉学科研究人员的密切关注.

地球物理学应用场景的特殊性对光纤光栅应变传感系统提出了诸多挑战, 包括同时实现纳应变级超高分辨率与大动态范围, 抑制温度变化等环境因素对准静态应变信号的干扰, 传感系统的复用能

\* 国家自然科学基金(批准号: 61327812, 61307106, 61620106015)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [zuyuanhe@sjtu.edu.cn](mailto:zuyuanhe@sjtu.edu.cn)

力、长期可靠性以及成本等. 本文围绕光纤光栅的准静态超高分辨率光纤应变传感系统, 具体阐述其应变传感机理与光学传感元件的选取, 详细介绍围绕上述难点与挑战展开的一系列的光学系统设计与改进, 包括扫频探测、Pound-Drever-Hall (PDH) 解调、边带探测、双回路锁定传感、传感器时分复用等关键技术, 并给出了超高分辨率光纤应变传感系统用于现场地壳形变信号观测的系统方案与测量结果.

## 2 高精度光纤应变传感器的传感机理与光学传感元件

### 2.1 光纤布拉格光栅式应变传感器的传感机理

光纤布拉格光栅 (fiber Bragg grating, FBG) 是目前应用最为广泛的光纤传感器件. 光纤光栅反射光的中心波长 (布拉格波长)  $\lambda_B$  是其所受应变  $\varepsilon$  及温度  $T$  的线性函数 [6]

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (\alpha + \xi) \Delta T + (1 - p_x)\varepsilon, \quad (1)$$

其中  $\Delta T$  表示布拉格波长变化量,  $\Delta T$  表示温度变化,  $\varepsilon$  为轴向应变,  $\alpha$  为纤芯材料热胀系数,  $\xi$  为热光系数,  $p_x$  为弹光系数. 由 (1) 式可知, 将光栅放置于待测环境中作为传感元件, 通过观测光栅布拉格波长  $\lambda_B$  即可得知光栅上轴向应变变化及温度变化情况, 而  $\lambda_B$  的测量分辨率决定了应变及温度的测量分辨率.

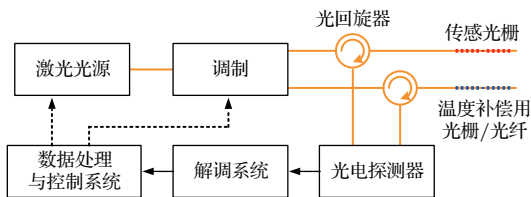


图 1 超高精度光纤光栅应变传感器原理框图

Fig. 1. The schematic configuration of ultrahigh resolution fiber grating strain sensors.

本文中的高精度光纤光栅应变传感器的系统框图如图 1 所示. 由于光纤光栅的布拉格波长同时与温度和应变有关, 为了补偿环境温度变化的影响, 需要在传感光栅的旁边另外布设温度补偿元件, 可以是光纤光栅, 也可以是光纤环等光纤部件. 激光光源发出的激光经过调制后射入传感光栅及

温度补偿光栅; 反射光经过光环行器 (CIR) 进入光电探测器, 经过解调系统后得到激光的中心波长与光栅的布拉格波长的偏差信息, 进而继而获得传感光栅上的应变信息.

通常情况下, 光纤光栅传感器的传感元件采用常规的布拉格光栅, 光源部分采用覆盖光栅布拉格波长变化范围的宽谱光源, 同时解调系统采用光谱仪或光波长计等光学仪器 [7]. 然而这种系统实现方案受限于光源的光谱功率密度、光栅的反射谱宽, 以及光学仪器的波长分辨率, 远远无法达到地壳形变观测所需的纳应变级分辨率. 因此, 提高系统的分辨率与传感精度, 应当从传感元件与探测系统两个方面入手, 合理选择传感元件, 同时设计相应的高精度的探测系统方案, 以满足地壳形变检测场景对传感器的指标需求.

### 2.2 高精度光纤应变传感器的传感元件的选择

为了实现高应变分辨率, 不仅需要采用具有高光功率密度的窄线宽激光光源和低噪声光电探测器, 对光纤光栅的带宽和光谱形状也有相应的要求 [8]. 常规光纤布拉格光栅的反射谱宽通常大于 0.1 nm, 这样的宽度不能充分利用窄线宽激光器的精密波长调谐能力, 因此, 我们选用基于光纤布拉格光栅的法布里-珀罗干涉仪 (FBG Fabry-Perot interferometer, FFPI) 或  $\pi$  相移光纤布拉格光栅 ( $\pi$ -phase-shifted FBG,  $\pi$ -PSFBG) 作为传感元件. 基于光纤布拉格光栅的法布里-珀罗 (F-P) 干涉仪由一段光纤上的一对同布拉格波长的高反射光纤布拉格光栅构成 [9]. 由法布里-珀罗干涉理论 [9] 可知, 其高反射区在频域将出现多个固定频率间隔的极窄透射峰, 频率间隔与透射峰宽度由光栅间距离与光栅反射率决定; 而  $\pi$  相移光纤布拉格光栅可视为一种特殊的光纤布拉格光栅 [10], 在原本为折射率周期变化的高反射率光栅的中间位置引入半个周期的折射率变化延迟, 其频域高反射区中心, 即布拉格波长处将出现单个窄透射峰. 上述光纤 F-P 干涉仪与  $\pi$  相移光栅中的谐振峰 (或称之为透射峰) 宽度均可达到小于 1 pm ( $10^{-12}$  m) 量级; 而与之相伴随, 其谐振中心两边的复反射系数将表现出快速的相位反转. 传感元件的这一特性为纳应变级甚至更高精度的传感系统设计创造了有利条件. 尺寸方面, 光纤法布里-珀罗干涉仪式传感元件



长度通常为数十毫米至数百毫米, 而 $\pi$ 相移光栅的长度一般不超过 50 mm, 均远小于传统式地壳形变观测站台中钢钢棒的尺寸.

### 3 实现高精度应变传感的关键技术与系统方案

由前面的讨论可知, 在选定合适的传感元件后, 实现高精度应变传感的关键在于设计相应的解调系统, 使之能够精确地检测传感元件的频域特性变化量. 本节将以一系列高精度光纤应变传感器的系统实现方案为线索, 详细介绍实现高精度传感器的系统设计中所开发的多项关键技术.

#### 3.1 基于窄线宽激光扫频探测与 PDH 解调技术的解调方案

基于窄线宽激光扫频与 PDH 解调的高精度应变传感器系统方案如图 2 所示<sup>[11]</sup>. 窄线宽可调谐激光器 (laser) 作为光源, 光源输出激光经光相位调制器 (PM) 至 50 : 50 光耦合器 (CP), 光耦合器将激光分为功率相等的两路, 此后两路系统采用相同结构. 耦合器的输出分别连接 CIR1 端口, CIR2 端口接光纤 F-P 干涉仪 (FFPI) 的一端, 光纤 F-P 干涉仪的反射光由 2 端口返回至 3 端口, 其后接光电探测器 (PD), 将反射光强度信号转为电信号. 电信号经模数转换后, 由数字信号处理芯片进行混频 (Mul) 及低通滤波 (LPF), 经处理后的信号传输至计算机, 进行应变信息的计算.

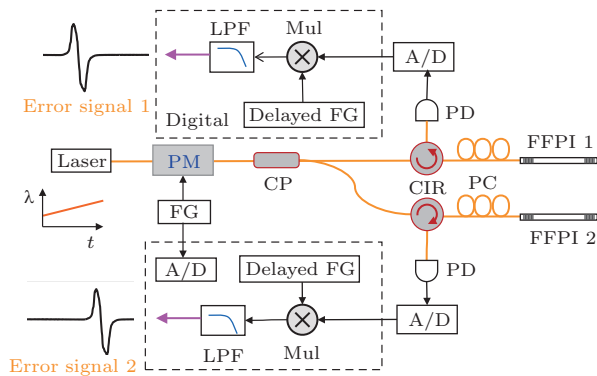


图 2 基于窄线宽激光扫频与 PDH 解调的高精度应变传感器系统方案<sup>[11]</sup> FG, 波型发生器; PC, 偏振控制器; A/D, 模数转换器

Fig. 2. System configuration for interrogating a pair of FFPIs with PDH technique<sup>[11]</sup>: FG, function generator; PC, polarization controller; A/D, analog to digital convertor.

本系统中采用的光相位调制及光强信号混频低通滤波部分, 即为广泛用于光学系统中激光稳频与高精度光纤传感的 PDH 解调技术<sup>[12]</sup>. 在该技术中, 采用经正弦相位调制的单频激光对光学谐振腔进行探测, 由于谐振腔的谐振中心附近的复反射系数表现出显著的相位变化, 入射的相位调制探测光反射后经自干涉表现出同频的强度调制效果, 且当探测激光中心频率低于或高于谐振中心频率时, 该强度调制信号的相位相反. 对该反射光强度信号进行鉴相处理后, 探测激光频率低于或高于谐振中心频率时对应的鉴相输出电信号符号相反, 我们将该输出信号称为鉴频误差信号 (error signal)<sup>[13]</sup>, 其表征了探测激光频率与待测谐振腔谐振中心频率的偏差. 谐振中心附近完整的误差信号曲线如图 2 中两数字信号处理部分输出所示, 该曲线为以谐振频率点为对称点呈中心对称, 因此在谐振频率处, 误差信号的幅度为 0, 且在谐振频率附近信号幅度与探测激光频偏线性相关. 本方案中, 由于 PDH 解调技术中引入了频率相对较高的调制与解调, 把对反射光强度信号的处理从低频部搬移到高频区, 可显著降低激光器强度噪声、电子器件的低频噪声等带来的干扰.

系统的探头部分包含两个相同参数的 FFPI, 其中一个为传感元件, 另一个为参考元件. 传感器布设时, 待测应变施加在传感元件上, 而参考元件平行放置于传感元件附近且与外界应变隔离. 由于两者参数相同, 其谐振频率变化对温度的灵敏度系数相等. 故当环境温度变化时, 两者的谐振频率值将分别发生相同数量的漂移, 而其差值不变; 若传感元件上的轴向应变发生变化, 则其谐振频率发生相应改变, 但参考元件由于与外界应变隔离其谐振频率不受影响, 因此两谐振频率差发生改变. 也就是说, 参考元件的引入可补偿探头温度变化对应变测量的干扰, 两元件谐振频率的相对量 (差值) 对应待测应变信号. 除此之外, 激光器长期工作时, 其工作波长可能发生漂移, 其对系统的影响也表现为所测得的两谐振频率发生相同漂移, 该项干扰同样可由参考元件有效去除.

系统运行时, 激光器工作在线性扫频模式下并不断重复. 激光器的扫频范围必须大于 FFPI 的自由光谱范围 (FSR), 以保证扫频过程中探测到至少一个谐振峰. 每次扫频完成后, 两 FFPI 反射的光强度信号经 PDH 解调得到两条误差信号曲线, 如

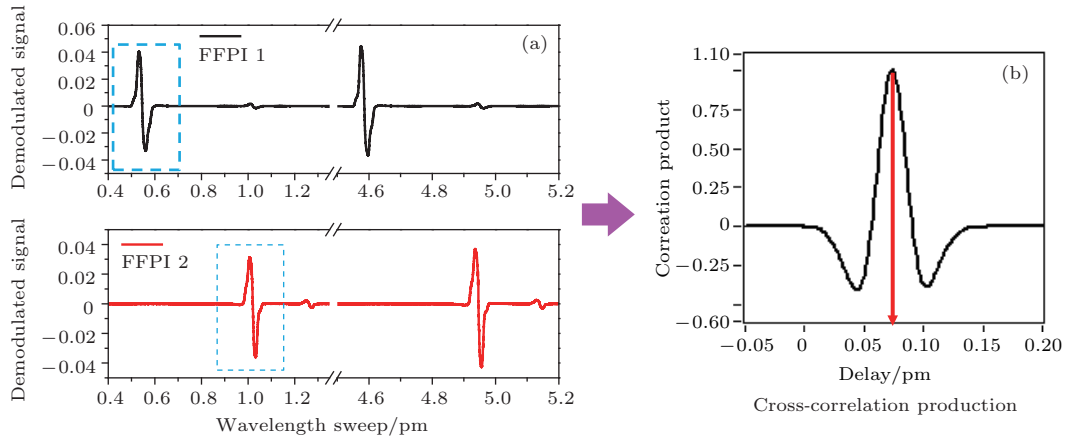


图3 激光器单次扫频测得的误差信号曲线及其互相关结果<sup>[11]</sup> (a) 两光纤 F-P 干涉仪经 PDH 解调所得误差信号; (b) 两误差信号的互相关曲线

Fig. 3. (a) Measured PDH demodulation error signals from the FFPIs; (b) their cross-correlation curve<sup>[11]</sup>.

图3(a)所示. 由于激光器线性扫频, 该曲线横轴可折算为激光波长(在较小的波长范围内, 激光波长变化线性对应激光频率变化, 如1550 nm波长附近, 1 pm的波长差即对应125 MHz频率差), 而两FFPI谐振点的波长差可通过互相关法计算得到<sup>[14]</sup>. 如图3(b), 两曲线互相关结果的峰值点对应的横轴坐标即两FFPI谐振点波长差. 该结果除以FFPI的应变灵敏度系数(本实验中为1.2 pm/ $\mu\epsilon$ )得到最终的应变变化量.

图4为实验室环境下测得的零应变状态下传感元件与参考元件的谐振波长与两者之差. 如图4(a)所示, 两者的谐振峰中心波长均随环境温度改变而发生漂移, 但由于两元件的温度灵敏度系数相同, 因此其差值保持不变, 如图4(b). 曲线中出现的四处跳变来源于传感元件或参考元件的某个谐振峰漂移出扫频激光的探测范围. 但由于该波长跳变为固定量, 其值等于FFPI两谐振峰间波长差, 即其FSR, 因此对测量结果不产生影响. 去除该模式切换所致的跳变后, 计算175 min内测得数据的标准差, 得其波长分辨率为0.0054 pm, 相应的应变分辨率为4.5 n $\epsilon$ . 传感器的测量范围由传感元件的高反射区谱宽决定, 本实验所采用FFPI在频谱上的高反射区宽度大于0.25 nm, 对应的测量范围超过200  $\mu\epsilon$ .

另外, 在该方案中, 激光器的扫频线性度与可重复度为影响测量误差的主要因素<sup>[11]</sup>. 其中扫频线性度指扫频过程中单位时间内激光绝对频率变化的稳定性, 而可重复度指各次扫频起始时刻激光绝对频率的稳定性; 任何扫频线性度与扫频可重复

度的不理想均会在时间至激光频率折算时引入误差, 直接导致传感器的分辨率与精度下降. 因此, 可针对激光器的扫频性能进行优化, 以进一步提高传感器性能. 如文献[15]中通过单边带光强度调制的外调制式光源对该系统进行改进, 在实验室环境下实现了0.67 n $\epsilon$ 的应变分辨率.

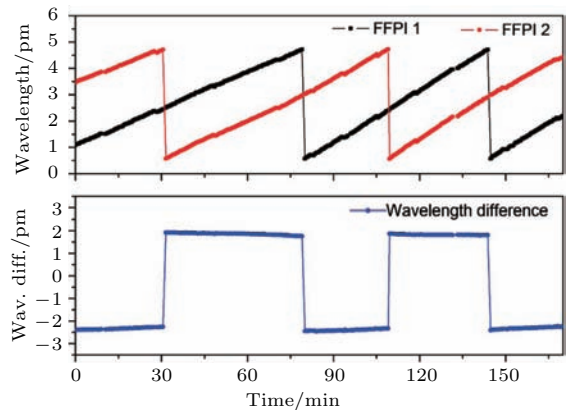


图4 实验中测得的传感元件与参考元件的谐振峰波长及两者差值<sup>[11]</sup> (a) 传感元件与参考元件的谐振峰波长; (b) 两谐振峰波长差值

Fig. 4. Experimental results<sup>[11]</sup>: (a) Detected resonance wavelengths of two FFPIs, respectively; (b) the resonance difference extracted by cross-correlation.

### 3.2 基于强度调制边带探测与频率反馈锁定技术的解调方案

由3.1节所述方案及讨论可知, 限制该系统的应变测量分辨率的最主要因素为激光器的扫频线性度与可重复度. 若希望降低或消除此误差, 除可对扫频光源部分进行改进之外, 还可以针对整个系统方案进行改进设计. 为此, 我们提出了基于

强度调制边带探测与频率反馈锁定技术的解调方案<sup>[16]</sup>, 消除了激光器扫频性能的缺陷对传感器性能的影响。

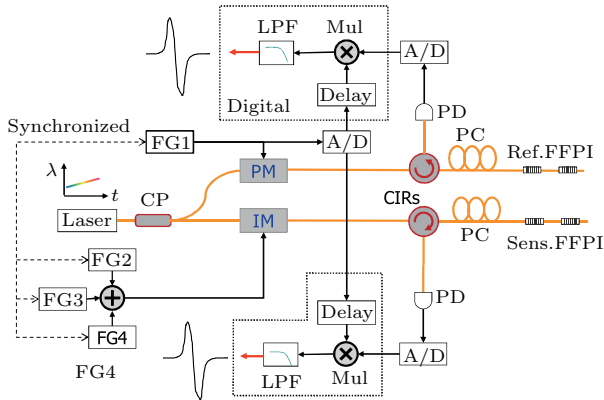


图5 基于强度调制边带探测的高精度应变传感器系统方案<sup>[16]</sup>

Fig. 5. System configuration with sideband interrogation method<sup>[16]</sup>.

强度调制边带探测式高精度应变传感器系统如图5所示. 系统光源部分采用窄线宽可调谐激光器, 激光器输出由光耦合器一分为二, 其中一路(称之为参考路)首先通过光相位调制器(PM), 后经CIR进入参考FFPI(Ref. FFPI); 干涉仪的反射信号再经光环行器至PD, PD输出电信号再经数字域混频及低通滤波后由计算机获取. 光耦合器的另一路输出(称之为传感路)与参考路不同, 其输出光先通过一个光强度调制器(IM)再由另一CIR导入传感FFPI(Sens. FFPI); 在此之后传感路的系统结构与参考路相同. 参考路中的光相位调制器由信号发生器(FG1)产生的角频率为 $\Omega_M$ 正弦波驱动, 用于后续的PDH信号解调; 而传感路中的光强度调制器则由多个信号发生器(FG2, FG3, FG4)分别产生的角频率为 $\Omega_S - \Omega_M$ ,  $\Omega_S$ ,  $\Omega_S + \Omega_M$ 的正弦信号叠加后驱动, 同时三路正弦信号的幅度与相位关系满足一定条件<sup>[13,16]</sup>, 使得调制器输出等效于角频率为 $\Omega_M$ 的相位调制与角频率为 $\Omega_S$ 的强度调制的叠加, 其频谱如图6所示. 本方案中的传感探头部分与3.1节所述方法一致.

该系统相比3.1节所述方案, 不同之处在于传感路中引入了光强度调制环节<sup>[16]</sup>. 频率为 $\Omega_S$ 的光强度产生的一阶调制边带等效于对载波进行频率为 $\Omega_S/2\pi$ 的移频. 由前面讨论可知, 传感器的应变读数可由传感元件与参考元件的谐振频率差得到; 若这个频率差正好等于强度调制产生的移

频 $\Omega_S/2\pi$ , 在光源扫频过程中的某一时刻, 由载波进行探测的参考FFPI谐振中心与由强度调制边带进行探测的传感FFPI谐振中心将同时出现, 如图6中的情况<sup>[16]</sup>. 这样, 待测的两FFPI间谐振频率差就可直接由强度调制频率 $\Omega_S$ 得到, 而无需通过扫频时间至激光频率折算, 从而避免了扫频线性度与扫频可重复度的不理想所引入的误差.

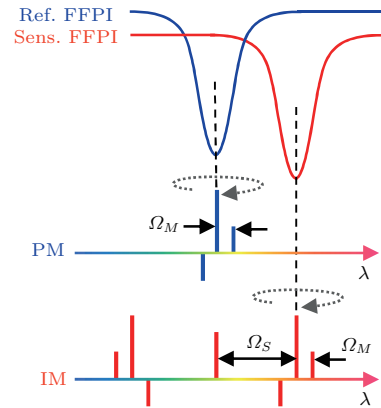


图6 由载波及强度调制边带分别探测两FFPI时的频谱示意图<sup>[16]</sup>

Fig. 6. Simultaneous interrogation of the two FFPIs with the carrier and one of the first order sidebands<sup>[16]</sup>.

上述方法从强度调制频率 $\Omega_S$ 得到待测谐振频率差的前提是扫频过程中参考元件谐振中心与传感元件谐振中心同时出现, 即强度调制产生的移频 $\Omega_S$ 与谐振中心频率差相等. 因此, 系统工作时, 相位调制频率 $\Omega_M$ 始终固定, 强度调制频率 $\Omega_S$ 则不断调整. 由于谐振中心频率差随着待测量不断改变, 须引入反馈控制环节使 $\Omega_S$ 始终跟随谐振中心频率差的变化. 实际上, 由于待测应变不断变化, 每次扫频中参考元件谐振中心与传感元件谐振中心的出现时间点存在极小的时间差, 扫频完成后根据该时间差对 $\Omega_S$ 做相应调整, 即可使得强度调制移频 $\Omega_S$ 始终跟随应变变化导致的谐振中心频率差改变. 该控制系统的反馈带宽由激光器扫频的重复频率决定, 即单位时间内激光器完成扫频过程的数目. 不同于3.1节中方案, 本方案中不需要激光扫频范围超过FFPI的FSR, 只需覆盖谐振峰附近的极小范围即可. 因此, 扫频激光器可工作在很高的重复频率下, 与之相应的高反馈带宽把用于反馈的谐振中心出现时间差所引入的测量偏差压制到极低.



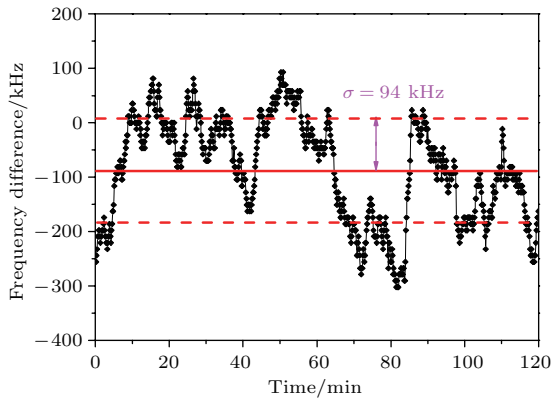


图7 探头处于零应变状态下, 2 h内测得的谐振中心频率差的变化曲线 [16]

Fig. 7. Extracted frequency difference between demodulated signals over 2 h [16].

探头处于零应变状态时, 该系统测得的两FFPI间谐振中心频率差曲线如图7所示. 在120 min的测量时间内, 这段数据的标准差为94 kHz, 对应的应变分辨率为0.8 nε. 关于系统的测量范围, 虽然应变结果由强度调制频率Ω<sub>S</sub>算出, 但只要Ω<sub>S</sub>的可调节范围大于参考元件的自由光谱范围, 即可由系统自动控制探测光载波在参考元件的不同谐振峰之间切换, 并将Ω<sub>S</sub>修正为Ω<sub>S</sub> + n·Ω<sub>FSR</sub>再进行应变换算 [16], 其中n为整数, Ω<sub>FSR</sub>为参考FFPI的自由光谱范围对应的角频率. 这样的配置使得系统能够实现与3.1节中方案相同的测量范围.

### 3.3 双反馈回路式高精度光纤应变传感系统

前面介绍的两种扫频式高精度光纤应变传感系统实现方案, 其性能均较大程度地受限于扫频激光器的重复速率. 由于上述方案中所提到的鉴频误差信号本身即可直接反映探测激光与谐振中心的频率偏差, 因此可以基于该误差信号直接对激光频率进行反馈调谐, 以实现激光频率与谐振频率的快速、精确对准. 大多数基于PDH技术的光纤应变传感器即基于此原理 [17–19], 该类系统通常以可调谐光源探测光学谐振腔型传感元件, 并引入相位调制与同步鉴相环节以获取鉴频误差信号, 误差信号输出PID控制器后对激光器进行反馈调谐构成闭环回路, 实现频率锁定. 通常地, PDH式光纤应变传感器能够实现比扫频式光纤应变传感器更高的采样率, 因此常用于高精度动态应变信号传感 [17,18]. 由于静态/准静态应变信号传感需要额外的参考通

道, 而经典的PDH式光纤应变传感器实现方案只可测量单个通道, 因此我们将强度调制边带技术与PDH技术相结合, 提出了双反馈回路式高精度光纤应变传感系统 [20], 以实现更高精度、更高采样率的静态/准静态光纤应变传感器.

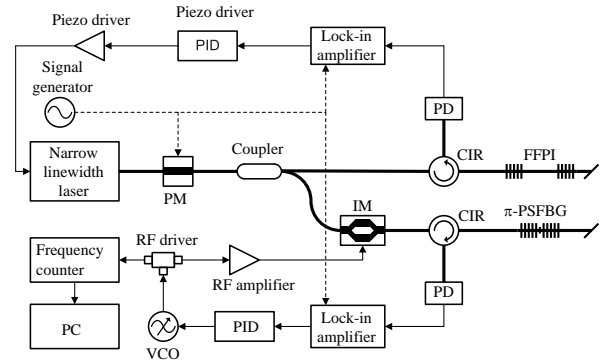


图8 双反馈回路式高精度光纤应变传感系统方案 [20]

Fig. 8. System configuration for dual feedback-loop based high resolution quasi-static strain sensor [20].

双反馈回路式高精度光纤应变传感系统的实现方案如图8所示. 窄线宽可调谐激光器 (narrow linewidth laser) 输出激光经PM后由光耦合器 (coupler) 分为两路, 其中一路经CIR进入作为参考元件的FFPI, 激光被其反射后再次经光环行器进入PD. PD输出电信号由锁定放大器 (lock-in amplifier) 进行鉴相得到参考路的误差信号, 该误差信号进入PID控制器产生激光器反馈信号后, 经线性放大器放大后对激光器进行反馈调谐, 构成了第一闭环回路. 该闭环回路与经典PDH式传感器结构一致, 其功能即借助参考元件的误差信号, 将激光频率锁定在参考元件的某个谐振峰上. 参考FFPI的谐振峰及其误差信号如图9(a)所示.

光耦合器的另一路输出连接光IM, 经强度调制后的激光同样经光环行器后进入作为传感元件的π相移光栅, 其反射光再经环行器后由另一光探测器接收, 其输出电信号由另一锁定放大器完成鉴相, 产生传感路的误差信号. 该误差信号进入另一PID控制器, 产生压控振荡器反馈信号, 即该反馈信号接入压控振荡器 (VCO) 的频率控制端口以调谐其输出的射频信号频率. 压控振荡器输出的射频信号由功分器 (RF divider) 分为两路后, 其中一路经放大后连接至光强度调制器. 这一结构组成了系统的第二闭环回路. 功分器的另一路输出接入射频信号频率计数器 (frequency counter), 其计数结果由计算机获取.



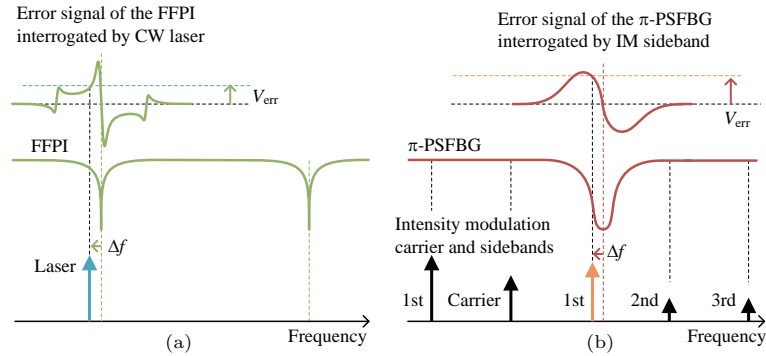


图9 参考元件与传感元件的频谱示意图及其误差信号<sup>[20]</sup> (a) 激光载波探测参考元件(光纤 F-P 干涉仪); (b) 强度调制边带探测传感元件( $\pi$ 相移光栅)

Fig. 9. Error signals from the FFPI and the  $\pi$ -PSFBG in the interrogation<sup>[20]</sup>: (a) The phase-modulated laser for the interrogation of the reference FFPI; (b) one first-order sideband of intensity modulation of the laser for the interrogation of the  $\pi$ -PSFBG.

第二闭环回路完成一阶强度调制边带至 $\pi$ 相移光栅谐振峰的锁定, 如图9(b)所示. 传感路误差信号表征了强度边带与相移光栅谐振中心的频率差, PID控制器基于该频率差对压控振荡器输出的射频信号频率进行反馈控制. 由于一阶强度调制边带与激光器输出光的频率差即为调制频率, 因此对调制频率的反馈调谐可将该一阶边带锁定至 $\pi$ 相移光栅谐振峰中心. 此时, 该调制频率即 $\pi$ 相移光栅谐振频率与参考FFPI谐振频率的频率差值, 对应传感元件的应变变化. 系统中作为参考元件的FFPI与作为传感元件的 $\pi$ 相移光栅采用同种型号光纤, 故两者的温度灵敏度系数及应变灵敏度系数均相同. 与前述方案类似, 当环境温度变化时, 两者的谐振频率发生相同改变但其频率差不变, 这时第一反馈回路状态改变而第二反馈回路状态不变, 消除温漂影响; 而当 $\pi$ 相移光栅上应变发生变化时, 两器件的谐振频率差改变, 这时第二反馈回路对调制频率进行相应调整, 使一阶边带始终锁定在 $\pi$ 相移光栅的谐振中心. 射频信号频率计数器能够快速、精确地获取压控振荡器输出的射频信号频率, 经折算后即可得到最终的应变信息.

由于系统中两个反馈回路均为连续调谐, 即完全去除了扫频环节, 因此系统的反馈带宽得到了显著提高, 从而能够得到更高的传感精度与采样速率. 图10为该系统工作在500 Samples/s采样速率下, 分别采集频率为1, 10, 100 Hz, 幅度为 $10^{-8}\epsilon$ 的正弦应变信号的功率谱密度曲线. 可见, 三条曲线分别在1, 10, 100 Hz频点处出现幅度为 $10^{-8}\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ 的尖峰, 表明该系统的响应带宽高于

100 Hz, 足以覆盖整个次声波频段. 系统在1 Hz频率处的噪声功率谱密度小于 $10^{-10}\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ , 在10 Hz频率处噪声功率谱密度小于 $10^{-11}\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ . 与3.2节中讨论的情况类似, 系统的工作范围同样由参考元件的工作范围决定, 其最大应变测量范围大于200  $\mu\epsilon$ . 即该系统可同时实现高分辨率、高采样速率和大测量范围的静态/准静态应变信号检测.

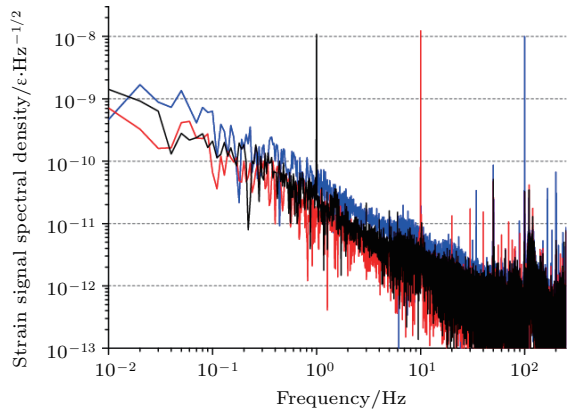


图10 施加不同频率应变信号时传感器测量结果对应的功率谱密度曲线<sup>[20]</sup> (黑色曲线为1 Hz应变信号; 红色曲线为10 Hz应变信号; 蓝色曲线为100 Hz应变信号)

Fig. 10. Frequency domain results of measuring sinusoidal strain signals with different frequencies<sup>[20]</sup>. The black curve, 1 Hz; red curve, 10 Hz; blue curve, 100 Hz.

### 3.4 闭环时分复用式多通道高精度光纤应变传感系统

在地壳形变观测中的应变场分布测量、三维应变张量测量等应用场合中, 往往需要多个一维线应变传感通道以获取足够信息, 因而对传感器的可复用性提出了要求. 对于光纤应变传感器, 主

要的复用方式可分为波分复用(WDM)与时分复用(TDM)两大类. 与常规光纤光栅应变传感器不同, 高精度光纤应变传感系统由于其自身的复杂性, 对其进行复用的技术难度更大, 实现成本更高. 针对高精度光纤应变传感的波分复用技术已见于报道<sup>[21]</sup>, 但由于其仅共用光纤传输通道, 各通道仍占用独立的光源与解调系统, 导致其成本过高, 实际应用受到很大限制. 而光纤应变传感器的时分复用可大幅降低其系统成本, 因此近年来也得到了快速发展<sup>[22]</sup>. 但截至目前, 常规光纤传感器的时分复用方案均无法直接移植于高精度光纤应变传感器. 因此, 我们基于强度调制边带探测、频率反馈控制、脉冲时分探测等技术, 提出了针对高精度光纤应变传感器的时分复用方案<sup>[23]</sup>.

由于FFPI,  $\pi$ 相移光纤光栅等用于高精度光纤应变传感的光学元件为高反射率型, 无法直接串联复用, 因此多个传感器的复用通常采用星型结构. 图 11 (a) 为时分复用式高精度光纤应变传感系统的探头阵列示意图. 该探头阵列中包含一个  $M$  端口光纤耦合器, 耦合器的每路输出均连接长度不等的延时光纤后接入  $\pi$ 相移光纤光栅. 当单个探测光脉冲进入光纤耦合器后, 由于各光路中耦合器至

光栅的光程不同, 各个光栅产生的反射光脉冲回到耦合器入射端所经历的延时也不同. 只要各光路间光时延的差值均大于脉冲持续时间, 所有的反射光脉冲即可相互不重叠地由耦合器入射端口返回, 构成反射脉冲串. 之后, 根据每条光路各自引入的延时即可区分脉冲串中各个脉冲对应的光栅.

时分复用式高精度光纤应变传感器的系统方案如图 11 (b) 所示. 窄线宽激光器的输出依次连接 PM, IM、声光开关(AOM). 其中, PM 由固定频率正弦电信号驱动以获取鉴频误差信号, TM 由可快速调谐频率的射频信号发生器(RFSG)驱动以产生探测边带, 声光开关由脉冲信号发生器控制以生成探测激光脉冲. 声光开关的输出连接探头阵列, 探头阵列由多个光纤耦合器(couplers)、不同长度的延时光纤(delay fiber rolls)、偏振控制器(PCs), 以及多个相同型号的  $\pi$ 相移光纤光栅组成. 各个光栅产生的反射光脉冲串再经过光耦合器进入光电探测器(PC)转为电信号. 计算机系统通过数据采集设备(DAQ)获取光电探测器输出信号后对其进行数字域解调, 根据解调结果对射频信号发生器进行调谐, 实现对各个传感通道的闭环控制.

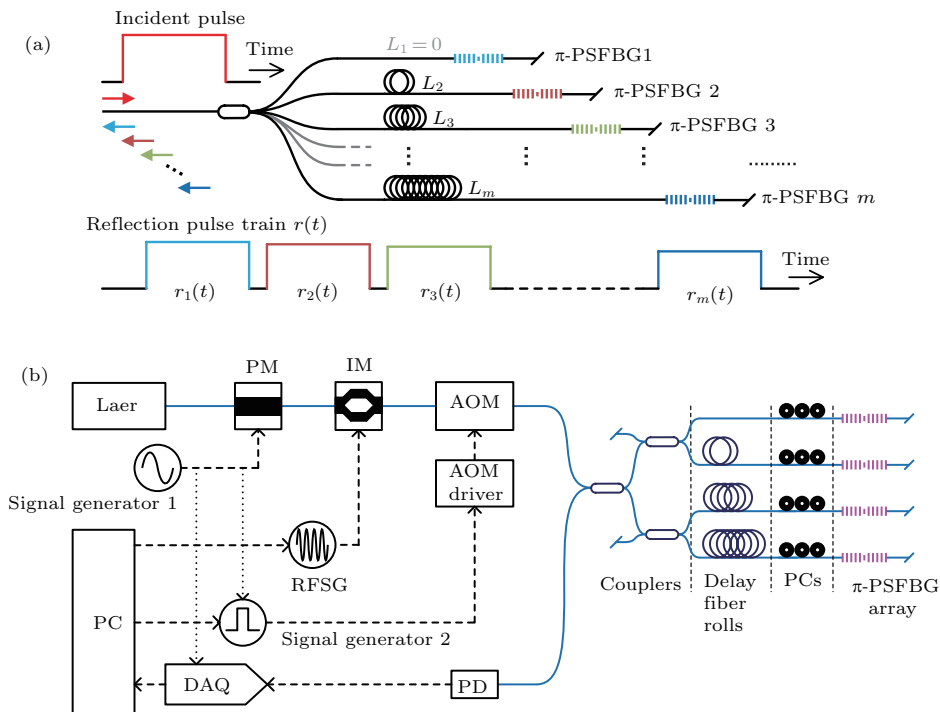


图 11 高精度光纤应变传感器的时分复用原理图<sup>[23]</sup> (a) 传感器阵列拓扑结构示意图; (b) 时分复用式高精度光纤应变传感系统方案

Fig. 11. The Time-division multiplexing scheme<sup>[23]</sup>: (a) Structure of the sensor array; (b) the interrogation system.

系统通过时分闭环控制的方式实现  $M$  个传感通道中应变信息的同时采集<sup>[23]</sup>. 系统运行时以传感周期为单元对各个传感通道进行采样, 在一个传感周期内进行  $M$  次脉冲探测. 以每个传感周期内第一次探测为例, 系统控制射频信号以  $f_1$  的频率驱动强度调制器, 产生的调制边带用于探测 1 号  $\pi$  相移光纤光栅的谐振峰. 随后数字采集装置获取整个反射脉冲串, 计算机根据相应的光延时从整个反射脉冲串中截取出 1 号光栅的反射脉冲信号, 并对该段信号进行数字鉴相, 以获取相应的鉴频误差信号  $e_1$ . 只要探测边带位于谐振频率附近, 即可由  $e_1$  得到探测边带与相移光纤光栅谐振频率的偏差  $\Delta f_1$ . 类似地, 每次脉冲探测均以某个射频信号  $f_k$  产生调制边带探测  $k$  号光栅, 并分别获取探测边带与相移光栅谐振中心的频偏  $\Delta f_k$ . 这样, 在每个传感周期中以一组调制频率  $(f_1, f_2, \dots, f_M)$  探测所有  $M$  个  $\pi$  相移光纤, 并得到一组相应的频偏  $(\Delta f_1, \Delta f_2, \dots, \Delta f_M)$ . 此后一个传感周期中将之前得到的频偏用于修正原调制频率使探测边带跟随各光栅谐振中心, 即新调制频率  $f'_k = f_k + \Delta f_k$ , 而这组新调制频率  $(f'_1, f'_2, \dots, f'_m)$  又可得到新的一组频偏  $(\Delta f'_1, \Delta f'_2, \dots, \Delta f'_m)$ . 系统以此模式连续运行, 对各个探测边带不断进行调整, 使得其均锁定在相应的光栅谐振中心上, 即  $M$  个时分闭环控制回路. 该过程中得到的  $M$  个频率序列, 即表征了每个  $\pi$  相移光纤光栅的谐振中心频率变化情况.

由于系统中各  $\pi$  相移光纤光栅均相同, 因此可从中任取一个作为参考以补偿环境温度漂移, 而不需额外引入参考元件. 剩余  $\pi$  相移光纤光栅均可作为传感元件, 进行应变折算时, 将各传感通道对应的频率序列减去参考通道对应的频率序列后, 除以  $\pi$  相移光纤光栅的应变灵敏度系数即可. 图 12 为  $M = 4$  时, 各传感通道测得应变信号的功率谱密度. 测量时取 1 至 3 号光栅为传感元件, 其中 1, 2 号光栅施加恒定应变, 3 号光栅施加频率 1 Hz, 幅度为 40 n $\epsilon$  的正弦应变信号; 对 4 号光栅进行应变隔离作为参考元件. 由图可知, 通道 3 对应曲线在 1 Hz 频点处出现的尖峰与实际信号相符, 且由图中 1 Hz 频点处放大区域知各通道间未观测到串扰. 在 0.1—50 Hz 频段内各个通道的噪声功率谱密度均小于 0.8 n $\epsilon$ /√Hz, 同时, 在低于 0.1 Hz 的频段噪声功率谱密度保持在纳应变级. 系统的采样率受限于射频信号发生器的调谐速率, 为 100 Samples/s.

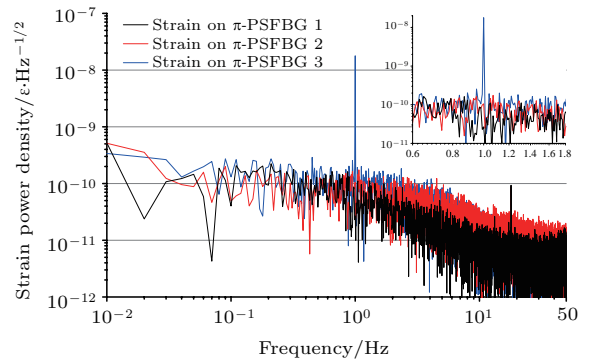


图 12 传感器各通道测量结果的功率谱密度曲线<sup>[23]</sup>

Fig. 12. The power density spectra of the measured results<sup>[23]</sup>.

## 4 现场实验

基于高精度光纤应变传感器技术, 我们与日本东京大学合作, 在东京大学地震研究所所属的油壶湾地壳形变观测站开展了现场测试<sup>[24]</sup>. 该观测站位于日本神奈川县三浦半岛, 距离东京约 60 km. 如图 13 所示, 实验场位于海岸线附近略高于海平面的一处人工设施, 该设施水平深入山体, 其内部安装有三台长度均为 38 m 的伸缩应变计 (如图 13 中 Sect. A 所示位置), 此外该实验场还配备了潮位计等一系列测量设备. 由于潮位不断涨落并与近海海岸发生作用, 海岸线附近的地壳将随之发生微小形变. 为测量这一微小变化, 我们将高精度光纤应变传感器部设于该测试场 (如图 13 中 Sect. B 所示位置), 记录下其测量结果并与伸缩应变计、潮位计等的测量结果进行对比, 以检验分析其实际效果.

现场实验中采用的高精度光纤应变传感系统方案与 3.2 节中所述方案基本一致 (如图 14), 改进之处在于将原方案中作为参考元件的 FFPI 更换为同种类型光纤的光纤环 (fiber ring), 并将传感元件更换为  $\pi$  相移光纤光栅, 以进一步提高系统的测量范围<sup>[24]</sup>. 其系统工作流程与应变解调原理不再赘述. 作为传感元件的  $\pi$  相移光纤光栅在施加预应变张紧后, 两端分别固定于相距 1 m 的两个不锈钢锚, 不锈钢锚插入基岩约 30 cm 固定; 作为参考元件的光纤环与外界应变隔离, 放置于传感元件附近. 设施内部由于深入山体并与外界隔离, 其温度变化极为缓慢 (年温差不大于 1 °C), 且测试期间设施内部及附近无人干扰.



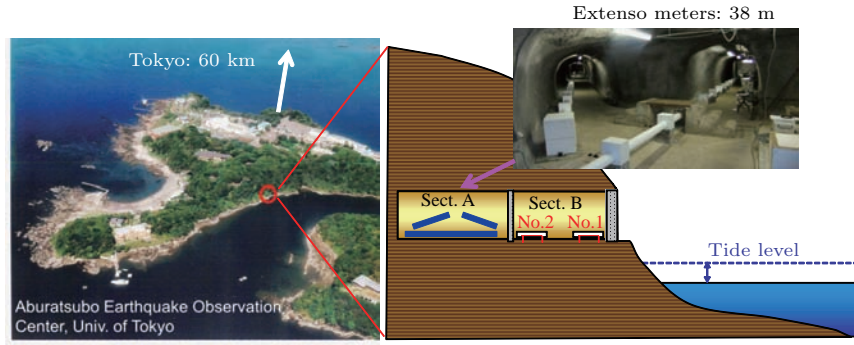


图 13 传感器现场测试场地示意图 [24]

Fig. 13. Field experiment configuration for measurement of crustal deformation at Aburatsubo Bay, Kanagawa, Japan.

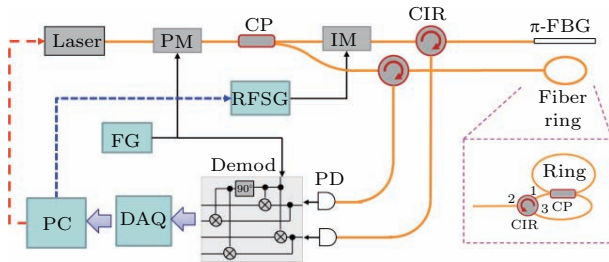


图 14 现场实验中所使用传感器的系统方案 [24]

Fig. 14. System configuration of the sensor in field experiment [24].

图 15 给出了 2014 年 9 月 1 日起至 2014 年 9 月 8 日一周内的测量数据. 其中, 图 15 (a) 为光纤传感器测得应变与实测潮位的比较, 可见两者趋势一致. 另外, 可观察到应变曲线相比潮位曲线存在滞后, 这与潮位造成地壳形变的传递模型相符. 图 15 (b) 为光纤传感器测得应变与伸缩应变计测得应变的比较, 两者的变化趋势一致, 其幅度的差异主要是传感器的基线长度及布设位置不同造成的. 光纤应变传感器的基线长度为 1 m, 其布设位置更靠近海岸线, 因而测量到的海岸基岩形变更大. 伸缩应变计的基线长度为 38 m, 所测量到的应变为该基线范围内应变的平均值. 光纤应变传感器的基线长度远小于伸缩应变计, 表明光纤应变传感器在较小基线长度上实现高精度应变测量的有效性.

此外, 图 16 中还给出了 2015 年 3 月 17 日 23 时 48 分日本千叶县发生里氏 3.9 级地震前后的应变测量数据. 该地震震源深度为 100 km, 震中距实验场约 100 km, 从曲线中可观察到地震波导致的地壳应变剧烈变化. 由于光纤应变传感器的快速响应特性, 其能够同时测量地震波频段的应变信号与更大时间尺度上的准静态应变信号 (如潮汐致地壳应变), 这一点也体现了高精度光纤应变传感器的优良特性.

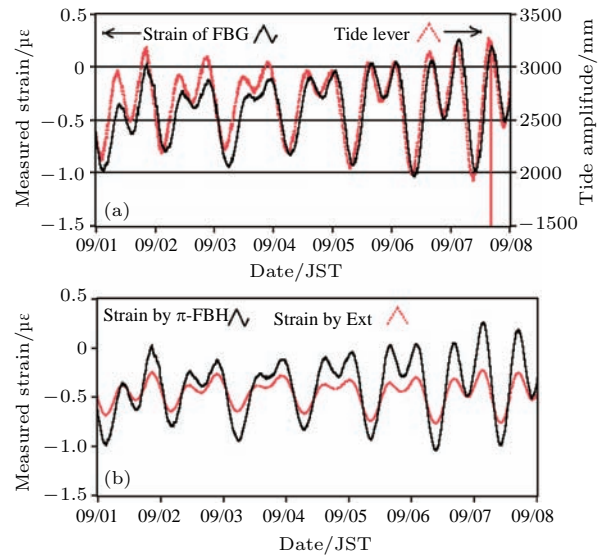


图 15 2014 年 9 月 1 日至 8 日期间日本神奈川县油壶湾地壳型变观测站传感器测得的潮汐致地壳形变数据 [24] (a) 传感器测得应变数据及潮位数据 (9 月 7 日的个别潮汐观测数据缺失, 显示为 0 mm); (b) 传感器测得数据与伸缩计测量结果之对比.

Fig. 15. Field experimental results at Aburatsubo Bay, Kanagawa, Japan, during September 1–8, 2014 [24]: (a) Measured strain data and oceanic tide level over one week (the red line on 7 Sep. is due to the loss of data); (b) comparison of measured data and external extensometer.

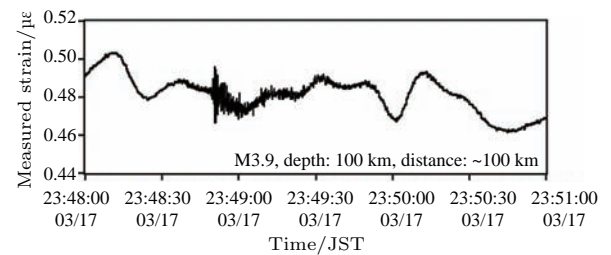


图 16 2015 年 3 月 17 日 23 时 48 分日本千叶县发生里氏 3.9 级地震前后传感器测得的应变数据 [24]

Fig. 16. Data acquired by the sensor around an earthquake (M3.9 at 23 : 48, March 17, 2015 (JST) at Chiba, Japan) [24].



## 5 结 论

面向地壳形变观测的高精度光纤应变传感器是光纤传感器技术的重要分支. 本文通过介绍一系列的高精度准静态光纤应变传感器的实现方案, 阐述了该研究方向近年来的发展路线, 对其中的关键技术环节进行说明及讨论, 并给出了高精度准静态光纤应变传感器的现场测试效果. 实验结果证明, 该技术相比传统的地壳形变测量技术存在诸多优势, 有望成为地球物理学研究中地壳微弱形变观测等科研方向的新一代有力工具.

## 参考文献

- [1] Chouet B A 1996 *Nature* **380** 309
- [2] Crescentini L, Amoruso A, Scarpa R 1999 *Science* **286** 2132
- [3] Gladwin M T, Hart R 1985 *Pure Appl. Geophys.* **123** 59
- [4] Berger J, Lovberg R H 1970 *Science* **170** 296
- [5] Rao Y J 1997 *Measur. Sci. Technol.* **8** 355
- [6] Meltz G, Morey W W, Glenn W H 1989 *Opt. Lett.* **14** 823
- [7] Davis M A, Kersey A D 1994 *Elect. Lett.* **30** 75
- [8] Liu Q, Tokunaga T, He Z 2011 *Opt. Exp.* **19** 20214
- [9] Morey W W, Bailey T J, Glenn W H, Meltz G 1992 *Digest of Conference on Optical Fiber Communication* WA2
- [10] Erdogan T 1997 *J. Lightwave Technol.* **15** 1277
- [11] Liu Q, Tokunaga T, He Z 2011 *Opt. Lett.* **36** 4044
- [12] Dreve R W P, Hall J L, Kowalski F V, et al. 1983 *Applied Physics B-Photophysics and Laser Chemistry* **31** 97
- [13] Black E D 2001 *Am. J. Phys.* **69** 79
- [14] Huang C, Jing W C, Liu K, Zhang Y M, Peng G D 2007 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19** 707
- [15] Huang W Z, Zhang W T, Li F 2015 *Opt. Lett.* **40** 1406
- [16] Liu Q, Tokunaga T, He Z 2012 *Opt. Lett.* **37** 434
- [17] Gatti D, Galzerano G, Janner D, Longhi S, Laporta P 2008 *Opt. Exp.* **16** 1945
- [18] Chow J H, McClelland D E, Gray M B, Littler I C M 2005 *Opt. Lett.* **30** 1923
- [19] Lam T T Y, Chow J H, Shaddock D A 2010 *Appl. Opt.* **49** 4029
- [20] Chen J, Liu Q, Fan X, He Z 2016 *Opt. Lett.* **41** 1066
- [21] Littler I C M, Gray M B, Chow J H 2009 *Opt. Express* **17** 11077
- [22] Wang Y M, Hu C C, Liu Q, Guo H Y, Yin G L, Li Z Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 204209 (in Chinese) [王一鸣, 胡陈晨, 刘泉, 郭会勇, 殷广林, 李政颖 2016 物理学报 **65** 204209]
- [23] Chen J, Liu Q, Fan X, He Z 2016 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **28** 2311
- [24] Liu Q, He Z, Tokunaga T 2015 *Opt. Exp.* **23** A428

SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# Ultrahigh resolution fiber optic strain sensing system for crustal deformation observation\*

He Zu-Yuan<sup>†</sup> Liu Qing-Wen Chen Jia-Geng

(State Key Laboratory of Advanced Optical Communication Systems and Networks, Shanghai Jiao Tong University,  
Shanghai 200240, China)

( Received 8 March 2017; revised manuscript received 27 March 2017 )

## Abstract

Due to the advantages of high resolution, low cost, small size, easy deployment and capability of multiplexed sensing, the recent developed optical fiber grating sensors provide powerful tools for crustal deformation monitoring. This paper reviews the development of several types of fiber-optic sensors with ultrahigh resolution in quasi-static domain. The fiber Bragg grating based Fabry-Perot interferometers and the  $\pi$ -phase-shifted fiber Bragg gratings which are used as sensing components in the high resolution sensors are introduced. Some novel techniques such as interrogating the sensing components with intensity modulation sideband, dual feedback-loop structure for high bandwidth/large measurement range sensing, and the time-domain multiplexing of the high resolution quasi-static strain sensor are discussed in detail. Each sensing scheme with both operation process and achieved performances are given. The implementation of fiber grating sensors for *in-situ* measurement of crustal deformation and the results are also introduced. Compared with the traditional methods used in crustal deformation observation, the high-performance fiber optic strain sensors mentioned in the paper shows great potentials in providing wider measurement approaches in geophysical researches.

**Keywords:** fiber-optic sensing, crustal deformation measurement, high resolution, fiber Bragg grating

**PACS:** 42.81.Pa, 42.79.Dj, 07.10.Pz

**DOI:** [10.7498/aps.66.074208](https://doi.org/10.7498/aps.66.074208)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61327812, 61307106, 61620106015).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [zuyuanhe@sjtu.edu.cn](mailto:zuyuanhe@sjtu.edu.cn)

保偏微纳光纤倏逝场传感器

李杰 李蒙蒙 孙立朋 范鹏程 冉洋 金龙 关柏鸥

Polarization-maintaining microfiber-based evanescent-wave sensors

Li Jie Li Meng-Meng Sun Li-Peng Fan Peng-Cheng Ran Yang Jin Long Guan Bai-Ou

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 074209 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.074209

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074209>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

锥柱型光纤探针在表面增强拉曼散射方面的应用

Application of cone-cylinder combined fiber probe to surface enhanced Raman scattering

物理学报.2017, 66(4): 044208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044208>

环绕空气孔结构的双模大模场面积多芯光纤的特性分析

Dual-mode large-mode-area multi-core fiber with circularly arranged airhole cores

物理学报.2017, 66(2): 024210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024210>

基于色散效应的光纤光栅高速高精度解调方法研究

High speed and high precision demodulation method of fiber grating based on dispersion effect

物理学报.2017, 66(1): 014206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014206>

基于偏振延时干涉技术的光子波形产生技术研究

Photonic microwave waveform generation based on polarization delay interference

物理学报.2016, 65(22): 224203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.224203>

少模光纤的弯曲损耗研究

Study on bending losses of few-mode optical fibers

物理学报.2016, 65(6): 064208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064208>

## 专题: 光纤传感

## 保偏微纳光纤倏逝场传感器\*

李杰 李蒙蒙 孙立朋 范鹏程 冉洋 金龙 关柏鸥†

(暨南大学光子技术研究院, 广东省光纤传感与通信技术重点实验室, 广州 510632)

(2017年1月16日收到; 2017年3月16日收到修改稿)

近年来, 保偏微纳光纤以其高双折射特性和强倏逝场效应引起了研究者的关注. 本文从保偏微纳光纤的结构类型、制备方法和模式双折射特性等出发, 介绍了目前不同类型保偏微纳光纤倏逝场传感器的构造特征与实现方法, 利用保偏微纳光纤在两个垂直偏振方向的倏逝场对外界的不同响应, 可制成偏振相关的干涉型或光栅型等传感器件. 本文探究了包括超高折射率灵敏度特性和温度不敏感特性等的内在产生机理, 并考察了保偏微纳光纤倏逝场传感器在折射率、湿度、磁场和特异性 DNA 分子探测等方面的应用, 其结果对微纳光纤及其传感器的研究和应用具有重要的意义.

**关键词:** 微纳光纤, 高双折射, 强倏逝场效应, 折射率传感

**PACS:** 42.81.-i, 42.81.Gs, 42.81.Pa

**DOI:** 10.7498/aps.66.074209

## 1 引言

微纳光纤是尺寸为微米或纳米量级光纤的统称, 不同于传统光纤, 微纳光纤拥有很高的倏逝场效应, 可与外界直接形成强相互作用<sup>[1-3]</sup>. 此外微纳光纤还具有良好的导光性、可弯曲特性、特殊色散效应以及高非线性等一系列优点, 引起了研究者的兴趣, 至今已开发出包括微环/螺旋微纳光纤谐振腔<sup>[4-6]</sup>、布拉格<sup>[7]</sup>或长周期<sup>[8,9]</sup>微纳光纤光栅、干涉仪<sup>[10,11]</sup>和耦合器等<sup>[12]</sup>各种微型的光子器件, 在高灵敏度生化传感<sup>[4-12]</sup>、荧光探测<sup>[13]</sup>、原子俘获与引导<sup>[14]</sup>、高非线性<sup>[15]</sup>以及激光发射<sup>[16,17]</sup>等领域表现出非常重要的应用价值.

保偏微纳光纤是一种特殊的微纳光纤, 是在传统保偏光纤和微纳光纤的研究基础上发展出来的, 不同于以往的传统保偏光纤<sup>[18,19]</sup>和光子晶体光纤<sup>[20,21]</sup>, 具有独特的双折射(色散)效应和大倏逝场效应等, 它的出现为新型光纤器件的研发和传感器的应用提供了新的方法和实现手段. 例如, 利

用保偏微纳光纤在不同偏振态的倏逝场效应和它们对周围介质折射率的不同响应, 可制成高灵敏度的倏逝场传感器<sup>[22,23]</sup>, 在生化传感和医药研发等领域发挥重要作用.

近年来, 研究者在保偏微纳光纤及倏逝场传感器方面做出了许多研究成果, 本文围绕该种传感器的研究现状和发展趋势, 分别介绍了保偏微纳光纤器件的结构类型、制作方法和模式双折射等, 阐述了其倏逝场传感器的构造特征和实现原理等, 并探讨了其在折射率、湿度、磁场和特异性 DNA 分子探测等方面的应用.

## 2 保偏微纳光纤的结构类型、制备方法 与模式双折射等特征

图 1 (a)—(d) 所示为几种典型的保偏微纳光纤的结构. 图 1 (a) 是将传统熊猫保偏光纤通过熔融拉锥的方法制作的保偏微纳光纤<sup>[24-26]</sup>, 熔融拉锥法是制作微纳光纤的常用方法, 即采用氢氧焰、激光或电弧放电等加热方式将光纤加热至熔融状态

\* 国家杰出青年科学基金(批准号: 61225023)、国家自然科学基金(批准号: 61575083, 61235005)和广东省自然科学基金(批准号: 2014A030313364)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [tguanbo@jnu.edu.cn](mailto:tguanbo@jnu.edu.cn)



同时将其拉伸, 通过控制加热温度和拉伸速度等参数可获得所需要的光纤形状和尺寸. 实验证明<sup>[24]</sup>, 保偏光纤在熔融拉锥过程中光纤内结构形状和内应力产生的快慢轴方向基本保持不变, 若当光纤尺寸拉细至  $1\ \mu\text{m}$  时, 其两个主轴方向的偏振光发生串扰的消光比可达 16 dB, 其传输损耗仅为 0.2 dB, 该方法可进一步推广到其他类型的内应力偏振光纤. 图 1 (b) 是包层为矩形的光纤经熔融拉锥方法制成的横截面呈二维对称结构的保偏微纳光纤<sup>[22]</sup>. 如图所示, 光纤初始的矩形边长分别为  $113\ \mu\text{m}$  和  $70\ \mu\text{m}$ , 纤芯为圆形且尺寸为  $6\ \mu\text{m}$ , 通过优化熔融拉锥的工艺参数, 可使光纤的横截面形状基本不变, 随着光纤尺寸的变细, 传导模式由最初在纤芯中传输逐渐过渡到在包层中传输, 并产生了较强的双折射效应. 实验中, 将光纤长边的尺寸拉细至  $a \sim 3\ \mu\text{m}$ , 利用拉细的保偏微纳光纤制作 Sagnac 环偏振干涉仪, 干涉消光比可达 20 dB<sup>[22]</sup>. 在另外一个实验中, Jung 等<sup>[27]</sup> 通过将熔融拉锥扁平型的光纤至约  $1\ \mu\text{m}$  附近, 在波长为  $1550\ \text{nm}$  处获得的双折射大小为  $5.3 \times 10^{-3}$ .

如图 1 (c) 所示为利用氢氟酸化学腐蚀的办法制作保偏微纳光纤的例子. 氢氟酸溶液能够与石英光纤材料发生化学反应, 生成易溶于水的物质, 从而可有效降低光纤的尺寸. 在图 1 (c) 中, 光纤被放置于氢氟酸液滴中, 液滴容积约为  $100\ \mu\text{L}$ , 通过改变光纤与氢氟酸液滴的接触状态, 利用液体的表面张力, 形成对光纤的不对称腐蚀, 最终得到横截面为“水滴”形的微纳光纤<sup>[28]</sup>. 实验过程中通过调节光纤的浸泡深度和氢氟酸溶液的浓度来控制光纤

的横截面形状, 而光纤锥区长度的控制通过改变液滴的尺寸等来实现. 如图所示, 采用该方法制备的尺寸为  $2\ \mu\text{m}$  的“水滴”形微纳光纤, 其双折射大小可为 0.017, 而传输损耗低于 0.7 dB<sup>[28]</sup>.

图 1 (d) 为椭圆形保偏微纳光纤, 采用  $\text{CO}_2$  脉冲激光扫描加工的方式, 将标准单模光纤加工成横截面为椭圆形结构, 再经熔融拉锥的方式获得微纳尺寸的光纤结构, 通过控制加工工艺条件可优化微纳光纤横截面椭圆形状和尺寸等. 实验结果显示, 当椭圆微纳光纤的长轴尺寸为  $3.09\ \mu\text{m}$  和椭圆度为 2.27 时, 获得的双折射达 0.021<sup>[23]</sup>. 这种方法需要预先对标准光纤进行预加工并与熔融拉锥相结合, 具有很强的结构设计灵活性, 无需选取特殊结构的光纤, 因此也具有更大的适用性. 除了  $\text{CO}_2$  激光加工, Xuan 等<sup>[29]</sup> 提出将单模光纤用飞秒激光“切削”的方式, 去除包层对称的两边, 经熔融拉锥获得横截面为类椭圆形的保偏微纳光纤, 测得的双折射达到  $10^{-2}$  量级; Beltrán-Mejía 等<sup>[30]</sup> 通过将单模光纤侧边抛磨等方式, 获得一种 D 型保偏微纳光纤.

此外, Kou 等<sup>[31]</sup> 和 Zhang 等<sup>[32,33]</sup> 还分别提出通过构建沟槽光纤和低折射率椭圆芯的微纳光纤, 利用光场在光纤低折射率区的增强或削弱获得高双折射效应, 然而由于制作条件的局限, 目前此类器件仍仅处于理论研究阶段.

分析表明, 大多数保偏微纳光纤是通过改变光纤截面结构来产生较高的模式双折射效应, 而相较于传统保偏光纤, 微纳光纤具有较大的双折射效应及特殊色散特性. 以椭圆微纳光纤为例, 当微纳光纤随着尺寸减小时, 其传输光场逐渐从纤

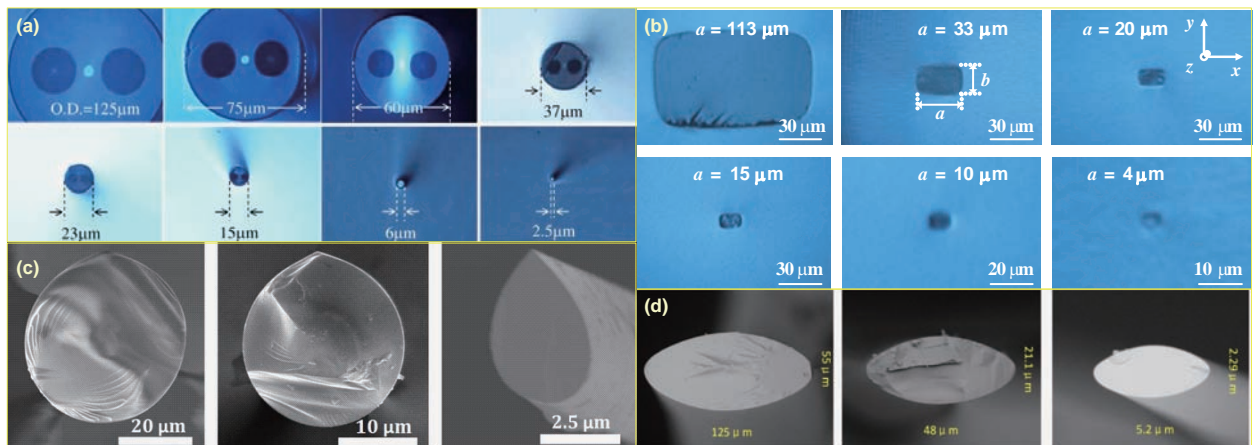


图 1 (a) 熊猫型保偏微纳光纤<sup>[24]</sup>; (b) 矩形微纳光纤<sup>[22]</sup>; (c) “水滴”形微纳光纤<sup>[28]</sup>; (d) 椭圆形微纳光纤  
 Fig. 1. (a) Panda-polarization maintaining optical microfiber<sup>[24]</sup>; (b) rectangular microfiber<sup>[22]</sup>; (c) droplet-shape microfiber<sup>[28]</sup>; (d) elliptical microfiber.

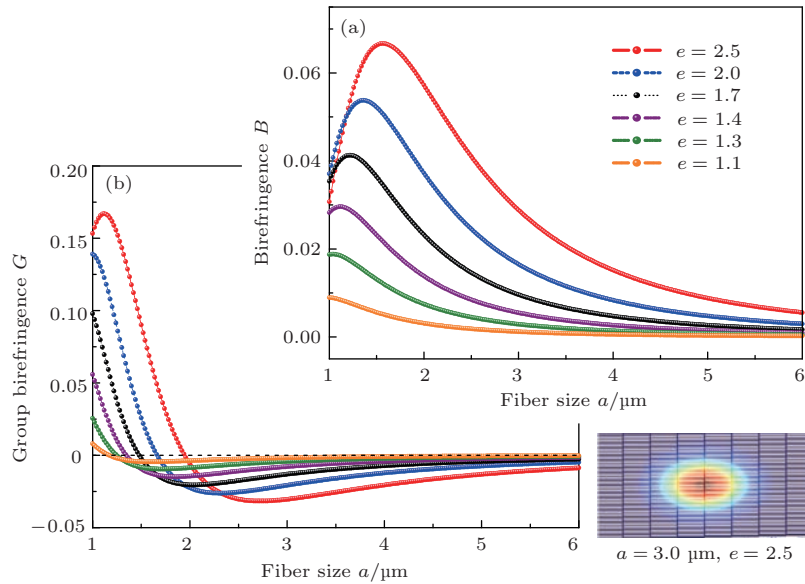


图2 理论计算的椭圆形微纳光纤 (a) 双折射  $B$  和 (b) 群双折射  $G$  分别与光纤尺寸  $a$  及横截面椭圆度  $e$  的变化关系, 内插图为基础模的模场分布图

Fig. 2. (a) Birefringence  $B$  and (b) group birefringence  $G$  as functions of fiber size  $a$  at different ellipticities  $e$  for elliptical microfibers in air. Inset is the field profile of the fundamental mode.

芯扩散到包层, 类似于一般微纳光纤, 当光纤尺寸满足一定的缓变条件时, 光从纤芯模式逐渐耦合到微纳光纤的基模, 耦合效率几乎可达到 100% [1-3]. 此时, 原有的光纤包层构成了新的“纤芯”, 而外界空气则构成了新的“包层”, “纤芯”与“包层”折射率差高达 0.45, 微纳光纤由于结构非对称性造成的双折射效应得到大幅提高. 保偏微纳光纤的模式双折射  $B$  和群双折射  $G$  分别表示为

$$B = |n_{\text{eff}}^x - n_{\text{eff}}^y|, \quad G = B - \lambda \cdot \partial B / \partial \lambda, \quad (1)$$

其中,  $n_{\text{eff}}^x$  和  $n_{\text{eff}}^y$  分别为两个主轴方向的有效折射率,  $\lambda$  为光波长. 群双折射  $G$  的大小主要与光纤偏振色散有关. 可采用矢量有限元法分别计算不同微纳光纤尺寸和椭圆度下的模式双折射和群双折射大小等. 建立物理模型如下: 定义光纤的原有的纤芯和包层的折射率梯度为 0.004, 尺寸比例为 8.5/125, 光波长为  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ , 保偏微纳光纤的椭圆率  $e$  ( $e = a/b$ , 其中,  $a$  和  $b$  分别为椭圆的长轴和短轴尺寸) 和尺寸  $a$  的变化范围分别为 [1.1, 2.5] 和 [ $1 \mu\text{m}$ ,  $6 \mu\text{m}$ ], 计算结果如图 2 所示, 其中, 内插图为椭圆微纳光纤基模的模场分布图, 模场沿光纤的横截面形状分布. 由图 2(a) 可知, 随着光纤尺寸的逐渐减小, 其双折射  $B$  首先增大, 这是因为随着光纤尺寸变小, 双折射效应逐渐变得明显; 而其双折射大小在某个尺寸下达到最大值, 其后逐渐减小, 这是因为当微纳光纤尺寸太小时, 大部分模场能量分布于光纤外侧, 其结构不对称造成的双折射

效应下降. 由图可知, 双折射最大值和它对应的光纤尺寸均随着光纤椭圆度的增大而增大. 例如当  $e = 2.5$  时, 双折射最大值为  $B_{\text{max}} = 0.067$ , 对应的光纤尺寸为  $a = 0.56 \mu\text{m}$ . 由图 2(b) 可知, 光纤群双折射  $G$  在光纤尺寸较大时为负值, 随着尺寸的减小逐渐过渡为正值, 群双折射的零值点出现的位置与微纳光纤的椭圆度有关, 较大的椭圆度对应的零值点  $a$  较大. 上述结果虽然是计算椭圆微纳光纤时得到的, 却同时反映了保偏微纳光纤的普遍共性. 人们利用保偏微纳光纤的大双折射效应和强倏逝场作用, 开发出了多种光纤传感器件, 用于生物量以及磁场等参量的传感测量之中.

### 3 保偏微纳光纤倏逝场传感器类型、原理及应用

#### 3.1 超高灵敏度的偏振干涉型倏逝场传感器 [22,23]

如果将保偏微纳光纤直接熔接到由 3 dB 光纤耦合器和其他单模光纤构成的光纤 Sagnac 环形镜中, 即构成偏振干涉的倏逝场传感器. 如图 3(a) 所示, 我们报道了采用矩形微纳光纤构成的该类传感器 [22], 宽带光源出射的光经耦合器进入 Sagnac 环中, 偏振控制器起到调节偏振态的作用, 经偏振控制器后光的快慢轴发生转换, 当两个不同偏振方向的光在耦合器处重新交汇后, 形成偏振相位

差, 通过输出端的光谱分析仪 (OSA) 测得干涉光谱. 与之类似的结构是采用将两个起偏器和保偏微纳光纤熔接构成的偏振干涉结构, 但传输损耗较大. 图 3 (b) 为 Sagnac 环偏振干涉仪产生的透射光谱, 通过调节偏振控制器可使干涉仪消光比达 20

dB 以上, 干涉条纹的间距由保偏微纳光纤的双折射大小和干涉长度等共同决定. 经比较发现, 若将保偏微纳光纤由空气中移至水中, 干涉条纹间距将会变大, 在 1450 nm 附近的损耗主要是由水的吸收引起的 [22].

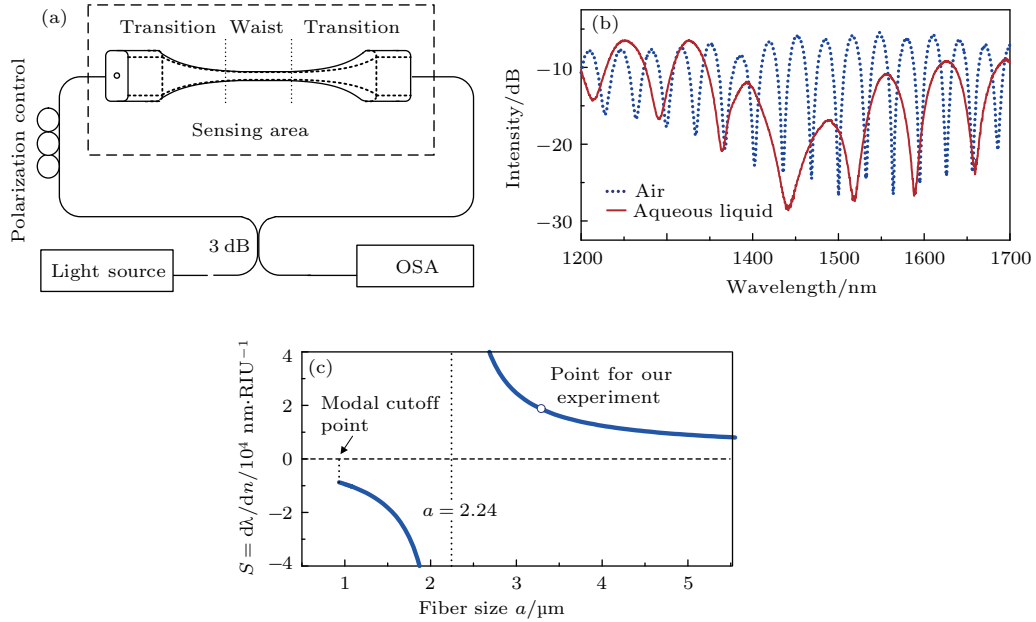


图 3 (a) 基于矩形微纳光纤的偏振干涉型传感器示意图; (b) 矩形微纳光纤分别在空气中和水中的干涉光谱图; (c) 理论计算所得的折射率灵敏度随微纳光纤尺寸  $a$  的变化关系, 波长为 1550 nm, 其中圆点为实验测得的结果 [22]

Fig. 3. (a) Schematic of the refractive index sensor based on our rectangular microfiber; (b) typical transmission spectra for the microfiber placed in air and aqueous liquid, respectively; (c) modeled sensitivity as a function of the fiber size  $a$  at 1550 nm. The measured point for our experiment is marked [22].

在上述偏振干涉中, 干涉条纹的相位差表达式为

$$\Phi = (2\pi/\lambda) BL, \quad (2)$$

其中,  $L$  为光的干涉长度, 光谱透过率为  $T = \sin^2(\Phi/2)$ . 需要说明的是, 由于光纤锥形过渡区的双折射较小, 相位差主要由微纳尺度的光纤所提供. 此时, 当外界折射率发生改变时, 基于不同偏振方向的倏逝场效应, 模式有效折射率发生不同程度的变化, 从而改变了双折射的大小并进而使干涉光谱发生漂移. 将方程 (2) 进行数学上的微分, 并假定相位差  $\Phi$  保持不变, 即可得到灵敏度公式:

$$S = \frac{d\lambda}{dn} = \frac{\lambda \cdot \partial B / \partial n}{B - \lambda \cdot \partial B / \partial \lambda} = \frac{\lambda \partial B}{G \partial n}, \quad (3)$$

其中,  $n$  为外界折射率. 由 (3) 式可知, 保偏微纳光纤传感器的折射率灵敏度主要由工作波长  $\lambda$ 、外界折射率诱导的双折射变化  $\partial B / \partial n$  和群双折射  $G$  共同决定. 在 (3) 式中, 一般情况下, 双折射大小随外界折射率的升高而降低, 即  $\partial B / \partial n < 0$ , 因此折射

率灵敏度  $S$  的符号由群双折射  $G$  决定, 当  $G > 0$  时,  $S$  为正数, 光谱随折射率增大而红移, 反之  $S$  为负数, 光谱蓝移. 研究表明, 群双折射主要与微纳光纤的形状与尺寸 (如图 2 所示) 以及光波长等密切相关, 通过调节保偏微纳光纤的结构参数, 可实现对传感器灵敏度的优化. 特别地, 当  $G \rightarrow 0$  时, 其折射率灵敏度将得到极大提升.

在实验中, 采用矩形微纳光纤的尺寸为  $3.29 \mu\text{m}$ , 长宽比为 1.50, 测得的折射率灵敏度高达  $18987 \text{ nm}/\text{RIU}$  (RIU: 单位折射率大小) [22]. 图 3 (c) 记录了在波长为 1550 nm 和折射率为 1.33 附近时, 折射率灵敏度与光纤尺寸的对应关系, 折射率最大值出现于  $a \sim 2.24 \mu\text{m}$ , 实验与理论结果相一致 [22].

进一步, 我们实验室通过  $\text{CO}_2$  激光加工与熔融拉锥相结合的方法制作了椭圆形保偏微纳光纤, 大大克服了光纤结构的局限, 提高了光纤设计的自由度和灵活性, 从而从改善光纤结构方面实现了对传感器的优化 [23]. 如图 4 (a) 所示为我们实验室所



测得的椭圆光纤度随 CO<sub>2</sub> 激光出射功率的变化关系, 采用的二氧化碳激光器型号为 SYNRAD 48-5, 输出功率最大为 50 W, 激光扫描速度为 300 mm/s, 重复频率为 5 kHz. 由图可知, 随激光功率改变, 光纤椭圆度实现了从 1.0 至 2.5 的连续调节. 我们随后利用椭圆形微纳光纤制作了 Sagnac 环偏振干涉型倏逝场传感器, 并测量了透射光谱随外界折射率的变化关系, 如图 4 (b) 和图 4 (c) 所示, 实验选用的光纤参数分别为: Microfiber A:  $a = 4.49 \mu\text{m}$ ,  $e = 2.27$ ,  $L = 8 \text{ mm}$ ; Microfiber B:  $a = 3.84 \mu\text{m}$ ,  $e = 2.5$ ,  $L = 9.4 \text{ mm}$ . 分析测试结果可知, 通过

优化保偏微纳光纤的横截面椭圆度和尺寸等参数, 可使其传感器灵敏度性能得到极大提升, 实验获得的灵敏度接近  $2.0 \times 10^5 \text{ nm/RIU}$ , 为目前所测得的最大值 [23]. 另外, 还通过调节光纤参数, 观察到了光谱随折射率增大而发生蓝移的情况, 实验与理论结果相一致, 发生蓝移光谱的灵敏度达  $-91244 \text{ nm/RIU}$  [23]. 另外, Jin 等 [34] 利用飞秒激光“切削”和熔融拉锥相结合的方式制作的保偏微纳光纤, 构成 Sagnac 环偏振干涉型传感器, 测得的灵敏度约为  $20788 \text{ nm/RIU}$ , 结构设计具有较大的灵活性.

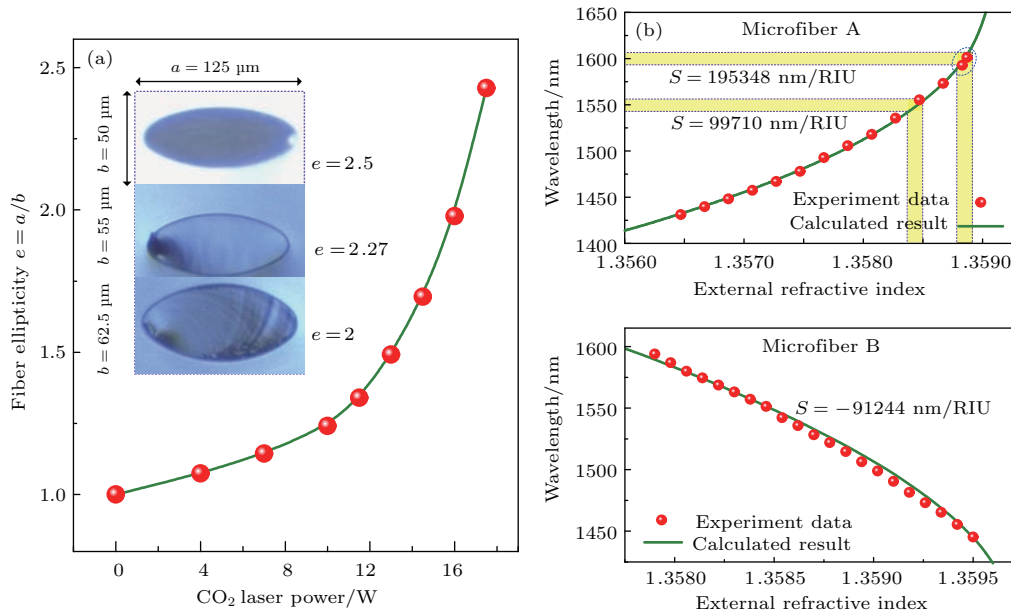


图 4 (a) 光纤椭圆度随 CO<sub>2</sub> 激光加工功率的变化关系; (b) 两种不同椭圆微纳光纤传感器的透射光谱随外界折射率的变化关系 [23]

Fig. 4. (a) Ellipticity of the fiber as a function of the CO<sub>2</sub>-laser power; (b) interferometric wavelengths as functions of external refractive index for microfibers A and B, respectively [23].

### 3.2 灵敏度增强的保偏微纳光纤倏逝场传感器 [35]

为了产生较高的传感器灵敏度, 往往需要使用具有较小尺寸的光纤, 然而太小的光纤尺寸又容易造成较大的损耗, 且由于光纤易断, 给操作带来了诸多不便, 为此, 我们提出通过在干涉臂中插入一段保偏光纤作为参考光纤, 以实现传感器的增敏 [35].

在实验中, 如图 5 所示, 我们在保偏微纳光纤传感器的基础上插入了一段领结型保偏光纤, 而传感信号的采集仍由保偏微纳光纤完成, 其中偏振控制器 PC<sub>1</sub> 用来调节干涉条纹可见度, 偏振控制器 PC<sub>2</sub> 用来调节两根保偏光纤快慢轴的相对角度, 使

其“平行”或“垂直”, 它和领结保偏光纤一起起到调节灵敏度的作用. 假设  $B'$  和  $L'$  分别为传统保偏光纤的双折射大小和光纤长度, 产生干涉光谱的相位差则为  $\Phi = (2\pi/\lambda)(BL \pm B'L')$ , 其中, “+”和“-”分别对应两根保偏光纤的快慢轴相互平行或垂直的情况. 通过对上式进行微分且假定相位差  $\Phi$  保持不变, 可获得折射率灵敏度的表达式为 [35]

$$S = \frac{d\lambda}{dn} = \frac{\lambda}{G \pm G'(L'/L)} \frac{\partial B}{\partial n}, \quad (4)$$

其中,  $G'$  表示参考保偏光纤的群双折射. 由 (4) 式可知, 通过选取微纳光纤和参考光纤的相对群双折射大小, 或通过调节两条保偏光纤的相对长度大小, 可使  $G \pm G'(L'/L)$  趋近于零, 从而使感测灵敏度  $S$  大幅增强. 在实验中, 我们通过调节领结型



光纤的长度和快慢轴旋转角度,使保偏微纳光纤传感器灵敏度在原来的基础上提高了五倍,达到 34772 nm/RIU [35].

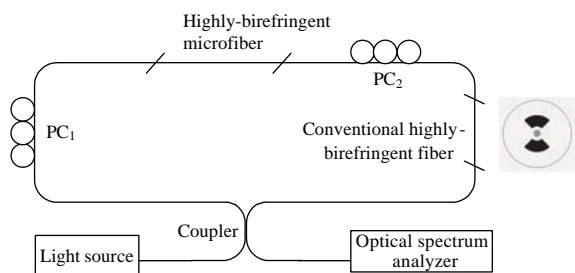


图5 灵敏度增强的保偏微纳光纤倏逝场传感器  
Fig. 5. Sensitivity-enhanced refractive index sensor utilizing polarization-maintaining microfiber. The conventional bow-tie fiber is used as a reference.

### 3.3 基于自耦合的保偏微纳光纤Sagnac环传感器 [36]

保偏微纳光纤同时拥有大双折射特性和良好的机械可弯曲性能,特别适用于制作微小型光子器件,如图6(a)所示,我们利用保偏微纳光纤构成了高度集成的Sagnac环偏振干涉仪型传感器.我们选用尺寸仅为几个微米的矩形微纳光纤,通过扭转的方式使其自相缠绕形成耦合区,光模式通过近场相互作用发生耦合,而未缠绕部分则构成了微纳光纤环.当入射光进入光纤环之后,不同偏振态的光在环内传输时累积足够的相位差,再次经过耦合区发生光纤之间和偏振态之间的相互耦合,从而在输出端可测得偏振干涉光谱.通过改变扭转角度可以调节光纤耦合区的长度,如图6(a)中的内插图为实际制作的干涉仪实物图,图6(b)为实验测得的干涉光谱随着扭转角度的变化关系图,通过调整扭转角度可使干涉光谱的消光比达20 dB以上 [36].

我们测量了该传感器的折射率灵敏度特性,将制作的保偏微纳光纤Sagnac环置于待测溶液中,选取的微纳光纤尺寸为3.65 μm,光纤环直径为4.3 mm,测得干涉光谱随溶液折射率的变化迅速发生漂移,在折射率为1.355至1.3586范围内,测得的灵敏度为24373 nm/RIU [36].同时,温度灵敏度仅约为5 pm/°C,这是由于微纳光纤尺寸较小,不同偏振态模场的主要集中分布于光纤的石英材料区,具有较低的温度响应 [36].该器件具有较高的集成度,即采用自耦合的微纳光纤取代了传统光纤3 dB耦合器及偏振控制器等,大幅缩减了结构的尺

寸,适用于制作生化传感器和可调谐滤波器等微型光器件.

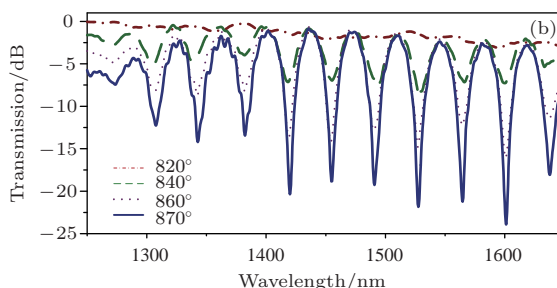
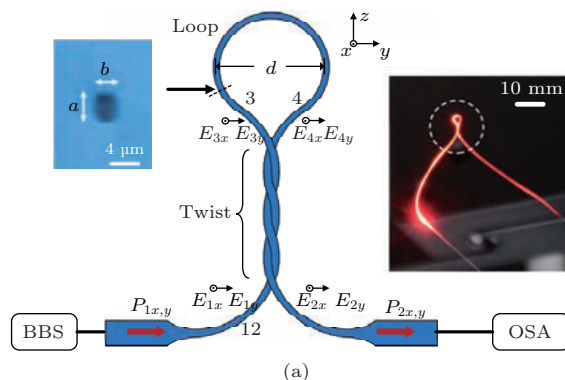


图6 (a) 基于自耦合的保偏微纳光纤Sagnac环干涉型传感器的示意图和实物照片;(b)干涉光谱随光纤扭转角度的变化关系 [36]

Fig. 6. (a) Schematic of the miniature highly-birefringent microfiber loop interferometer-based sensor. The cross-sectional fiber view and the photograph of a fabricated structure are also provided as insets; (b) transmission spectra in respect of the turn angle [36].

### 3.4 基于保偏微纳光纤布拉格光栅的温度不敏感折射率传感器 [37]

温度是常见的环境参量,在实际应用中,当外界折射率或其他生物化学量等发生变化时常常伴随着温度的改变,因此传感器对温度的响应可能使其对其他参量的测量结果造成串扰,我们提出了利用保偏微纳光纤的不同偏振光对外界的不同响应特性来消除串扰的方法.如图7所示,我们采用波长为193 nm的ArF准分子激光器作为刻写光源,将紫外刻写法和相位模版法相结合,成功地在矩形微纳光纤上写入了布拉格光栅 [37].图中列举了几个不同光纤尺寸的布拉格反射谱,光栅周期约为536.91 nm,其中不同的反射峰,分别对应矩形微纳光纤的不同偏振态,反射峰的间距与双折射大小有关.如图所示,当矩形微纳光纤尺寸为4.8, 4.1和3.5 μm时,产生的反射峰间距分别为1.84, 2.58和

4.38 nm, 这是因为随着光纤尺寸的减小, 光纤双折射增大的结果.

我们随后检测了矩形微纳光纤光栅在水溶液中的折射率响应特性, 发现随着折射率增大, 两个偏振态对应的光谱均发生红移, 但其反射峰间距逐渐变小, 选用的微纳光纤尺寸为  $4.8\ \mu\text{m}$ , 可测得在折射率为 1.36 附近, 光纤快慢轴对应的波长灵敏度分别为  $45.1\ \text{nm}/\text{RIU}$  和  $39.5\ \text{nm}/\text{RIU}$ , 反射峰间距变化的灵敏度则为  $-5.6\ \text{nm}/\text{RIU}$ ; 同时, 当温度改变时, 两个偏振态对应光谱的响应度基本相同, 均约为  $12.01\ \text{pm}/^\circ\text{C}$ , 这是由于不同偏振态的模场均主要分布于微纳光纤石英材料区, 分布特性大体相同. 因此, 通过检测反射峰间距的变化, 温度变化引起的串扰得到了抑制 [37].

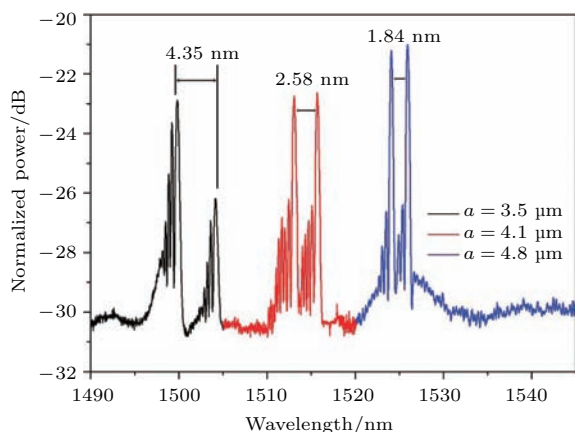


图7 几种不同矩形微纳光纤尺寸对应的布拉格光栅反射光谱 [37]

Fig. 7. Reflection spectra of the mFBGs in rectangular microfibers with different fiber sizes [37].

### 3.5 保偏微纳光纤湿度传感器 [38]

相对湿度检测在环境监测、化学工程、食品安全以及半导体工业等领域都有着重要意义. 传统的光纤湿度传感器往往受到自身条件局限, 需要修饰化学功能膜以提高其传感灵敏度, 而基于保偏微纳光纤的传感器则不受限于这一点, 即不需要进行器件表面修饰仍可获得较高的湿度灵敏度, 因而也具有较高的响应速度. 我们实验室利用椭圆微纳光纤偏振干涉仪构成了湿度传感器 [38], 湿度的改变伴随了光纤材料与水分子作用的过程, 我们在  $30\%RH$  到  $90\%RH$  湿度变化范围内, 测得的相对湿度灵敏度可达  $201.25\ \text{pm}/\%RH$ ; 并通过在光纤环中串联熊猫保偏光纤的办法实现了器件的增敏, 使湿度感测敏感性可进一步提高至  $422.2\ \text{pm}/\%RH$ .

实验测得传感器响应速度优于  $60\ \text{ms}$ , 优于以往报道的结果 [38].

### 3.6 保偏微纳光纤磁场传感器 [39]

光纤磁场传感器在科研、生产和生活当中有着广泛的应用前景, 可被用于探测磁场变化或传递与磁场有关的其他信息, 由于光纤器件具有体积小、传输距离远和复用性好等优点, 将光纤与磁液相结合是构成磁场传感器的有效手段之一. 其中磁液是一种新型的纳米功能材料, 主要由四氧化三铁纳米颗粒和溶剂等构成, 当外界磁场发生变化时, 纳米颗粒可能发生团簇等形态变化, 从而引起溶液折射率发生相关改变, 通过检测这种改变可实现对外界磁场的测量. 结合保偏微纳光纤倏逝场传感器的特点, 我们将矩形保偏微纳光纤与磁液通过玻璃毛细管进行封装, 封装后的示意图如图 8 所示, 我们随后将经封装的装置插入到 Sagnac 环偏振干涉仪中进行磁场测量. 采用的微纳光纤尺寸为  $10.5\ \mu\text{m}$ , 长度约为  $2.1\ \text{mm}$ , 实验测得当磁场强度从 0 到  $85\ \text{Oe}$  变化时, 干涉光谱随磁场变化的灵敏度约为  $-98\ \text{pm}/\text{Oe}$ ; 当磁场强度继续增大到一定程度时, 磁液将逐渐趋于饱和, 磁场感测灵敏度下降 [39].

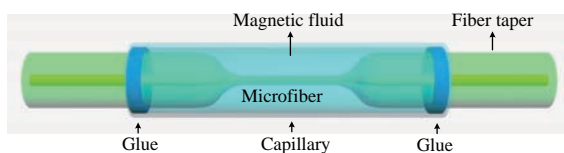


图8 将微纳光纤和磁液用毛细玻璃管进行密封的示意图  
Fig. 8. Configuration of a microfiber and magnetic fluid packaged inside a capillary tube to prepare the fabrication of magnetic field sensors.

### 3.7 保偏微纳光纤DNA传感器

光纤倏逝场传感器可被用于提取生命体中重要的物质组成信息, 在疾病诊断、药物研发和健康监控等许多领域有着重要意义. 在这一领域中, 可通过在光纤结构上构造具有特异性识别功能的受体, 当受体与液体中特异性物质如免疫性抗体或抗原等结合, 引起结构表面的折射率改变, 从而实现实时快速检测, 具有良好的适用性. 在实验中, 我们采用多聚赖氨酸 (poly-L-lysine) 对椭圆保偏微纳光纤进行功能化修饰, 然后在其表面链接探针分子, 从而实现对目标DNA分子的特异性检测 [40].

当待测单链DNA分子浓度发生变化时,基于椭圆微纳光纤的偏振干涉光谱发生漂移,通过检测光谱漂移量可推知DNA分子浓度的变化值.实验发现在DNA分子浓度为100 pM到1  $\mu$ M之间时,干涉光谱随浓度改变呈现良好的线性关系,测得的检测极限为75 pM;我们同时对非检测目标的其他两种单链DNA分子进行了对比实验,结果显示,该传感器对其他分子的响应只有待测分子响应度的6.2%和6%,说明该传感器表现出了良好的分子检测特异性.

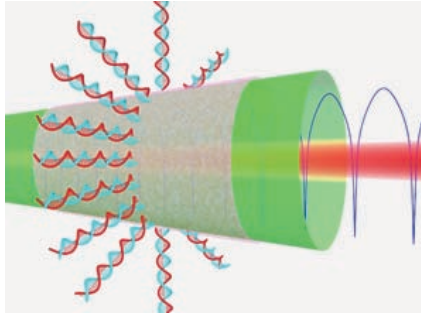


图9 基于保偏微纳光纤DNA传感器的工作原理图

Fig. 9. Schematic for label-free DNA quantification with polarization-interferometric microfiber sensors.

此外,保偏微纳光纤还被用来制作了可调谐梳状滤波器<sup>[34]</sup>、摇摆滤波器<sup>[41]</sup>和偏振转换器<sup>[42]</sup>等其他光学器件.通过对比发现,相较于其他类型的传感器,例如基于等离子体共振<sup>[43]</sup>或回音壁模式<sup>[44]</sup>等的传感器,保偏微纳光纤传感器具有结构设计相对简单、传感灵敏度高且制作成本低等优点.由于传感器的性能一般由光纤的横截面结构所决定的,通过结构优化可实现对器件性能的提升,该传感器具有较高的可靠性和稳定性.在实际应用中,可采用光纤封装技术进一步提高其实用性,以满足不同场合的应用需求.随着科研的发展,微纳光纤传感技术将会越来越成熟,相信会有更多的器件被开发出来,而保偏微纳光纤也将发挥越来越重要的作用.

## 4 结 论

近年来,研究者在保偏微纳光纤传感器方面做了大量的研究工作,本文从分析保偏微纳光纤传感器的研究现状和发展趋势出发,回顾了保偏微纳光纤的结构类型、制备方法和模式双折射等特点.阐述了几种不同保偏微纳光纤倏逝场传感器的构成类型和实现方法,深入探究了包括高折射率灵敏度

等产生的内在机理,且讨论了该类传感器在折射率、湿度、磁场和特异性DNA分子探测等方面的应用,其研究结果对保偏微纳光纤及其传感器的发展具有重要意义.

## 参考文献

- [1] Tong L M, Gattass R R, Ashcom J B, He S, Lou J, Shen M, Maxwell I, Mazur E 2003 *Nature* **426** 816
- [2] Tong L M, Pan X Y 2007 *Physics* **36** 626 (in Chinese) [童利民,潘欣云 2007 物理 **36** 626]
- [3] Brambilla G 2010 *J. Opt.* **12** 043001
- [4] Jiang X S, Tong L M, Vienne G, Guo X, Tsao A, Yang Q, Yang D R 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 223501
- [5] Xu F, Horak P, Brambilla G 2007 *Opt. Express* **15** 7888
- [6] Sumetsky M 2005 *Opt. Express* **13** 4331
- [7] Guan B O, Li J, Jin L, Ran Y 2013 *Opt. Fib. Technol.* **19** 793
- [8] Fan P C, Sun L P, Yu Z P, Li J, Wu C, Guan B O 2016 *Opt. Express* **24** 25380
- [9] Xuan H, Jin W, Zhang M 2009 *Opt. Express* **17** 21882
- [10] Li Y H, Tong L M 2008 *Opt. Lett.* **33** 303
- [11] Sun L P, Li J, Tan Y Z, Gao S, Jin L, Guan B O 2013 *Opt. Express* **21** 26714
- [12] Zhu H, Wang Y Q, Li B J 2009 *ACS Nano* **3** 3110
- [13] Nayak K P, Melentiev P N, Morinaga M, Kien F L, Balykin V I, Hakuta K 2007 *Opt. Express* **15** 5431
- [14] Kien F L, Balykin V I, Hakuta K 2004 *Phys. Rev. A* **70** 063403
- [15] Leon-Saval S G, Birks T A, Wadsworth W J, Russell P St J, Mason M W 2004 *Opt. Express* **12** 2864
- [16] Jiang X S, Song Q, Xu L, Fu J, Tong L M 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 3501
- [17] Jiang X S, Yang Q, Vienne G, Li Y H, Tong L M, Zhang J J, Hu L L 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 143513
- [18] Tajima K, Sasaki Y 1989 *J. Lightwave Technol.* **7** 674
- [19] Varnham M P, Payne D N, Birch R D, Tarbox E J 1983 *Electron. Lett.* **19** 246
- [20] Hansen T P, Broeng J, Libori S E, Knudsen E, Bjarklev A, Jensen J R, Simonsen H 2001 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13** 588
- [21] Suzuki K, Kubota H, Kawanishi S, Tanaka M, Fujita M 2001 *Opt. Express* **9** 676
- [22] Li J, Sun L P, Gao S, Quan Z, Chang Y L, Ran Y, Jin L, Guan B O 2011 *Opt. Lett.* **36** 3593
- [23] Sun L P, Li J, Gao S, Jin L, Ran Y, Guan B O 2014 *Opt. Lett.* **39** 3531
- [24] Jung Y, Brambilla G, Richardson D J 2010 *Opt. Lett.* **35** 2034
- [25] Zhao P, Zhang J, Yu Y, Dong J, Shi L, Liu Y, Zhang X 2013 *Opt. Express* **21** 8231
- [26] Lu P, Song J, Niedermayer G, Harris J, Chen L, Bao X 2014 *Proceedings of SPIE 9157, 23rd International Conference on Optical Fibre Sensors* Santander, Spain, June 2-6, 2014 p915708
- [27] Jung Y, Brambilla G, Oh K, Richardson D J 2010 *Opt. Lett.* **35** 378

- [28] Mikkelsen J C, Poon J K 2012 *Opt. Lett.* **37** 2601
- [29] Xuan H, Ju J, Jin W 2010 *Opt. Express* **18** 3828
- [30] Beltrán-Mejía F, Osório J H, Biazoli C R, Cordeiro C M 2013 *J. Lightwave Technol.* **31** 3056
- [31] Kou J, Xu F, Lu Y 2011 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **23** 1034
- [32] Zhang W, Mu J W, Huang W P, Zhao W 2012 *IEEE Photon. J.* **4** 1610
- [33] Liao J, Yang F, Xie Y, Wang X, Huang T, Xiong Z, Kuang F 2015 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27** 1868
- [34] Jin W, Wang C, Xuan H, Jin W 2013 *Opt. Lett.* **38** 4277
- [35] Li J, Sun L P, Gao S, Ran Y, Guan B O 2012 *Proceedings of the Photonics Global Conference (PGC)* Singapore, December 13–16, 2012
- [36] Sun L, Li J, Tan Y, Shen X, Xie X, Gao S, Guan B O 2012 *Opt. Express* **20** 10180
- [37] Ran Y, Jin L, Sun L P, Li J, Guan B O 2012 *Opt. Lett.* **37** 2649
- [38] Sun L P, Li J, Jin L, Ran Y, Guan B O 2016 *Sens. Actuators B* **231** 696
- [39] Tian Z, Sun L P, Li J, Huang Y, Guan B O 2014 *Proceedings of the Asia Communications and Photonics Conference* Shanghai, China, November 11-14, 2014 AF3F-1
- [40] Sun D, Guo T, Ran Y, Huang Y, Guan B O 2014 *Biosens. Bioelectron.* **61** 541
- [41] Jin W, Xuan H, Jin W 2014 *Opt. Lett.* **39** 3363
- [42] Xuan H, Ma J, Jin W, Jin W 2014 *Opt. Express* **22** 3648
- [43] Sharma A K, Rajan J, Gupta B D 2007 *IEEE Sens. J.* **7** 1118
- [44] Knight J C, Cheung G, Jacques F, Birks T A 1997 *Opt. Lett.* **22** 1129



SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# Polarization-maintaining microfiber-based evanescent-wave sensors\*

Li Jie Li Meng-Meng Sun Li-Peng Fan Peng-Cheng Ran Yang Jin Long Guan Bai-Ou<sup>†</sup>

(Guangdong Provincial Key Laboratory of Optical Fiber Sensing and Communications, Institute of Photonics Technology, Jinan University, Guangzhou 510632, China)

( Received 16 January 2017; revised manuscript received 16 March 2017 )

## Abstract

In recent years, polarization-maintaining (PM) microfibers have attracted much research attention mostly due to their ultra-high birefringence and large evanescent field effect. This article starts from introduction of the structures, fabrication methods, and mode characteristics of PM microfibers. Different previously-implemented PM microfiber sensors have been presented. The two polarization modes may have different responses on changes of external parameters for PM microfiber, which allows fabrication of polarization-related devices, such as interferometers or gratings. Some sensing characteristics, such as extremely-high refractive index sensitivity and/or temperature-independent response, have been demonstrated. The sensing applications including detection of refractive index, humidity, magnetic field and specific DNA molecular have been described in detail. This article should be helpful for future development of PM micro/nano fibers and the related sensors.

**Keywords:** microfiber, high birefringence, large evanescent field effect, refractive index sensors

**PACS:** 42.81.-i, 42.81.Gs, 42.81.Pa

**DOI:** [10.7498/aps.66.074209](https://doi.org/10.7498/aps.66.074209)

---

\* Project supported by the National Science Fund for Distinguished Young Scholars of China (Grant No. 61225023), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61575083, 61235005), the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 2014A030313364).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [tguanbo@jnu.edu.cn](mailto:tguanbo@jnu.edu.cn)

基于光纤光栅的冲击激励声发射响应机理与定位方法研究

张法业 姜明顺 隋青美 吕珊珊 贾磊

Acoustic emission localization technique based on fiber Bragg grating sensing network and signal feature reconstruction

Zhang Fa-Ye Jiang Ming-Shun Sui Qing-Mei Lü Shan-Shan Jia Lei

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 66, 074210 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.074210

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074210>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于光克尔效应的径向光束匀滑新方案

[A novel radial beam smoothing scheme based on optical Kerr effect](#)

物理学报.2016, 65(9): 094207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.094207>

基于六角格子光子晶体波导的高效全光二极管设计

[High efficiency all-optical diode based on hexagonal lattice photonic crystal waveguide](#)

物理学报.2016, 65(6): 064207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064207>

外腔镜非线性运动对激光回馈应力测量系统精度的影响及修正

[Correction of error induced by nonlinear movement of feedback mirror in laser feedback stress measurement system](#)

物理学报.2015, 64(8): 084208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.084208>

用于直接驱动的快速变焦新方案

[A novel fast zooming scheme for direct-driven laser fusion](#)

物理学报.2015, 64(5): 054209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054209>

单光子调制锁定 Fabry-Perot 腔

[Fabry-Perot cavity locked by using single photon modulation](#)

物理学报.2012, 61(20): 204203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.204203>

专题: 光纤传感

# 基于光纤光栅的冲击激励声发射响应机理与定位方法研究\*

张法业 姜明顺 隋青美<sup>†</sup> 吕珊珊 贾磊

(山东大学控制科学与工程学院, 济南 250061)

(2016年10月9日收到; 2017年3月27日收到修改稿)

在对冲击激励声发射应力波在铝合金板上的传播机理进行分析的基础上, 利用ABAQUS软件构建了钢球冲击铝合金板几何模型, 仿真分析了冲击应力波传播过程. 理论分析了冲击应力波与FBG传感器的作用机理, 基于边缘滤波原理构建了声发射传感系统, 采集冲击激励声发射应力波, 建立了声发射区域定位模型, 提出了基于扩散映射与支持向量机(SVM)的声发射区域定位方法并进行了实验验证. 在 $300\text{ mm} \times 300\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ 的铝合金板上对36个测试区域进行了多次声发射区域定位实验, 实验结果表明, 扩散映射结合SVM的定位结果较优, 区域定位精度为 $30\text{ mm} \times 30\text{ mm}$ , 定位正确率为97.5%, 耗时0.781 s. 研究结果为声发射区域定位检测提供了一种有效方法.

**关键词:** 光纤光栅, 声发射传感, 冲击定位, 支持向量机

**PACS:** 42.79.-e, 42.82.Bq, 43.40.+s, 43.60.+d

**DOI:** 10.7498/aps.66.074210

## 1 引言

在声发射(acoustic emission, AE)定位系统中, 声发射传感器是实现声发射信号检测和定位的关键部件之一<sup>[1-4]</sup>. 光纤光栅声发射传感器以其良好的绝缘性、结构紧凑、安装方便、易构建传感器网络等突出优势, 非常适合在声发射检测和定位系统中应用<sup>[5-7]</sup>. 目前, 国内外学者对声发射源定位算法和声发射信号特征提取算法做了大量研究. Shrestha等<sup>[8]</sup>利用6只光纤光栅声发射传感组成的传感阵列探测复合材料冲击响应, 结合参考数据库算法实现了复合材料机翼声发射定位; Hafizi等<sup>[9]</sup>研究了近红外光纤光栅声发射传感器冲击响应机理, 并在 $160\text{ mm} \times 800\text{ mm}$ 的复合材料板上进行了实验验证; Jiang等<sup>[10]</sup>对光纤光栅

传感器超声激励引起声发射的响应原理进行了研究, 并在 $150\text{ mm} \times 600\text{ mm}$ 的铝合金板上通过断铅实验验证了其正确性. Cheng等<sup>[11]</sup>使用两只声发射SR150检测转子试验机的轴承摩擦损伤引起的声发射信号, 以两个信号的互相关系数和信号能量作为BP小波神经网络的算法输入, 以摩擦损伤位置为输出, 构建了基于BP小波神经网络的轴承摩擦损伤模型并进行了实验验证; Jiang等<sup>[12]</sup>利用代数重建技术和3D图像技术实现了声发射定位; Sadegh等<sup>[13]</sup>利用遗传算法结合人工神经网络提取轴承不同润滑条件下的声发射信号特征, 实现了轴承不同润滑工况的正确识别. 但是, 以上研究多集中在声发射源定位算法和特征提取方法上, 尚缺乏对冲击激励声发射传播机理和光纤布拉格光栅(FBG)声发射响应机理的深入研究.

在研究冲击应力波传播机理和FBG响应机理

\* 国家自然科学基金(批准号: 41472260)、山东省自然科学基金(批准号: ZR2014FM025)、山东大学基本科研业务费资助项目(批准号: 2016JC012)和山东大学青年学者未来计划项目(批准号: 2016WLJH30)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: jiangmingshun@sdu.edu.cn

的基础上,使用钢球冲击铝合金板模拟声发射源,利用ABAQUS软件构建了钢球冲击铝合金板几何模型,仿真分析了冲击应力波的传播过程.采用光纤光栅传感器和边缘滤波原理构建传感系统,采集冲击激励声发射应力波,建立声发射区域定位模型,提出了基于扩散映射(diffusion maps, DM)与支持向量机(SVM)的区域定位方法并进行了声发射区域定位实验验证.

## 2 声发射定位系统

### 2.1 冲击应力波铝合金板传播分析

当四边固支铝合金板受到自由落体钢球的冲击,钢球刚接触到铝合金板表面时,应力波主要集中在冲击点附近,且有向四周扩散的趋势;接着,应力波开始向四周均匀扩散,呈多层环形分布;当环形扩散的应力波碰到铝合金板边界之后被反弹向中心传播,反弹回来的应力波在中心汇聚并相互叠加.为验证应力波的传播特性,利用ABAQUS软件构建了钢球冲击铝合金板的几何模型,如图1所示.在铝合金板的四角设置4个观测点,采集应力波传播到各观测点时的波形.

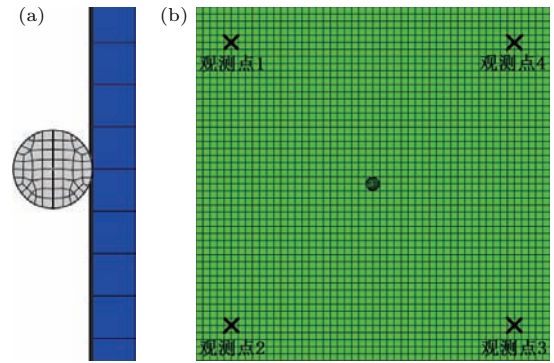


图1 钢球冲击铝合金板几何模型 (a) 钢球冲击铝合金平板示意图; (b) 观测点布置示意图

Fig. 1. The model of ball impacted aluminum alloy plate: (a) the schematic of ball impact aluminum alloy plate; (b) the schematic of observation point arrangement.

表1 模型参数  
Table 1. Model parameters.

参数名称	数值
板的长度/mm	300
板的宽度/mm	300
板的厚度/mm	2
板的密度/ $g\cdot cm^{-3}$	2.6
钢球质量/g	26
钢球密度/ $g\cdot cm^{-3}$	7.8
冲击高度/mm	260

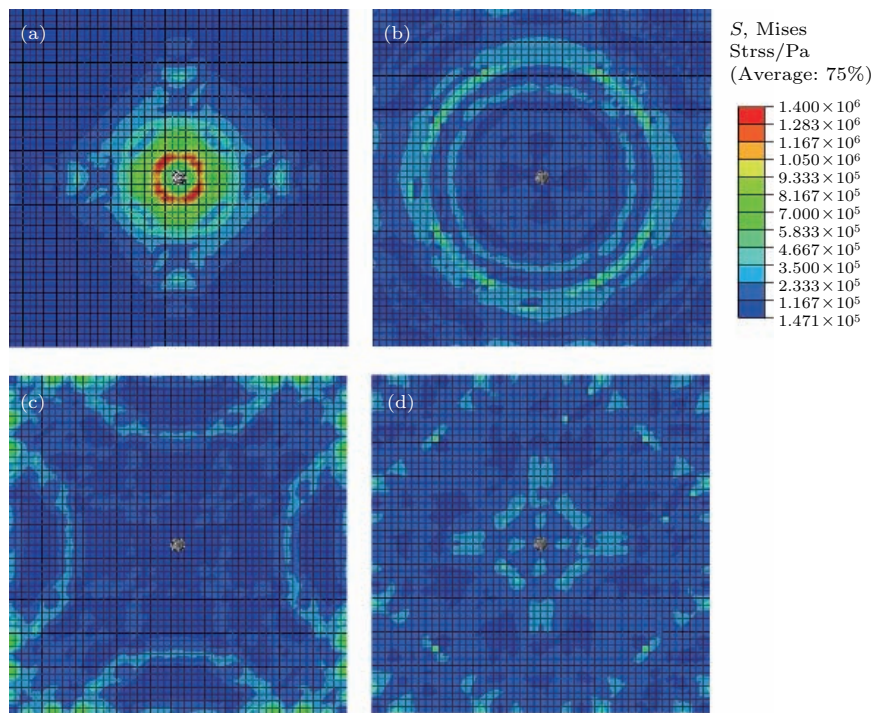


图2 冲击应力波传播过程 (a) 产生; (b) 环形扩散; (c) 反弹; (d) 中心叠加

Fig. 2. The propagation process of shock wave: (a) Generating; (b) annular diffusion; (c) rebound; (d) center stacking.



在仿真实验过程中, 模型的参数设置如表 1 所列.

钢球冲击铝合金板中心时, 铝合金板表面应力波传播过程的仿真结果和观测点 4 采集到的冲击应力波的波形分别如图 2 和图 3 所示.

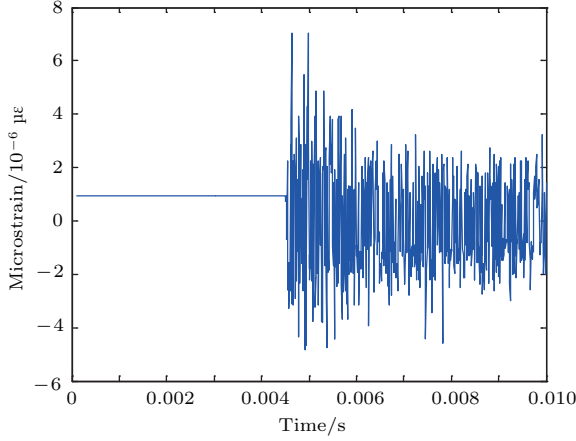


图 3 S4 处冲击应力波形图

Fig. 3. Impact stress waveform at S4.

## 2.2 冲击应力波与 FBG 作用机理分析

根据耦合模理论, FBG 传感基本原理<sup>[14-16]</sup>可表示为

$$\lambda_{B0} = 2n_{\text{eff}0}\Lambda_0, \quad (1)$$

式中,  $\lambda_{B0}$  为布拉格光栅反射波长,  $n_{\text{eff}0}$  为光纤的有效折射率,  $\Lambda_0$  为光栅周期.

在未受外界物理量作用的情况下, FBG 的纤芯轴向有效折射率为

$$n_{\text{eff}}(z) = n_{\text{eff}0} - \Delta n \sin^2\left(\frac{\pi}{\Lambda_0}z\right), \quad z \in [0, L], \quad (2)$$

式中,  $z$  为光纤轴向上某一点,  $L$  为光纤光栅长度,  $\Delta n$  为折射率最大调制系数.

冲击形成的声发射应力波的应变场理论模型可表示为

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_m \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_s} - w_s t\right), \quad (3)$$

式中,  $\varepsilon_m$  为振幅,  $2\pi/\lambda_s$  为波数,  $w_s$  为角频率,  $\lambda_s$  为声发射应力波在介质中的波长.

FBG 与冲击应力波的相互作用示意图见图 4.

当冲击应力波作用于 FBG 时, 对 FBG 的影响主要体现在两个方面: 一是对 FBG 几何尺寸的调制, 即几何效应; 二是由弹光效应引起的光纤纤芯有效折射率的变化. 这两方面的影响都会直接引起 FBG 波长的改变.

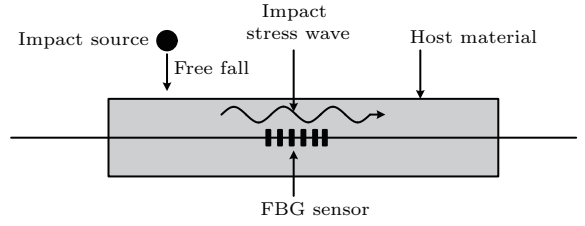


图 4 FBG 与声发射应力波相互作用示意图

Fig. 4. The interaction of FBG and Impact stress wave.

首先考虑几何效应的影响. 当 FBG 受到冲击应力波作用时, 轴向尺寸发生变化, 表现为光纤轴向坐标的改变. 设在冲击作用下导致  $z$  点变化为  $z'$ , 则

$$\begin{aligned} z' &= f(z, t) = z + \int_0^z \varepsilon(\xi) d\xi \\ &= z + \varepsilon_m \frac{\lambda_B}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_s} - w_s t\right) + \varepsilon_m \frac{\lambda_B}{2\pi} \sin(w_s t), \end{aligned} \quad (4)$$

式中,  $z \in [0, L]$ ,  $\int_0^z \varepsilon(\xi) d\xi$  为冲击应力波引起的位移.

反解 (4) 式得到  $z = f^{-1}(z', t)$ , 代入 (2) 式, 则此时光栅折射率为

$$n'_{\text{eff}}(z', t) = n_{\text{eff}0} - \Delta n \sin^2\left(\frac{\pi}{\Lambda_0} f^{-1}(z', t)\right). \quad (5)$$

其次, 分析弹光效应的影响. 要获得完整的有效折射率模型, 弹光效应的影响亦需考虑. 在冲击应力波作用下, 由弹光效应引起的有效折射率变化为

$$\begin{aligned} \Delta n'(z', t) &= -\left(\frac{n_{\text{eff}0}^3}{2}\right) \cdot [P_{12} - \sigma(P_{11} + P_{12})] \\ &\quad \times \varepsilon_m \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_s} z' - w_s t\right), \end{aligned} \quad (6)$$

式中,  $P_{ij}$  为弹光系数,  $\sigma$  为泊松比.

综合 (5) 式和 (6) 式, 可得冲击应力波调制下光纤光栅有效折射率为

$$\begin{aligned} n'_{\text{eff}}(z', t) &= n_{\text{eff}0} - \Delta n \sin^2\left(\frac{\pi}{\Lambda_0} f^{-1}(z', t)\right) - \left(\frac{n_{\text{eff}0}^3}{2}\right) \\ &\quad \times [P_{12} - \sigma(P_{11} + P_{12})] \\ &\quad \times \varepsilon_m \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_s} z' - w_s t\right). \end{aligned} \quad (7)$$

由 (7) 式可知,  $n'_{\text{eff}}$  的表达式非常复杂, 但当冲击应力波波长  $\lambda_s$  远小于光栅长度  $L$ , 即  $\lambda_s/L \gg 1$  时,

(7)式可简化为

$$n'_{\text{eff}}(z', t) = n_{\text{eff}0} - \Delta n \sin^2 \left( \frac{\pi}{\Lambda_0 \cdot [1 + \varepsilon_m \cos(w_s t)]} z' \right) - \left( \frac{n_{\text{eff}0}^3}{2} \right) \cdot [P_{12} - \sigma (P_{11} + P_{12})] \times \varepsilon_m \cdot \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda_s} z' - w_s t \right). \quad (8)$$

(8)式可进一步简化为

$$n'_{\text{eff}}(z', t) = n'_{\text{eff}0}(t) - \Delta n \sin^2 \left( \frac{\pi}{\Lambda'_0(t)} z' \right), \quad (9)$$

式中,

$$n'_{\text{eff}0}(t) = n_{\text{eff}0} - \left( \frac{n_{\text{eff}0}^3}{2} \right) \cdot [P_{12} - \sigma (P_{11} + P_{12})] \times \varepsilon_m \cdot \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda_s} z' - w_s t \right), \quad (10)$$

$$\Lambda'_0(t) = \Lambda_0 \cdot [1 + \varepsilon_m \cos(w_s t)]. \quad (11)$$

结合(1)式, FBG波长可改写为

$$\lambda_B(t) = \lambda_{B0} + \Delta \lambda_0 \cos(w_s t), \quad (12)$$

式中,

$$\Delta \lambda_0 = \lambda_{B0} \varepsilon_m \left\{ 1 - \left( \frac{n_{\text{eff}0}^2}{2} \right) \times [P_{12} - \sigma (P_{11} + P_{12})] \right\}. \quad (13)$$

从(12)式可以看出, 在冲击应力波的波长远大于光栅长度时, FBG传感器的反射光谱被冲击应力波调制的过程是一个FBG波长发射漂移的过程, 即FBG可有效感知冲击引起的声发射应力波.

### 2.3 声发射检测与定位系统搭建

声发射定位系统主要由未经平坦的放大自发辐射(ASE)光源、分路器、环行器、光电转换及放大电路、数据处理单元、4只FBG传感器和示波器组成, 系统框图如图5所示. 为实现声发射信号的快速解调, 利用ASE光源线性段作为边缘滤波器, 结合边缘滤波解调原理构建光纤光栅解调系统, 其工作示意图见图1中虚框部分. 当声发射信号作用于FBG引起其反射峰出现漂移时, 由于ASE光源斜边滤波的调制, 反射峰的强度产生相应变化. 这种变化通过光电转换及放大电路转化成电压信号的变化, 最后, 经过数据处理单元滤波处理后在示波器显示信号波形.

在铝合金板上划分 $p$ 个正方形区域作为待识别定位区域, 若将每个正方形区域作为一个类别, 标记为 $S = \{1, 2, \dots, p\}$ , 则可以将声发射区域定位问题转换为 $v$ -SVC多分类问题, 通过 $v$ -SVC多分类算法予以解决<sup>[17,18]</sup>. 选用300 mm×300 mm×2 mm的铝合金板4边固支于实验台上. 在铝合金板上划分36个30 mm×30 mm的正方形区域作为待识别声发射区域, 如图6所示.

FBG传感器的波长选择在ASE光源光谱曲线斜率最大的1533—1536 nm单调区间内, 光栅中心波长选定为1534 nm. 在铝合金板4个对角黏贴FBG传感器, 黏贴位置分别为FBG1(30, 270), FBG2(30, 30), FBG3(270, 30)和FBG4(270, 270), 黏贴时预紧力分别拉伸至1534.552, 1534.586, 1534.565, 1534.577 nm. 采用质量为26 g的钢球作为声发射模拟装置, 以自由落体的方式进行垂直冲击, 冲击高度为260 mm, 对应的冲击能量为0.065 J, 冲击速度为2.24 m/s.

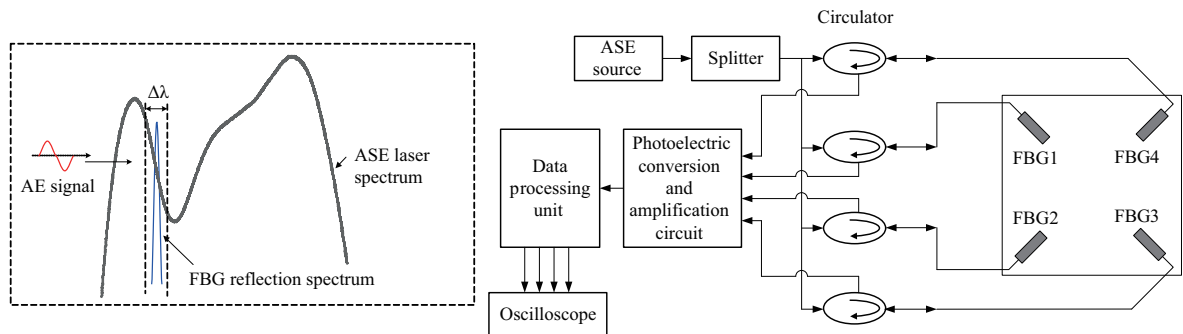


图5 声发射定位系统框图

Fig. 5. The diagram of AE location system.

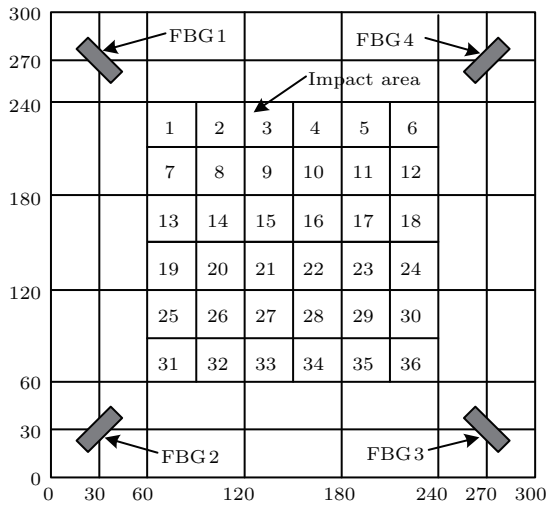


图6 铝合金板声发射区域示意图

Fig. 6. Layout of plate AE region on aluminum alloy.

### 3 声发射定位实验及结果分析

#### 3.1 声发射信号特征提取

用钢球依次冲击图6所示的铝合金板上标号为1, 8, 15, 22, 29, 36的正方形区域, 以FBG传感器监测的声发射信号为例探索声发射区域与信号特征之间的关系. 在实验中, 由于声发射信号微弱, 易使FBG传感器检测到信号含有噪声干扰, 因此, 选用小波分析的方法去除噪声, 小波基函数选择具有较少非对称性、处理效果较好的sym8函数. 首先, 以4只FBG传感器监测区域8产生的声发射信号为例, 进行小波去噪. 图7给出了FBG1传感器检测声发射信号去噪前后的对比图, 从图中可以发现信号有明显优化. 去噪前声发射信号的信噪比为3.1, 去噪后声发射信号的信噪比为20.4, 信噪比提高了5倍多.

然后, 利用(14)式和(15)式分别计算去噪后信号的振荡能量 $E$ 和波形指标 $SHA$ , 结果如图8所示.

$$E = \frac{1}{2(N_2 - N_1)} \sum_{i=N_1}^{N_2} |f(iT) - f(T_0)|^2, \quad (14)$$

$$SHA = \frac{RMS}{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |x_i|}, \quad (15)$$

式中,  $N_1 = 0, 1, 2, \dots, n$ ,  $N_2 = 0, 1, 2, \dots, n$ , 且  $N_2 \geq N_1$ ;  $T$ 为信号采样间隔时间;  $n$ 为总采样点

数;  $f(T_0)$ 为声发射信号初始状态;  $x_i$ 为声发射信号采样值;  $RMS = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^n x_i^2}$ 为信号的标准差.

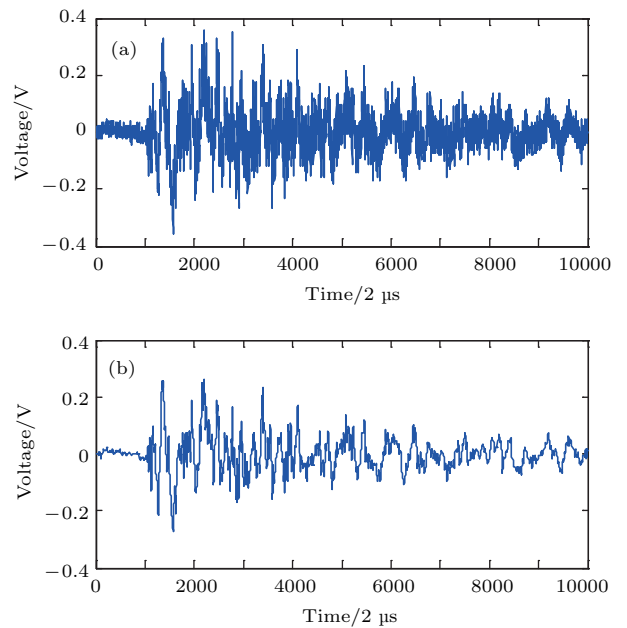


图7 小波去噪前后声发射信号对比图 (a)原始信号; (b)去噪信号

Fig. 7. Comparison of AE signal before and after wavelet domain denoising: (a) Original signal; (b) denoised signal.

采用同样方法对FBG传感器监测的上述6个位置的声发射信号进行处理. 为直观清晰地观察去噪后信号的振荡能量、波形指标与声发射区域的关系, 图9给出了区域8和区域15产生的声发射信号的振荡能量和波形指标的分布, 图9(a)代表区域8声发射信号小波去噪后振荡能量的分布; 图9(b)代表区域8声发射信号小波去噪后波形指标的分布, 图9(c)代表区域15声发射信号小波去噪后振荡能量的分布; 图9(d)代表区域15声发射信号小波去噪后波形指标的分布. 分析图9发现: 使用钢球冲击铝合金板的不同区域, FBG传感器所监测到的声发射信号经小波去噪后, 各信号的振荡能量和波形指标均存在差异, 说明FBG传感器所监测的铝合金板声发射信号的振荡能量和波形指标与声发射区域有关. 因此, 提取声发射信号经小波去噪后信号的振荡能量和波形指标作为信号特征, 可以用来进行声发射区域定位.

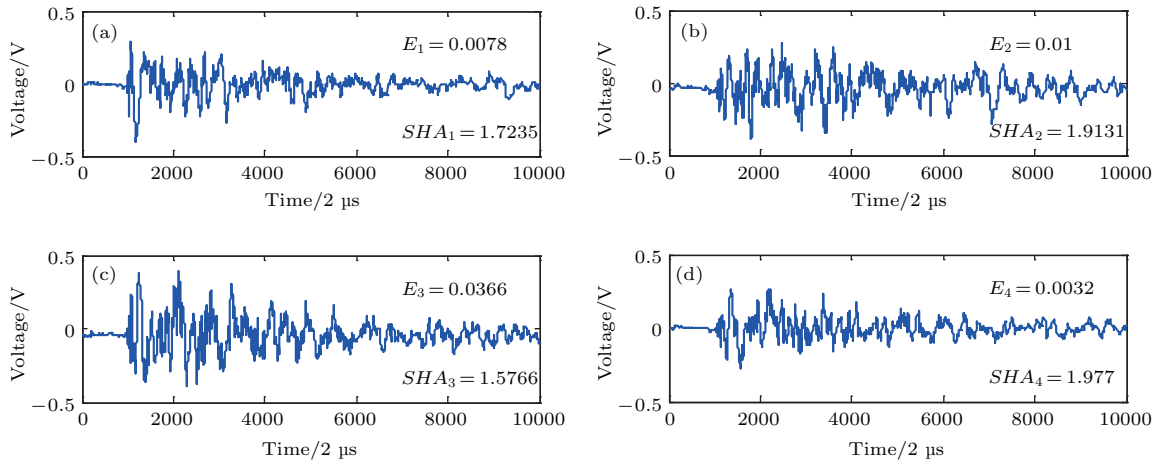


图8 区域8的声发射信号去噪后的波形图 (a) FBG1; (b) FBG2; (c) FBG3; (d) FBG4

Fig. 8. Denoised AE waveforms of area 8: (a) FBG1; (b) FBG2; (c) FBG3; (d) FBG4.

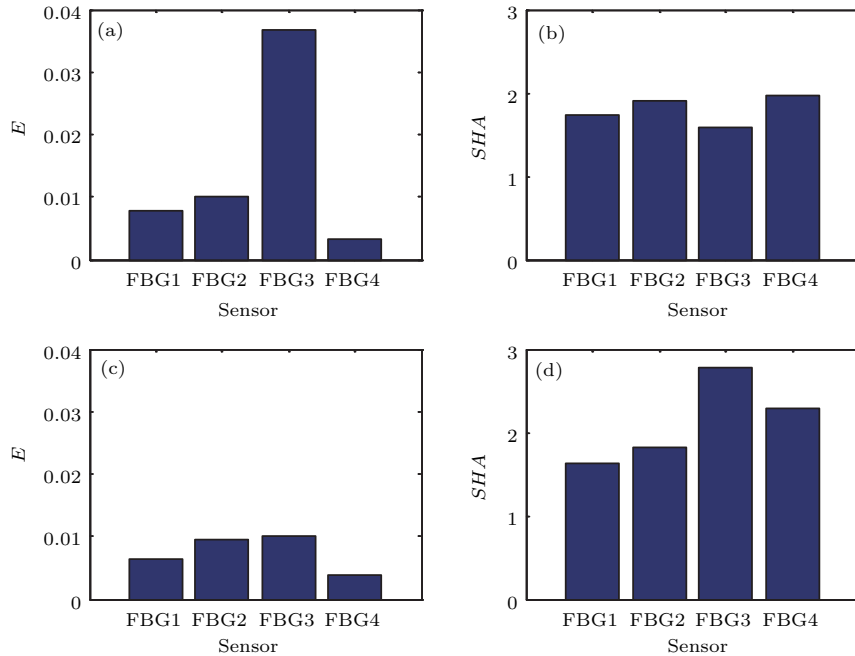


图9 不同区域声发射信号特征的对比 (a) 区域8振荡能量; (b) 区域8波形指标; (c) 区域15振荡能量; (d) 区域15波形指标

Fig. 9. The comparison chart of AE signal feature at different area: (a) Vibration energy of area 8; (b) waveform indicator of area 8; (c) vibration energy of area 15; (d) waveform indicator of area 15.

### 3.2 声发射信号区域定位识别

使用钢球依次冲击图6所示的铝合金板上划定的36个声发射区域各30次, 获得1080个实验样本. 首先, 采用随机选取样本的方式, 选取720个样本作为多分类机模型的训练样本, 样本大小为 $720 \times 8$ ; 选取剩余的360个样本作为测试样本, 样本大小为 $360 \times 8$ . 为提高声发射定位效率, 采用非线性降维方法扩散映射对训练样本和测试样本进

行降维, 定义样本数据集中数据 $x_i$ 和 $x_j$ 之间的 $t$ 步扩散距离<sup>[19-21]</sup>为

$$D^{(t)}(x_i, x_j) = \sqrt{\sum_k \frac{(p_{ik}^{(t)} - p_{jk}^{(t)})^2}{\psi(x_k)^{(0)}}},$$

$$\psi(x_k)^{(0)} = \frac{m_i}{\sum_j m_j},$$

$$m_i = \sum_j p_{ij}, \quad (16)$$



式中,  $p_{ij}^{(1)} = \frac{w_{ij}}{\sum_k w_{ik}}$  为 Markov 状态转移矩阵  $\mathbf{P}^{(1)}$  的元素,  $w_{ij} = \exp\left(-\frac{\|x_i - x_j\|^2}{2\sigma^2}\right)$  为关系矩阵  $\mathbf{W}$  的元素,  $\psi(x_k)^{(0)}$  表示 Markov 扩散过程的稳态分布.

在保持扩散距离的条件下, 提取低维流形  $\mathbf{Y}$ . 根据 Markov 随机路的谱图理论可知,  $\mathbf{Y}$  由下式的  $d$  个非平凡主特征向量构成:

$$\mathbf{P}^{(t)} \mathbf{v} = \lambda \mathbf{v}, \quad (17)$$

最大特征值  $\lambda_1 = 1$  是平凡的, 舍弃其对应的特征向量  $\mathbf{v}_1$ , 得到低维流形

$$\mathbf{Y} = \{\lambda_2 \mathbf{v}_2, \lambda_3 \mathbf{v}_3, \dots, \lambda_{d+1} \mathbf{v}_{d+1}\}. \quad (18)$$

对训练样本和测试样本分别进行降维处理, 以降维后训练样本进行训练, 建立 DM-SVM 多分类机模型; 利用降维后的测试样本, 对建立的 DM-SVM 多分类模型进行验证. 将测试样本代入 DM-SVM 多分类模型进行声发射区域识别, 结果如表 2 和图 10 所示.

表 2 声发射区域识别结果  
Table 2. Recognizing results of AE region.

样本大小 降维前	样本大小 降维后	识别结果		
		误判数	正确率/%	耗时/s
360 × 8	360 × 3	9	97.5	0.781

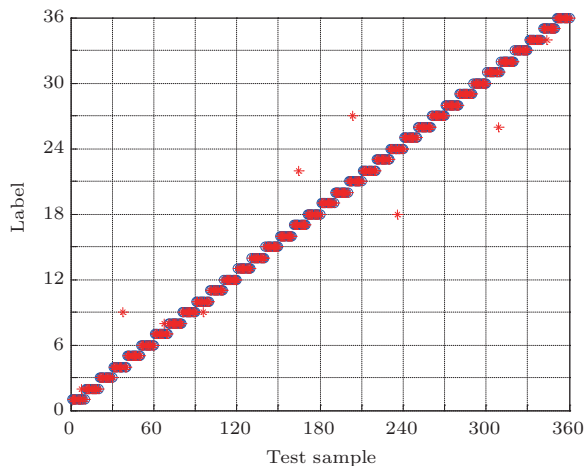


图 10 声发射区域识别结果图

Fig. 10. Identification results of AE region.

从表 2 和图 10 可以看出: 对待测试的 36 个声发射区域各 10 次模拟实验 (共计 360 次) 中, 基于

DM-SVM 多分类机声发射区域识别算法的定位正确率为 97.5%, 耗时 0.781 s. 分析区域定位错误的 9 次实验, 发现基于 DM-SVM 多分类机的声发射区域识别算法将其定位于实际声发射区域的相邻区域内 (如第 8 次实验将实际声发射区域 1 错误地定位于声发射区域 2), 属于工程应用可接受的范围. 因此, 实验表明基于 DM-SVM 多分类机的声发射区域定位系统具有可行性, 区域识别精度为 30 mm × 30 mm.

## 4 结 论

在分析冲击激励声发射应力波的传播机理和 FBG 响应机理基础上, 使用钢球冲击铝合金板模拟声发射源, 利用 ABAQUS 软件构建了钢球冲击铝合金板的几何模型, 仿真分析了冲击应力波的传播过程. 理论分析了冲击应力波与 FBG 传感器的作用机理, 基于边缘滤波原理构建了声发射传感系统, 采集冲击激励声发射应力波, 建立了声发射区域定位模型, 提出了基于扩散映射与支持向量机的区域定位方法, 克服了现有方法需要使用大量样本进行训练或定位所需信号特征向量的维数较大的问题. 对 36 个测试区域声发射区域进行了定位实验验证, 仅用时 0.781 s, 区域识别精度为 30 mm × 30 mm. 新方法可进一步推进光纤光栅声发射传感在结构健康监测上的工程应用.

## 参考文献

- [1] Zhang J R, Ma H Y, Yan W J, Li Z J 2016 *Appl. Acoust.* **105** 67
- [2] Loutas T H, Panopoulou A, Roulias D, Kostopoulos V 2012 *Expert Syst. Appl.* **39** 8412
- [3] Wiggins S M, Leifer I, Linke P, Hildebrand J A 2015 *Marine and Petroleum Geology* **68** 776
- [4] Fu T 2014 *Ph. D. Dissertation* (Haerbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [付涛 2014 博士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工业大学)]
- [5] Yu F M, Okabe Y, Wu Q, Shigeta N 2016 *Composites Sci. Technol.* **135** 116
- [6] Gao X, Zhang X P, Li N, Xin P 2014 *Asia-Pacific International Symposium on Aerospace Technology China* September 24–36, 2014 p1203
- [7] Munoz V, Vales B, Perrin M, Pastor M, Welmane H, Cantarel A, Karama M 2016 *Composites Part B* **85** 68
- [8] Shrestha P, Kim J, Park Y, Kim C 2015 *Composite Struct.* **125** 159

- [9] Hafizi Z, Epaarachchi J, Lau K 2015 *Measurement* **61** 51
- [10] Jiang M S, Sui Q M, Jia L, Peng P, Cao Y Q 2012 *Optoelectron. Lett.* **8** 220
- [11] Cheng X M, Zhang X D, Zhao L, Deng A D, Bao Y Q, Liu Y, Jiang Y L 2014 *Comptes Rendus Mecanique* **342** 229
- [12] Jiang Y, Xu F Y, Xu B S 2015 *Mechanical Systems and Signal Processing* **64** 452
- [13] Sadegh H, Mehdi A, Mehdi A 2016 *Tribology International* **95** 426
- [14] Li Z B, Ma H L, Cao Z S, Sun M G, Huang Y B, Zhu W Y, Liu Q 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 053301 (in Chinese) [李志彬, 马宏亮, 曹振松, 孙明国, 黄印博, 朱文越, 刘强 2016 物理学报 **65** 053301]
- [15] Jin Z W 2014 *M. S. Dissertation* (Shandong: Shandong University) (in Chinese) [金中薇 2014 硕士学位论文 (山东: 山东大学)]
- [16] Cao Y, Pei Y W, Tong Z R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 024206 (in Chinese) (in Chinese) [曹晔, 裴庸惟, 童峥嵘 2014 物理学报 **63** 024206]
- [17] Gu B, Sun X, Sheng V S 2016 *IEEE Trans. Neural Networks & Learning Systems* **1** 1
- [18] Scholkopf B, Smola A, Williamson R, Bartlett 2000 *Neural Comput.* **15** 1207
- [19] Lafon S, Lee A B 2006 *IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intellig.* **28** 1393
- [20] Nadler B, Lafon S, Coifman R R, Kevrekidis I G 2006 *Appl. Computat. Harmonic Anal.* **21** 113
- [21] Jia B, Yu B T, Wu Q, Yang X S, Wei C F, Law R, Fu S 2016 *Neurocomputing* **189** 106

SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# Acoustic emission localization technique based on fiber Bragg grating sensing network and signal feature reconstruction\*

Zhang Fa-Ye Jiang Ming-Shun Sui Qing-Mei<sup>†</sup> Lü Shan-Shan Jia Lei

(School of Control Science and Engineering, Shandong University, Jinan 250061, China)

( Received 9 October 2016; revised manuscript received 27 March 2017 )

## Abstract

Based on the analysis of the propagation mechanism of acoustic emission stress waves caused by impact excitation on aluminum alloy plates, The geometrical model of steel ball impacted aluminum alloy plate was built by ABAQUS software, and the stress wave propagation process is simulated and analyzed. The stress wave propagation process is simulated and analyzed and an acoustic emission sensing system based on the principle of edge filtering is constructed. The acoustic emission stress waves were collected to establish the acoustic emission region localization model. The localization method of acoustic emission region based on diffusion mapping and support vector machine is proposed and verified experimentally. Multiple acoustic emission localization experiments were performed on an aluminum alloy plate of 300 mm × 300 mm × 2 mm, which was divided into 36 test area. The results show that the localization accuracy is 30 mm × 30 mm and the positioning accuracy was 97.5%, while consuming 0.781 s. The study provides an effective method for acoustic emission localization.

**Keywords:** fiber Bragg grating, acoustic emission sensing, impact location, support vector machine

**PACS:** 42.79.-e, 42.82.Bq, 43.40.+s, 43.60.+d

**DOI:** [10.7498/aps.66.074210](https://doi.org/10.7498/aps.66.074210)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 41472260), the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2014FM025), the Fundamental Research Funds of Shandong University, China (Grant No. 2016JC012), and the Young Scholars Program of Shandong University, China (Grant No. 2016WLJH30).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [jiangmingshun@sdu.edu.cn](mailto:jiangmingshun@sdu.edu.cn)

Airy 光纤: 基于阵列波导耦合的光场调控方法

赵浩宇 邓洪昌 苑立波

Airy fiber: waveguides array coupling based light beam control method

Zhao Hao-Yu Deng Hong-Chang Yuan Li-Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 074211 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.074211

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074211>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

空芯光子带隙光纤色散特性的实验研究

Experimental research on the dispersion property of hollow core photonic bandgap fiber

物理学报.2016, 65(19): 194212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194212>

基于飞秒激光抽运的石墨烯包裹微光纤波导结构的级联四波混频研究

Four-wave-mixing generated by femto-second laser pumping based on graphene coated microfiber structure

物理学报.2015, 64(18): 184214 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184214>

一种高双折射高非线性多零色散波长光子晶体光纤

Photonic crystal fibers with high nonlinearity, large birefringence and multiple zero dispersion-wavelength

物理学报.2014, 63(13): 134210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134210>

中红外色散平坦硫系光子晶体光纤设计及性能研究

Design and performance of mid-IR dispersion in photonic crystal fiber prepared from a flattened chalcogenide glass

物理学报.2014, 63(1): 014210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.014210>

新型超宽带双芯光子晶体光纤偏振分束器的研究

Novel ultra-broadband polarization beam splitter based on dual-core photonic crystal fiber

物理学报.2013, 62(24): 244202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.244202>



专题: 光纤传感

## Airy 光纤: 基于阵列波导耦合的光场调控方法\*

赵浩宇<sup>2)</sup> 邓洪昌<sup>1)2)</sup> 苑立波<sup>1)†</sup>

1) (桂林电子科技大学电子工程与自动化学院, 桂林 541004)

2) (哈尔滨工程大学理学院, 哈尔滨 150001)

(2016年10月11日收到; 2017年3月24日收到修改稿)

近年来, Airy 光束作为一种无衍射光束, 其特性引起了研究者的广泛关注, 人们对它的理论研究、实验验证、实际应用多个方面都取得了长足的进步. 而 Airy 光纤作为一种可生成 Airy 光束的波导器件, 结合其光纤自身优点可适用于多种应用领域, 因此开展新型 Airy 光纤的探索研究、拓展 Airy 光束的应用范围具有重要现实意义. 本文从 Airy 光束的原理、光纤结构设计、光纤内部光束生成机理、生成光束波长响应特性以及 Airy 光纤研究现状和应用五个方面展开了较系统的讨论.

**关键词:** Airy 光束, 无衍射, 自由加速, 微结构光纤

**PACS:** 42.81.Qb, 42.25.Fx, 42.82.Et

**DOI:** 10.7498/aps.66.074211

## 1 引言

无衍射光束, 顾名思义是一种在传输过程中光波包络保持不变、没有衍射展宽过程的光束. 由于此类光束在传输方向上任意垂直切面的光强分布始终保持相同无畸变, 且能量强度高度局域化, 所以自 Durnin 等推导发现以来<sup>[1-3]</sup>, 引起了研究者广泛关注. 1979年, Berry 和 Balazs<sup>[4]</sup> 以及 Unnikrishnan 和 Rau<sup>[5]</sup> 从薛定谔方程出发, 成功求解出具有 Airy 函数形式的波包络解析解, 从理论上证明了 Airy 光束的无衍射特性.

2007年, Siviloglou 等<sup>[6,7]</sup> 首次从理论和实验上得到了有限能量的 Airy 光束. 自此, 关于 Airy 光束研究开始加速, 且不断展现出其非凡的特质, 拓展了其应用空间. 比如一些研究者使用其进行光俘获或导引<sup>[8-11]</sup>, 近场成像<sup>[12]</sup>、利用自由加速特性形成的自聚焦光斑进行微加工<sup>[13-15]</sup>、在大气

中形成等离子通道<sup>[16]</sup>、激发曲线型表面等离子激元<sup>[17-19]</sup>. 在实验中, 有限能量 Airy 光束一般可以采用高斯光束通过立方相位的调制, 再经过傅里叶透镜实现. 生成 Airy 光束的方法有很多, 比如使用空间光调制器<sup>[7,20]</sup>、相位模板<sup>[16]</sup>、非线性光子晶体<sup>[21]</sup>、表面金属光栅结构等<sup>[22]</sup>. 我们则采用阵列光波导的光耦合来实现对输入高斯光场的强度和相位调控, 从而生成 Airy 光束<sup>[23-31]</sup>, 此方法展示了一种新型的 Airy 光束产生技术, 且由于光纤体积小、可集成高等特性, 极具潜在应用价值.

本文从 Airy 光束原理出发, 介绍了 Airy 光束的独特性质; 讨论如何使用光纤构造 Airy 光场; 详细阐述了基于阵列波导耦合机理能够实现光场的转换与重构的原理, 以及高斯光场与 Airy 光场之间相互转换的能量特性和相位特性; 并解释了基于 Airy 光纤的出射光场横向加速的彩虹效应, 最后对 Airy 光纤潜在应用进行了简略的评述.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61290314, 61535004, 11274077, 61675052)、中国博士后基金 (批准号: 2015M581428) 和黑龙江省博士后基金 (批准号: LBH-Z15039, LBH-TZ1605) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lbyuan@vip.sina.com

## 2 Airy 光束

我们从二维有限能量 Airy 光束出发, 其输入光场表示如下:

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z = 0) &= \prod_{m=x,y} \text{Ai}(s_m) \exp(a_m s_m) \exp(i v_m s_m). \end{aligned} \quad (1)$$

这样, 有限能量的二维艾里光束在空间中的传输光场就可表示为

$$\phi(x, y, z) = \prod_{m=x,y} u_m(s_m, \xi_m), \quad (2)$$

其中

$$\begin{aligned} u(s_m, \xi_m) &= \text{Ai} \left[ s_m - \frac{\xi_m^2}{4} - v_m \xi_m + i a_m \xi_m \right] \\ &\times \exp \left[ a_m s_m - \frac{a_m \xi_m^2}{2} - a_m v_m \xi_m \right. \\ &+ i \left( -\frac{\xi_m^3}{12} + (a_m^2 - v_m^2 + s_m) \frac{\xi_m}{2} \right. \\ &\left. \left. + v_m s_m - \frac{v_m \xi_m^2}{2} \right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

这里,  $\text{Ai}(s_m)$  为艾里函数,  $\xi_x = z/kx_0^2$  和  $\xi_y = z/ky_0^2$  表示归一化传输距离,  $s_x = -x/x_0$  和  $s_y = -y/y_0$  为无量纲横向坐标,  $x_0$  和  $y_0$  为归一化坐标,  $a_m > 0$  是截断孔径函数, 而  $v_m$  与光束的初始入射角度  $\theta_m$  相关 [32],

$$\theta_m = \frac{v_m}{km_0}. \quad (4)$$

图 1 (a) 给出了有限能量艾里光束在  $z = 0$  时的光强分布情况. 从图中可看出, 有限能量艾里光束非对称, 且能量分布重心偏向光束主瓣. 对比图 1 (b) 和图 1 (c), 可以发现高斯光束在直线传输过程中且发生衍射, 而有限能量艾里光束的扩散则非常缓慢并且其传输路径总是朝着固定方向弯曲, 因此有限能量艾里光束传输具有近似无衍射性, 其传输的路径如同粒子在重力场中做抛物运动的轨迹, 因此得名为“自由加速”.

图 2 (a)—(d) 所示为只保留 L 型主边带情况下的二维有限能量 Airy 光束在自由空间 XY 平面的传输情况. 主瓣位置在对角线上移动, L 型主边带内部出现与二维 Airy 光束类似的内部旁瓣, 即传输过程中能量发生转移并趋于还原成原有光束的形态. 这种特性即 Airy 光纤第三大特性——自愈性.

## 3 Airy 光纤结构设计

由于自愈性的存在, 形态非完备的 L 型主边带光场 (见图 3 (a)) 可以近似理想的有限能量 Airy 光束, 从这个特点出发, 利用阵列芯光纤的纤芯光场来替代 L 型边带的主旁瓣, 从而形成类 Airy 光束

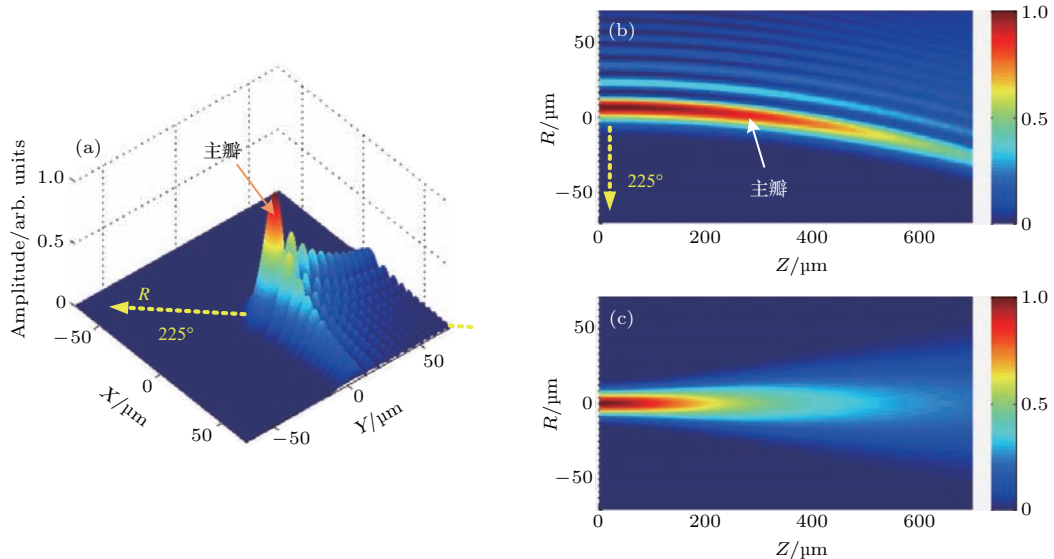


图 1 二维有限能量 Airy 光束 (a) 入射场振幅分布; (b) 在自由空间中的传输图; (c) 对应高斯光束的传输图 (图中  $R$  为自定义坐标轴, 该轴的方位角为  $225^\circ$ )

Fig. 1. 2D finite energy Airy beam: (a) The amplitude distribution at the initial plane; (b) side view of the propagation dynamic of the truncated 2D Airy beam; (c) the propagation distribution of the corresponding Gaussian beam.  $R$  is the  $225^\circ$  axis in cartesian coordinate system.

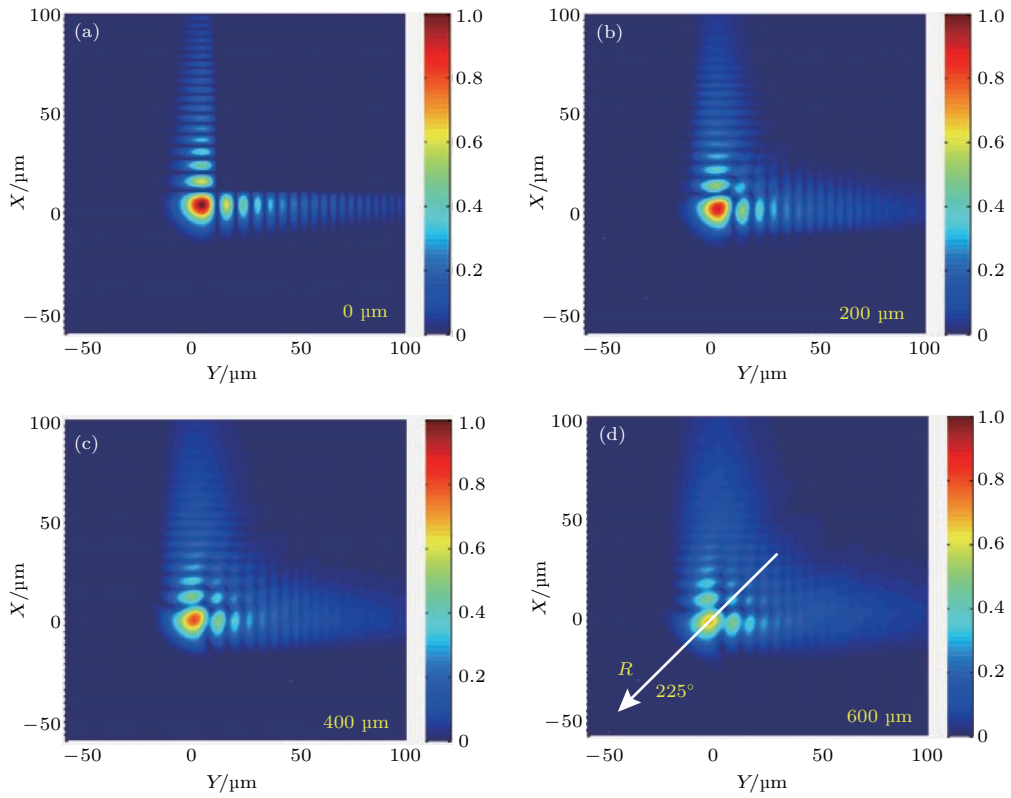


图2 二维有限能量 Airy 光束自愈特性示意 (a)–(d) L 形主边带光场传输

Fig. 2. The self-healing property of the truncated 2D Airy beam: (a)–(d) The propagation dynamic of the Airy beam without internal lobes in free space.

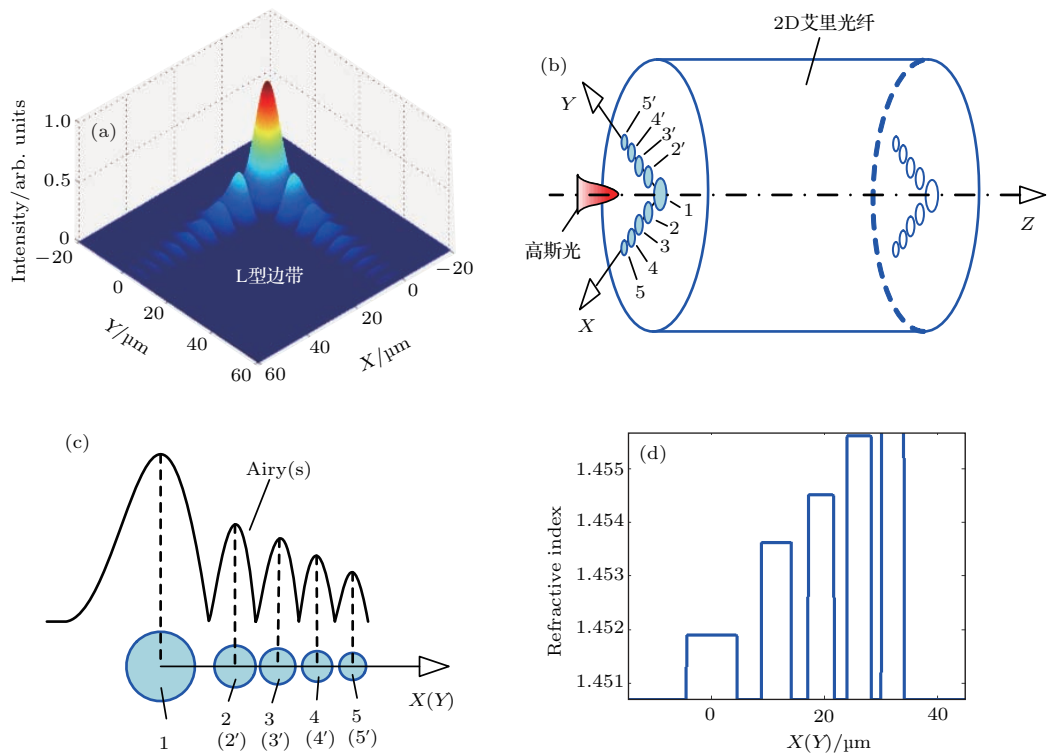


图3 二维 Airy 光纤设计 (a) 二维有限能量 Airy 光束 L 型主边带光场; (b) 二维 Airy 光纤示意图; (c) 沿坐标轴排布的纤芯阵列; (d) 沿坐标轴的纤芯阵列折射率分布

Fig. 3. Design for 2D Airy fiber: (a) The truncated 2D Airy beam without internal lobes; (b) 2D Airy fiber; (c) array-core distribution along  $X$ -axis (or  $Y$ -axis); (d) refractive index profile of array-core along  $X$ -axis (or  $Y$ -axis).

就成为可能. 需要注意的是, 由于远离中央主瓣的旁瓣能量逐渐减少至0, 越远的旁瓣对光束性质的影响越小且几乎可忽略不计, 因此用数量有限的纤芯替代主旁瓣理论上是可行的, 这里我们使用9芯光纤来进行设计近似. 如图3(b)所示, 纤芯由两组相互垂直( $X$ 向和 $Y$ 向)的纤芯阵列组成, 且每组纤芯的大小、空间排布都如图3(c)所示满足或近似满足Airy函数. 向中央纤芯输入光纤基模 $LP_{01}$ 或高斯光或后, 如图3(d)所示, 由于纤芯阵列折射率保持非均匀排布, 光能量会从低折射率部耦合到高折射率部, 从而让每个纤芯传输一部分能量进而形成

L型边带光场.

图4(a)所示为波长980 nm情况下在9.7 mm长的二维Airy光纤横截端面处的光场分布. 其出射光场几何分布近似图3(a)所示的二维有限能量Airy光束L型主边带光场, 纤芯能量幅度同样近似Airy函数主旁瓣幅度大小. 而出射光场在传输过程中, 主瓣在 $R$ 对角线方向进行自由加速偏转, 且逐渐自愈形成多个容易区分的内部旁瓣(见图4(b)), 充分体现了Airy光束的三大特性, 也证明了使用阵列芯光纤生成的类Airy光束的可靠性.

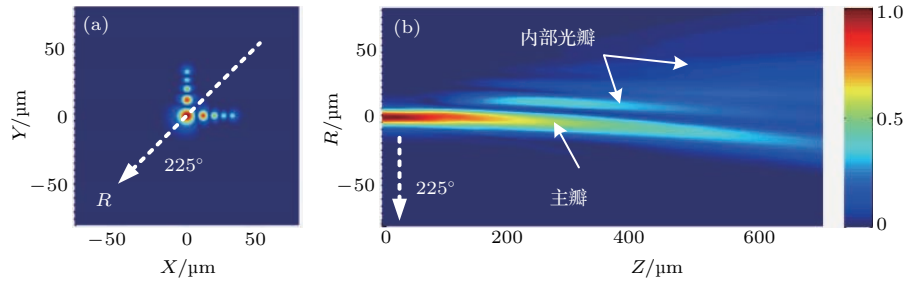


图4 二维Airy光纤特性示意 (a) 波长为980 nm时Airy光纤9.7 mm横截端面处出射光场; (b) 出射光场在自由空间的传输示意

Fig. 4. The characteristics of the optical field for 2D Airy fiber: (a) The transversal output field from the end face of 9 mm Airy fiber at wavelength 980 nm; (b) the propagation dynamics of the output beam in free space in  $R$  direction.

#### 4 Airy光纤内部光束生成机理

首先, 我们采用超模理论来分析光波在Airy光纤中的传输<sup>[29-31]</sup>. 在二维阵列芯Airy光纤(图3(b))中, 光波在波导之间的耦合可表示为下面的耦合方程:

$$\frac{d\tilde{a}_p}{dz} = -j\beta_p\tilde{a}_p - j\sum_{q=1}^9\kappa_{pq}\tilde{a}_q, \quad (5)$$

在(5)式中,  $\tilde{a}_p = a_p \exp(-i\beta_p z)$ 表示在纤芯 $p$ 中传输模式 $(\mathbf{E}_p, \mathbf{H}_p)$ 的复振幅,  $\beta_p$ 为该模式的传输,  $\kappa_{pq}$  ( $q \neq p$ )是纤芯 $p$ 和纤芯 $q$ 之间的互耦合系数,  $\kappa_{pp}$  ( $q = p$ )为在纤芯 $p$ 中的自耦合系数. 这两种耦合系数可以分别表示为

$$\kappa_{pq} = \frac{\omega\epsilon_0}{4\sqrt{P_p P_q}} \int_S [n_p^2(x, y) - n_0^2] \mathbf{E}_p \cdot \mathbf{E}_q^* dS, \quad (6)$$

$$\kappa_{pp} = \frac{\omega\epsilon_0}{4P_p} \int_S [\bar{n}^2(x, y) - n_p^2(x, y)] \mathbf{E}_p \cdot \mathbf{E}_p^* dS, \quad (7)$$

这里,  $\bar{n}(x, y)$ 表示整个阵列纤芯的折射率,  $n_p(x, y)$ 和 $n_0$ 分别为纤芯 $p$ 和包层的折射率. 而在纤芯 $p$ 中传输的模式 $(\mathbf{E}_p, \mathbf{H}_p)$ 的功率 $P_p$ 为( $\mathbf{u}_z$ 表示 $z$ 轴向的单位方向矢量)

$$P_p = \frac{1}{2} \int_S (\mathbf{E}_p \times \mathbf{H}_p^*) \cdot \mathbf{u}_z dS. \quad (8)$$

把(5)式转化为其矩阵形式得

$$\frac{d}{dz} \tilde{\mathbf{A}}(z) = -j\mathbf{M} \tilde{\mathbf{A}}(z), \quad (9)$$

这里,  $\tilde{\mathbf{A}}(z) = [\tilde{a}_1, \tilde{a}_2, \dots, \tilde{a}_9]^T$ 为纤芯模式的复振幅矩阵. 耦合系数矩阵 $\mathbf{M}$ 对应的特征根(超模的传输常数)和解向量分别记为 $\beta'_i$ 和 $\mathbf{V}_i$ . 由此可以得到在整个纤芯阵列传输的超模横向电场:

$$\mathbf{E}'_i = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_1 & \mathbf{E}_2 & \dots & \mathbf{E}_9 \\ \sqrt{P_1} & \sqrt{P_2} & \dots & \sqrt{P_9} \end{bmatrix} \cdot \mathbf{V}_i. \quad (10)$$

当向纤芯1(中央主芯)输入高斯光时, 激发出纤芯基模 $LP_{01}$ . 由(9)式可求得各个超模的复振幅 $\tilde{a}'_i$ :

$$\begin{bmatrix} \tilde{a}'_1 & \tilde{a}'_2 & \dots & \tilde{a}'_9 \end{bmatrix}^T = \begin{bmatrix} \mathbf{V}_1 & \mathbf{V}_2 & \dots & \mathbf{V}_9 \end{bmatrix}^{-1} \cdot \mathbf{A}_0^T, \quad (11)$$



其中,  $\mathbf{A}_0 = [1, 0, \dots, 0]$  为  $1 \times 9$  的初始条件矩阵. 由 (10) 式和 (11) 式就可得到在整个纤芯阵列传输的总电场:

$$\mathbf{E}_t = \sum_{i=1}^9 \tilde{a}'_i \cdot \mathbf{E}'_i \cdot \exp(-j\beta'_i z). \quad (12)$$

通过 (12) 式就可计算出在 Airy 光纤二维阵列纤芯中光波的传输光场和各个纤芯的功率耦合曲线, 如图 5(a) 和图 5(b) 所示. 从图中可以发现, 当 Airy 光纤中央主芯输入高斯光场时, 光能量会逐渐耦合到外侧纤芯中, 并且耦合到更外侧纤芯中的能量依次减少. 这种阵列纤芯的耦合也呈现周期性, 如图 5(b) 所示, 其耦合周期  $T_0$  为 3.74 mm. 图 5(c) 给出了在一个耦合周期内, 光纤在不同长度  $Z = (3.5 + m/6)T_0$  时的输出光场分布, 其中  $m$  为  $-3 \sim 3$  的整数, 它们分别对应的光纤长度记作

$Z_A$  到  $Z_K$ . 在前半周期内, 即光纤长度从  $Z_A$  到  $Z_F$  时, 光能量从中央主芯 1 耦合到侧芯 (纤芯 2—5 或纤芯 2'—5') 中, 并且在  $Z_F$  处得到最接近于理想的 Airy 光场, 这样通过阵列波导的光场振幅和相位的调控就实现了高斯光场与 Airy 光场的转化; 同样, 在后半周期内, 即光纤长度从  $Z_F$  到  $Z_K$  时, 光能量又从侧芯耦合到主芯, 并在  $Z_K$  处得到了高斯光场, 这样 Airy 光场又转化为高斯光场. 因此, 当采用高斯光场激发 Airy 光纤时, 我们就可以分别用  $(2m - 1)T_0/2$  和  $mT_0$  长的 Airy 光纤实现 Airy 光场和高斯光场的转化.

如上所述, Airy 光纤可以实现周期性的高斯光场与 Airy 光场的转换, 那么这种转换的具体机理是怎样的呢? 下面我们采用在 Airy 光纤阵列波导中传输的超模耦合来分析这一转换机理.

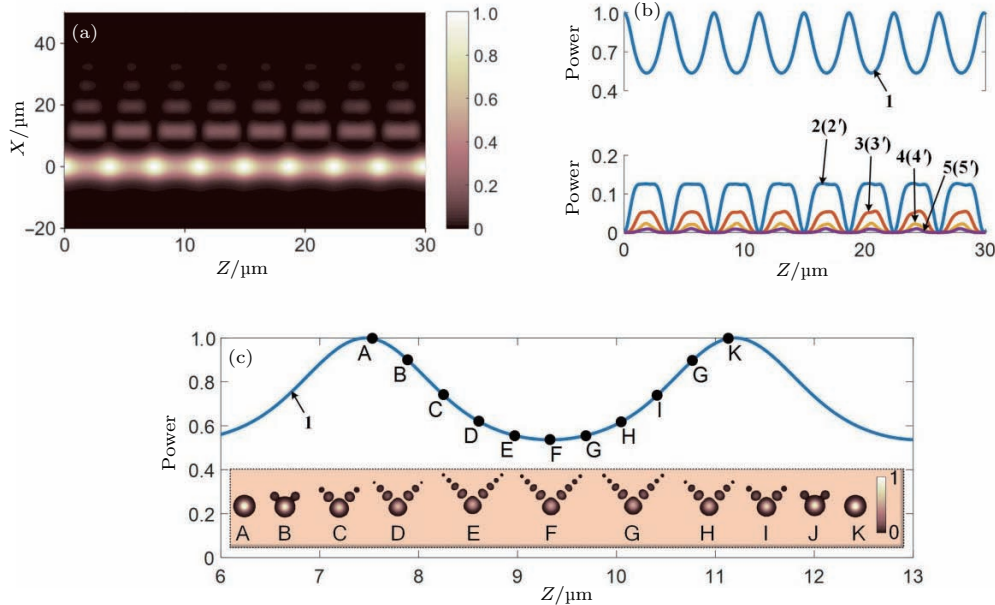


图 5 在二维阵列波导芯 Airy 光纤中光波的传输 (a) 在  $XZ$  平面上的光场强度分布; (b) 阵列纤芯各个纤芯传输光能量耦合曲线; (c) 在纤芯 1 光功率耦合曲线上标记的点 A 到点 K 所对应的光纤横截面光场分布  
 Fig. 5. Wave propagation in Airy fiber: (a) Intensity pattern in the  $XZ$  plane; (b) the normalized power curves of arrayed cores as a function of fiber length; (c) intensity snapshots taken at planes as marked in light power curve of core 1.

由 (10) 和 (11) 式可以分别计算出在 Airy 光纤中传输的九个超模光场的振幅分布 (见图 6(a1)—(a9)) 以及对应的模式传输常数 (参见图 6 中用 “o” 表示的曲线). 从图中可看出, 由于 Airy 光纤阵列波导独特的折射率分布特性 (见图 3(d)), 使得低阶超模能量主要分布在折射率较高的外侧纤芯中, 而高阶超模能量则主要分布在折

射率较低的中央纤芯及其邻近纤芯中. 然而, 由于采用了中央主芯的高斯光场激发, 因此并不是所有 9 个超模都被激发, 只有振幅分布关于  $X_1$  轴 ( $45^\circ$ ) 方向对称分布的超模被激发, 它们主要对应于模式数为 3, 5, 7 和 9 的超模 (参见图 6(b) 中用 “□” 表示的曲线). 其中, 模式 9 占所有激发超模总能量的 80% 以上. 从 (12) 式中可看出, 当输入激励光场

为高斯光场时, 在 Airy 光纤输入端 ( $Z = 0$ ) 上超模光场的总光场  $\sum_{i=1}^9 \tilde{a}'_i \cdot \mathbf{E}'_i$  即为高斯光场; 而当 Airy 光纤长度为  $Z = mT_0$  时, 经过计算发现, 超模传输的光程都为  $2\pi$  的整数倍, 也就是  $\exp(-j\beta'_i Z) = 1$ ,

因此, 此时的横向总光场仍为高斯光场  $\sum_{i=1}^9 \tilde{a}'_i \cdot \mathbf{E}'_i$ . 当 Airy 光纤长度为  $Z = (2m - 1)T_0/2$  时, 我们发现四个主要激发超模的相位差恰好为  $\pi$ , 如图 6 (c) 所示. 这样就通过 Airy 光纤的波导耦合同时实现了

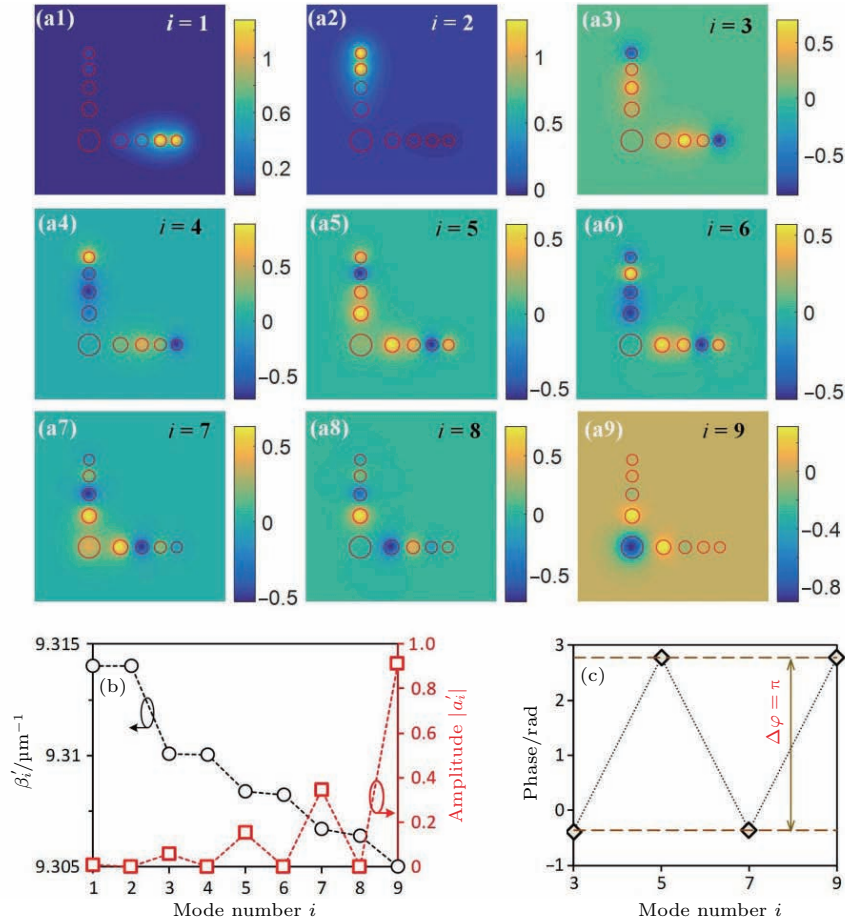


图 6 Airy 光纤的超模特性 (a1)—(a9) 分别对应于九个超模的振幅分布; (b) 超模的振幅  $\alpha'_i$  和传输常数  $\beta'_i$  曲线; (c) 在  $Z = (2m - 1)T_0/2$  处四个激发超模对于的相位分布  
Fig. 6. The supermodes of Airy fiber: (a1)–(a9) Amplitude distributions of nine supermodes; (b) the amplitude  $\alpha'_i$  and the propagation coefficient  $\beta'_i$  as a function of mode number  $i$ ; (c) phases of four excited supermodes at  $Z = (2m - 1)T_0/2$ .

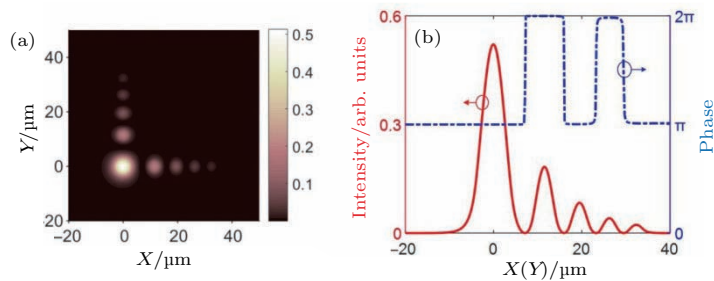


图 7 Airy 光纤输出光场特性 (a) 在  $Z_F = 13.09$  mm ( $3.5T$ ) 处 Airy 光纤输出横截面光场强度分布; (b) 在 X 或 Y 轴上的强度 (实线) 和相位 (虚线) 分布曲线  
Fig. 7. The intensity and phase properties of the output beam from Airy fiber: (a) The transverse intensity pattern of the output beam from  $Z_D = 13.09$  mm ( $3.5T_0$ ) length of the Airy fiber; (b) the corresponding intensity and phase distributions along X-axes (or Y-axes).

对输入高斯光场的 Airy 强度和 Airy 相位的调制, 输出类 Airy 光场, 如图 7(a) 和图 7(b) 所示. 同理理想 Airy 光场类似, 该输出光场不但满足 Airy 强度分布, 并且其相邻光瓣之间的相位差为  $\pi$ , 和激发超模的相位差相符 (见图 6(c) 和图 7(b)).

### 5 光场横向加速的彩虹效应(波长响应)

在实验中, 有限能量 Airy 光束一般通过对高斯光束的立方相位调制和傅里叶透镜变换实现, 并且可以通过沿着垂直于光轴的方向平移傅里叶透镜来增加额外的初始相位, 从而改变 Airy 光束的自由加速传输路径<sup>[32]</sup>. 由 (1) 式可知, Airy 光束的初始附加相位可表示为

$$\Delta\varphi = v_m \cdot s_m = v_m \cdot (-m/m_0) = K_m \cdot m, \quad (13)$$

而  $K_m = -v_m/m_0$  则表示附加相位  $\Delta\varphi$  关于  $x$  或者  $y$  的斜率. 这样 (4) 式可变形为

$$\theta_m = -K_m/k. \quad (14)$$

利用 (14) 式, 可通过 Airy 光束的初始附加相位的斜率  $K$  来计算出光束的初始入射角  $\theta$ . 当有限能量 Airy 光束的入射角分别为 0 和 5 mrad 时, 它们的相位分布曲线分布如图 8(a) 中的实线和短划线所示. 它们的相位之差是由入射角引起的额外附加相位  $\Delta\varphi$ , 见图 8(a) 中的点线. 由 (14) 式可知, 利用附加相位  $\Delta\varphi$  的直线斜率就可求得此时的光束入射角:

$$\theta = -\frac{K}{2\pi/\lambda} = -\frac{-0.0321}{2\pi/0.98} = 5 \text{ mrad}. \quad (15)$$

(15) 式的计算结果与实际相符. 因此, 通过这种方法, 只要知道 Airy 光纤出射场的相位分布情况, 就可以计算出光束的初始入射角, 从而对出射光束的自由加速能力进行评估. 从图 8(b) 中可看出, 三束波长分别为 970, 980 和 990 nm, 而初始入射角都为 0 的二维有限能量 Airy 光束在传输过程中, 其光束主瓣的偏移量曲线几乎无法分开. 然而, 如果把 980 nm 波长的 Airy 光束的初始入射角变为 5 mrad, 其主瓣的偏移量曲线则明显地和其他曲线分离开. 这说明初始入射角对理想二维有限能量 Airy 光束的自由加速影响巨大; 初始入射角度越大, 光束的偏移越明显, 自由加速的能力越强. 但

光束波长的微小变化则对自由加速能力影响甚微. 在阵列芯 Airy 光纤中, 光波长的变化对其出射的近似 Airy 光场则表现出不一样的性质.

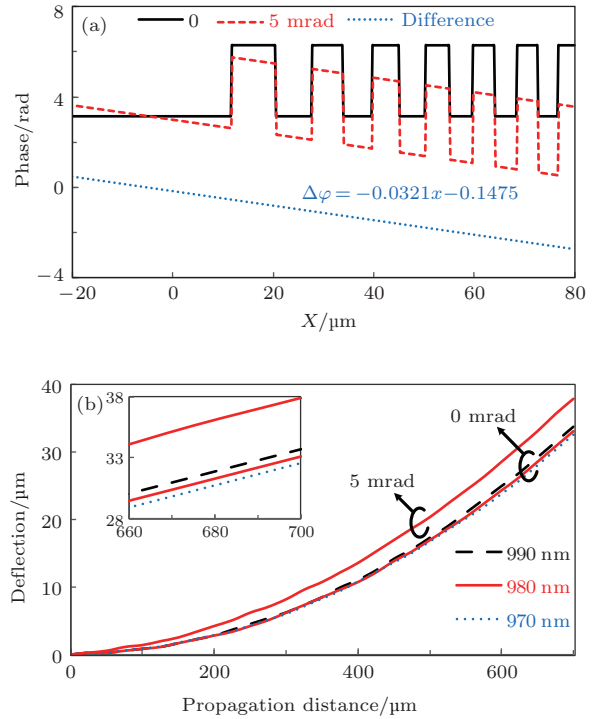


图 8 一维有限能量 Airy 光纤的自由加速特性 (a) 入射角分别为 0 和 5 mrad 的光束的初始相位及其相位差曲线; (b) 不同波长下光束主瓣随传输距离的偏移量变化曲线 (插图为局部视图)

Fig. 8. Self acceleration of 2D Airy finite energy beam: (a) Phase distributions of two truncated Airy beams with different initial launch angle  $\theta_m = 0$  and  $\theta_m = 5$  mrad, the dotted line depicts the phase difference  $\Delta\phi$  of the two beams; (b) the parabolic trajectories of main lobes of the truncated Airy beams with different wavelengths, the enlarged image is shown in the inset.

当二维 Airy 光纤长度为 9.7 mm 时, 图 9 给出了它在光波长为 990, 980 和 970 nm 时的输出光场及其在自由空间中相应的传输图. 除了输出光场的旁瓣能量都随着光波长的减小而出现明显的降低 (见图 9(a)–(c)), 准 Airy 光场各个光瓣 (特别是旁瓣或内部光瓣) 在传输过程中的振幅衰减也明显增大 (见图 9(d)–(f)), “无衍射” 能力也随之减弱. 另外可以很明显地观察到光束朝着 225° 方向弯曲传输, 且 970 nm 情况下的弯曲程度大一些. 下面从 Airy 光纤出射的准 Airy 光场的相位分布特性出发来分析这些问题.

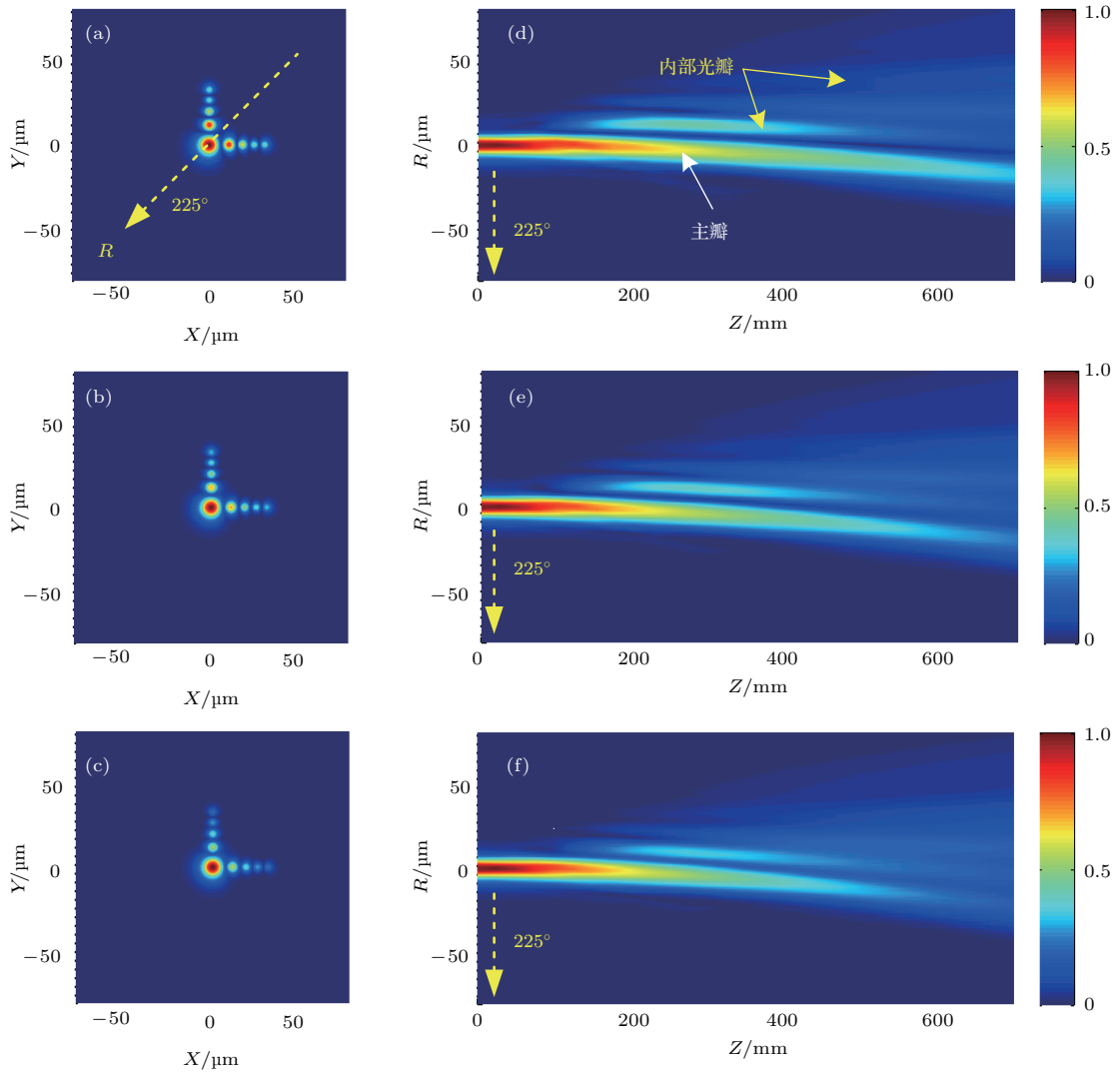


图9 二维 Airy 光纤出射光场的自由加速 (a)—(c) 分别为在光波长为 990, 980 和 970 nm 下 Airy 光纤的出射光场; (d)—(f) 为对应在自由空间 RZ 平面上的传输光场  
 Fig. 9. The amplitude profiles of output beams from 2D Airy fiber with different incident wavelength: (a)  $\lambda = 990$  nm; (b)  $\lambda = 980$  nm; (c)  $\lambda = 970$  nm; (d), (e), (f) are corresponding to wave propagation of (a)—(c) along the 225° axis in free space, respectively.

图 10(a) 分别给出了在波长为 990, 980 和 970 nm 时二维 Airy 光纤出射的准 Airy 光场相位曲线. 图中点划线表示初始入射角为零的理想有限能量 Airy 光场的相位分布, 其相位分布在  $\pi$  和  $2\pi$  之间周期变化. 而准 Airy 光场的相位分布近似于立方相位分布, 它们与理想 Airy 光场的相位差如图 10(b). 从图中可看出, 光波长的不同导致 Airy 光纤出射的准 Airy 光场与理想 Airy 光场的相位差曲线产生分离, 离中央主瓣越远 (即是  $X, Y$  越大) 的旁瓣相位差曲线分得越开. 因此随着波长的改变, 相位差曲线的变化趋势也发生相应变化, 如图 10(c) 所示. 这样, 就得到了二维 Airy 光纤输出的准 Airy 光场相对于理想 Airy 光束的相

位变化趋势. 由 (14) 式可知, 通过这些相位变化趋势直线的斜率就可求得 Airy 光纤输出的准 Airy 光场的等效初始入射角. 对于二维 Airy 光纤的出射光场, 在波长为 990, 980 和 970 nm 时的相位变化趋势直线的斜率分别为:  $-0.0196, -0.0478$  和  $-0.0888$ , 如图 10(c) 所示. 这样, 利用 (14) 式就可计算出相应的准 Airy 光场的初始入射角为 3.1, 7.5 和 13.7 mrad.

通过以上的分析可以发现, 随着光波长的减小, Airy 光纤出射的准 Airy 光场的初始入射角在增加. 由此可以判断, 随着光波长的减小, 准 Airy 光场的自由加速特性在加强. 如图 11 所示, 准 Airy 光场的主瓣偏移量曲线随着光波长的不同而出现



明显的分离, 而偏移量的大小则体现了自由加速特性的强弱. 当输入到光纤的光波长增加时, 其输出的准 Airy 光束在传输过程中的偏移量减小, 图中的结果显然与图 9 的分析结果符合.

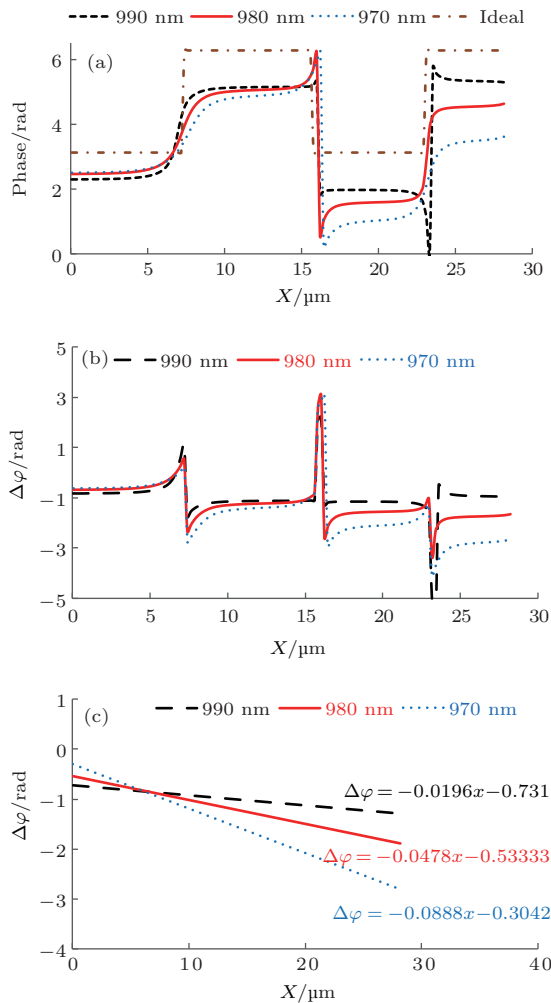


图 10 不同波长下二维 Airy 光纤的出射光场相位分布特性 (a)–(c) 分别为出射场的相位分布、与理想 Airy 光束的相位差分布及其相位差变化趋势

Fig. 10. The phase characteristic of output beam from Airy fibers in different wavelength: (a) The real phase distributions of output beam, the dash-dot line depicts the phase profile of the ideal Airy beam; (b) the additional phase of three output beams compared to ideal truncated Airy beam; (c) is corresponding to linear fitting curves of (b).

如果向阵列芯 Airy 光纤输入一窄带光源的话, 那么其出射光场在传输过程中会出现“色散”, 在光束抛物线形传输路径上, 短波因其具有较强的自由加速能力而处于内侧, 而长波因自由加速特性较弱而处于外侧. 这与因阳光射到空中接近球形的小水滴造成色散及反射而成的彩虹现象类似, 因此我们把这种波长响应特性称为彩虹效应. 在实验中, 改

变理想有限能量二维 Airy 光束的传输路径(改变自由加速特性)的常用方法是通过平移傅里叶透镜来实现, 而这里则利用阵列芯 Airy 光纤对光波长的调制来实现. 这种波长调制异常敏感, 可以到纳米量级. 从图中可以看出, 光波长相差 10 nm 就可造成阵列芯 Airy 光纤出射光场的偏移量曲线的明显差异.

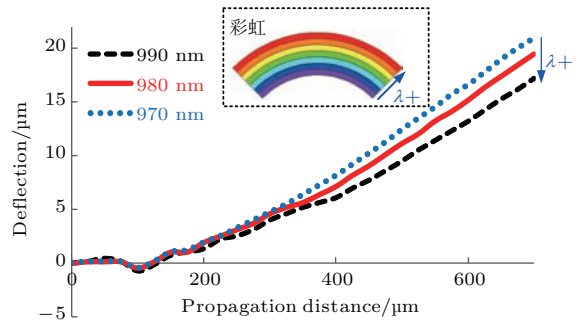


图 11 在不同波长时两种阵列芯 Airy 光纤出射光场的主瓣随传输距离偏移量的变化(插图彩虹示意图)  
Fig. 11. Deflection of main lobes of output beams from the Airy fibers as a function of propagation distance in free space.

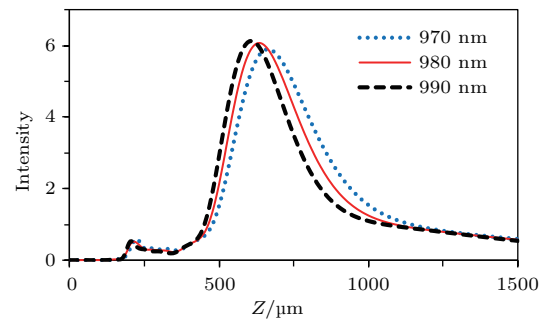


图 12 不同波长下环形 Airy 光纤输出光束在自由空间中传输的 Z 轴光强分布 [31]  
Fig. 12. Intensity curve of output beam from annular-core Airy fiber along Z-axis [31].

其他种类的 Airy 光纤具有类似的波长响应特性, 比如环形 Airy 光纤出射光束在不同波长下其自聚焦点在 Z 轴上会产生偏移, 但其强度几乎没有变化(如图 12 所示). 这种光束横向偏移量随着入射波长变化而改变的特性为 Airy 光纤所特有, 也为 Airy 光纤在不同领域的实际应用提供了多种可能.

## 6 Airy 光纤的潜在应用

近年来, 因为理论的逐渐完善, Airy 光束的应用也得到了极大发展. 由于光纤的优良特性, Airy 光纤也得到了很多研究者的关注. 如图 13 所示,

Guan 等 [22] 将单模光纤表面镀上金膜, 并将部分金膜制成阵列光栅结构, 光纤出射光只从第一个凹槽狭缝中出射并激发表面等离子波, 因为凹槽阵列符合 Airy 结构, 因此解耦出射光会形成极微小的准 Airy 光束, 可广泛应用于光俘获、光束整形、光纤器件集成当中。

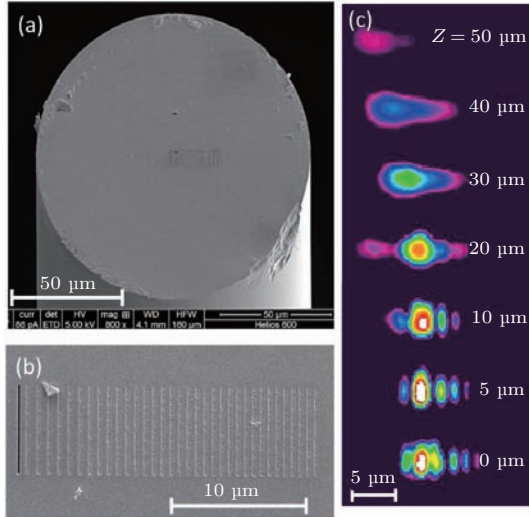


图 13 光纤等离子 Airy 光束生成器 (a) 和 (b) 为金膜微结构光纤的横截面显微图; (c) 不同传输距离光强监测图

Fig. 13. All-fiber Airy-like beam generator: (a) and (b) Scanning electron microscope images of the nanostructured gold-coated optical fiber facet; (c) images profiles at different distances.

巴斯大学的 Gris-Sánchez 等 [33] 则介绍了一种可以出射 Airy 斑模式的光纤, 他们从原理函数出发, 对每一个旁瓣进行模场函数的近似, 从而合并形成近似的最佳模场匹配并由此获得实际光纤折射率分布, 为实际制备 Airy 光束或其他新型光束光纤提供了新方法, 光纤在波长 1550 nm 的情况下, 衰减为 11.0 dB/km, 可应用到天文光信号长程传输领域。

使用二维 Airy 光束 [13] 和环形 Airy 光束可以进行材料微加工。如图 15(a) 所示, 环形 Airy 光束汇聚后会形成贝塞尔光束, 使得焦点附近为一个高强度的“长条”, 并且不会很快弥散, 利用该焦点强聚焦的性质可以进行大纵深的材料打孔。Airy 光纤无疑拥有类似的应用前景, 比如环形 Airy 光纤所出射的准环形 Airy 光束的焦点性质即与此类似。如图 15(b) 所示, 在本文提及的光学下其焦点位置光强非常尖锐, 归一化光强为入射光的 6 倍以上, 增大环形纤芯的直径或者增加环形纤芯的数量都可

以进一步增强聚焦能力, 并且由于光纤的易集成性使得加工装置更加微型化。

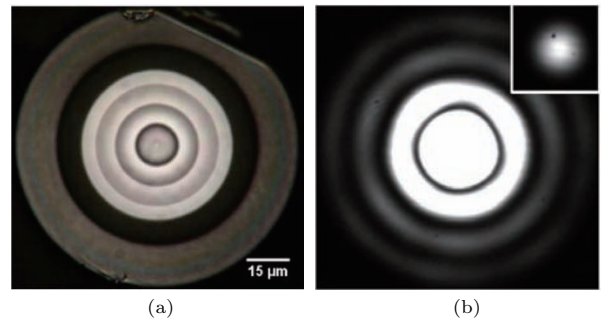


图 14 Airy 斑生成光纤 (a) 光纤横截面显微图; (b) 光纤中的 Airy 斑模场近场图像

Fig. 14. The Airy disc fiber: (a) Optical micrograph of the Airy disc fiber; (b) measured near-field image of the output of the fiber when trying to excite the Airy mode.

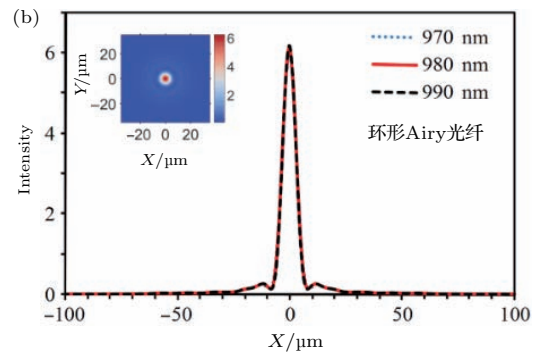
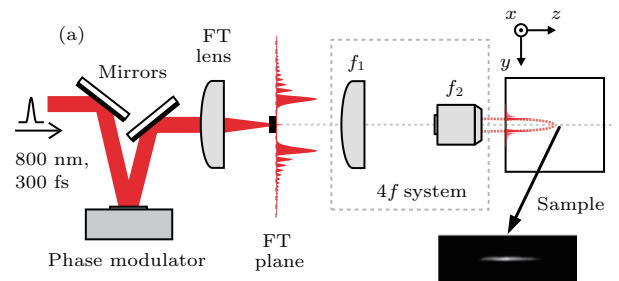


图 15 环形 Airy 光束材料的微加工应用 (a) 材料微加工实验装置 [15]; (b) 环形 Airy 光束焦点位置光强

Fig. 15. Materials processing by using abruptly autofocusing beam: (a) Experimental setup [15]; (b) the transverse intensity profile of focus of annular Airy fiber.

若将 Airy 光束用作光镊, 其散射力可驱动微粒获得沿光束传输方向上的动量。如图 16 所示 [34], Airy 光束在无衍射传输段其主旁瓣泾渭分明, 处于路径上的微粒会弯曲传输。所以一些研究者将其应用在微粒引导 [9]、路径清扫 [35], 粒子分选等 [36] 方面, 在生物化学、医疗领域有很好的前景。而 Airy 光纤可生成微小的 Airy 光束, 同样可以实现以上

功能,且理论上并无显微视场即操作范围的限制,可实现观测与微操装置的分隔。



图 16 Airy 场下微粒传输示意

Fig. 16. The guiding effect of an Airy beam.

近几年还有报道 Airy 光束被应用改善显微镜近场成像分辨率<sup>[12]</sup>、产生和操控 Airy 型金属表面等离子体激元等<sup>[17-19]</sup>领域,逐渐呈现出完善 Airy 光束理论发展的同时,应用更加多样化、专业化的特点.且 Airy 型波包并不局限于光学、微波、声波、超声波、电子波等多领域,结合 Airy 光纤技术与这些领域建立有机联系,同样具有非常大的应用潜力。

## 7 结 语

本文从 Airy 光束的理论出发介绍了多种 Airy 光纤设计原理及其结构特点;基于耦合模理论讨论了光纤中传输场特点以及 Airy 场转换重构的原理;重点讨论了 Airy 光纤对波长的响应特点;对比 Airy 光束的实际研究意义,介绍了 Airy 光纤潜在的应用范围.我们认为:可生成准 Airy 光束的 Airy 光纤不仅可拥有 Airy 光束的多数已知优点,更因为本身光纤的易操控易集成等特点进一步地拓展了 Airy 光束的应用范围,使得此新型光束有了更大的发展前景.现阶段我们的工作主要体现在构造新型 Airy 光束及其生成机理方面,而研究复杂环境对 Airy 光纤的影响——比如力场、温度场、声场等多种感知量对 Airy 光场的影响——探索光纤传感方面的多重应用,会成为以后研究工作的重点之一。

## 参考文献

[1] Durnin J 1987 *J. Opt. Soc. Am. A* **4** 651

- [2] Durnin J, Miceli Jr J J, Eberly J H 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1499
- [3] Turunen J, Friberg A T 2010 *Prog. Opt.* **54** 1
- [4] Berry M V, Balazs N L 1979 *Am. J. Phys.* **47** 264
- [5] Unnikrishnan K, Rau A R P 1996 *Am. J. Phys.* **64** 1034
- [6] Siviloglou G A, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 979
- [7] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, et al. 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 213901
- [8] Baumgartl J, Mazilu M, Dholakia K 2008 *Nat. Photon.* **2** 675
- [9] Zhang P, Prakash J, Zhang Z, et al. 2011 *Opt. Lett.* **36** 2883
- [10] Zheng Z, Zhang B F, Chen H, et al. 2011 *Appl. Opt.* **50** 43
- [11] Zhao J, Chremmos I D, Song D, et al. 2015 *Sci. Rep.-UK* **5**
- [12] Vettenburg T, Dalgarno H I C, Nylk J, et al. 2014 *Nat. Methods* **11** 541
- [13] Mathis A, Courvoisier F, Froehly L, et al. 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 071110
- [14] Mathis A, Froehly L, Furfaro L, et al. 2013 *J. Eur. Opt. Soc.-Rapid* **8** 13019
- [15] Papazoglou D G, Panagiotopoulos P, Couairon A, et al. 2013 *Lasers and Electro-Optics* San Jose, United States, June 9-14, 2013 p1
- [16] Polynkin P, Kolesik M, Moloney J V, et al. 2009 *Science* **324** 229
- [17] Minovich A, Klein A E, Janunts N, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 116802
- [18] Salandrino A, Christodoulides D N 2010 *Opt. Lett.* **35** 2082
- [19] Zhang P, Wang S, Liu Y, et al. 2011 *Opt. Lett.* **36** 3191
- [20] Hu Y, Zhang P, Lou C, et al. 2010 *Opt. Lett.* **35** 2260
- [21] Ellenbogen T, Voloch-Bloch N, Ganany-Padowicz A, et al. 2009 *Nat. Photon.* **3** 395
- [22] Guan C, Ding M, Shi J, et al. 2014 *Opt. Lett.* **39** 1113
- [23] Deng H, Yuan L 2013 *Opt. Lett.* **38** 1645
- [24] Deng H, Yuan L 2013 *J. Opt. Soc. Am. A* **30** 1404
- [25] Efremidis N K, Christodoulides D N 2010 *Opt. Lett.* **35** 4045
- [26] Chremmos I, Efremidis N K, Christodoulides D N 2011 *Opt. Lett.* **36** 1890
- [27] Vaveliuk P, Lencina A, Rodrigo J A, et al. 2014 *Opt. Lett.* **39** 2370
- [28] Vaveliuk P, Lencina A, Rodrigo J A, et al. 2015 *J. Opt. Soc. Am. A* **32** 443
- [29] Landau L D, Lifshitz E M 1958 *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory* (Vol. 3) (Amsterdam: Elsevier)
- [30] Snyder A W 1972 *J. Opt. Soc. Am. A* **62** 1267
- [31] Deng H, Yuan Y, Yuan L 2016 *Opt. Lett.* **41** 824
- [32] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, et al. 2008 *Opt. Lett.* **33** 207
- [33] Gris-Sánchez I, van Ras D, Birks T A 2016 *Optica* **3** 270
- [34] Christodoulides D N 2008 *Nat. Photon.* **2** 652
- [35] Baumgartl J, Čižmár T, Mazilu M, et al. 2010 *Opt. Express* **18** 17130
- [36] Baumgartl J, Hannappel G M, Stevenson D J, et al. 2009 *Lab on Chip* **9** 1334

SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# Airy fiber: waveguides array coupling based light beam control method\*

Zhao Hao-Yu<sup>2)</sup> Deng Hong-Chang<sup>1)2)</sup> Yuan Li-Bo<sup>1)†</sup>

1) (*Photonics Research Center, Guilin University of Electronics Technology, Guilin 541004, China*)

2) (*Key Laboratory of In-Fiber Integrated Optics, Ministry of Education, College of Science, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*)

( Received 11 October 2016; revised manuscript received 24 March 2017 )

## Abstract

Recently, Airy beam as a kind of non-diffracting beam, has attracted a great deal of attention due to its unique properties to have propagation-invariant intensity profile, remain transverse accelerating and exhibit “self-healing” features. Therefore, Airy beams have found many potential applications, such as optical micro-manipulation, imaging technology, surface plasmon polaritons and laser micromachining. Airy optical fiber as a kind of waveguide device can be applied for the Airy beam generation, carry out the exploration of new Airy fiber and expand the Airy beam application range, has important practical significance. In this paper, we give an systematical introduction from the view of the Airy beam working principle, Airy fiber structure design, Airy fiber beam generated internal mechanism, Airy beam wavelength response characteristics, and Airy fiber applications.

**Keywords:** Airy beam, non-diffracting beam, free acceleration, microstructured fiber

**PACS:** 42.81.Qb, 42.25.Fx, 42.82.Et

**DOI:** 10.7498/aps.66.074211

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundations of China (Grant Nos. 61290314, 61535004, 11274077, 61675052), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2015M581428), and the Heilongjiang Postdoctoral Fund, China (Grant Nos. LBH-Z15039, LBH-TZ1605).

† Corresponding author. E-mail: [lbyuan@vip.sina.com](mailto:lbyuan@vip.sina.com)



光纤光热干涉气体检测技术研究进展

苗银萍 靳伟 杨帆 林粤川 谭艳珍 何海律

Advances in optical fiber photothermal interferometry for gas detection

Miao Yin-Ping Jin Wei Yang Fan Lin Yue-Chuan Tan Yan-Zhen Hoi Lut Ho

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 074212 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.074212

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074212>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

锥柱型光纤探针在表面增强拉曼散射方面的应用

Application of cone-cylinder combined fiber probe to surface enhanced Raman scattering

物理学报.2017, 66(4): 044208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.044208>

环绕空气孔结构的双模大模场面积多芯光纤的特性分析

Dual-mode large-mode-area multi-core fiber with circularly arranged airhole cores

物理学报.2017, 66(2): 024210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024210>

基于色散效应的光纤光栅高速高精度解调方法研究

High speed and high precision demodulation method of fiber grating based on dispersion effect

物理学报.2017, 66(1): 014206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014206>

基于偏振延时干涉技术的光子波形产生技术研究

Photonic microwave waveform generation based on polarization delay interference

物理学报.2016, 65(22): 224203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.224203>

少模光纤的弯曲损耗研究

Study on bending losses of few-mode optical fibers

物理学报.2016, 65(6): 064208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.064208>

专题: 光纤传感

## 光纤光热干涉气体检测技术研究进展\*

苗银萍<sup>1)2)</sup> 靳伟<sup>1)2)†</sup> 杨帆<sup>1)2)</sup> 林粤川<sup>1)2)</sup> 谭艳珍<sup>1)2)</sup> 何海律<sup>1)2)</sup>

1)(香港理工大学, 电机工程学系, 香港)

2)(香港理工大学深圳研究院, 深圳 518057)

(2017年4月1日收到; 2017年4月5日收到修改稿)

本文阐述光纤光热干涉气体检测的基本原理, 从光纤光热相位调制的产生、动态过程、探测方法以及响应时间等方面出发, 综述本课题组在光纤光热干涉气体检测方面的最新工作进展. 光纤光热干涉技术具有灵敏度高、动态范围大、测量不受散射及其他损耗影响等优势, 能够实现小型化、多点复用、组网及远程监测, 在环境、医疗、安防等领域具有重要的应用.

**关键词:** 光热光谱法, 空芯光子带隙光纤, 气体传感器, 干涉仪, 光纤传感器

**PACS:** 42.81.-i, 78.20.nb, 07.07.Df, 07.60.Ly

**DOI:** 10.7498/aps.66.074212

## 1 引言

痕量气体检测在环境保护、安防、医疗等众多领域有重要的应用. 传统的气体检测技术通常是基于非光学的检测, 包括半导体、电化学传感器等<sup>[1,2]</sup>, 容易与其他气体成分产生交叉敏感或受敏感膜表面污染等不利因素的影响. 激光光谱吸收法以比尔-朗伯(Beer-Lambert)定律为依据, 通过测量不同物质吸收谱线的位置和强度, 可以同时确定物质的种类和浓度. 基于光谱吸收的气体传感器具有灵敏度高、选择性强、响应速度快等特点<sup>[3-5]</sup>.

光纤气体传感器可实现远距离测量, 特别适合于有毒、有害、易燃、易爆、强电磁干扰等恶劣环境下应用. 光纤气体传感器一般由一对光纤准直器组成的开放路径气室来实现, 通过更换光源对准相应的吸收谱线, 可以用同一气室对不同种类的气体进行检测. 然而, 由于气体分子在光纤的低损耗传输窗口(约0.5~1.8  $\mu\text{m}$ )吸收较弱, 因此探测灵敏度有限. 通过增加吸收路径长度可提高检测灵敏度, 但由于开放路径气室体积和损耗等的限制, 其长度不能太长. 我们曾经报道了基于光子晶体光纤的倏

逝场吸收型气体传感器<sup>[6-8]</sup>, 不仅可以实现光和气体的长距离相互作用, 而且可将光纤盘绕, 实现较小的传感器件. 然而光子晶体光纤中的空气孔中倏逝场能量所占比例较小, 其灵敏度存在一定的局限性.

空芯光子带隙光纤(HC-PBF)是一种新型的光波导, 在一定波长范围(光子带隙)内能够将95%以上的光场能量限制在空气芯中传输<sup>[9]</sup>. 常见的一种商用HC-PBF为NKT的HC-1550-02光纤, 在其传输窗口(1500—1700 nm)的传输损耗约为20 dB/km. 该窗口覆盖CO, CO<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub>, H<sub>2</sub>S, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>等多种气体的吸收带. HC-PBF可以同时作为光波导和吸收气室, 在空芯区可实现强的长距离的光和气体的相互作用. 而且HC-PBF在弯曲半径很小时损耗也不增加, 因此可以通过将长光纤缠绕来实现较长的光程, 且不会增加传感头的体积. HC-PBF可以直接和普通单模光纤熔接<sup>[10]</sup>, 形成全光纤式气体传感器. 自从2004年, Hoo等<sup>[11]</sup>首次实验演示了基于HC-PBF的光谱吸收型气体传感器以来, 研究人员在HC-PBF气体检测方面开展了大量的研究工作<sup>[12-15]</sup>. 然而由于受到多路径

\* 国家自然科学基金(批准号: 61535004, 61290313)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: eewjin@polyu.edu.hk

相干等噪声的影响,其浓度探测下限仅为ppm(百万分之一)量级<sup>[16,17]</sup>.

光热光谱法是一种测量光学吸收和样品热特性的高灵敏度激光光谱分析方法.相对于直接吸收法,光热光谱法并不直接测量透射光谱的变化,而是测量气体光吸收所引起的热效应.光热信号能够直接反映气体吸收的情况,具有与光谱吸收型传感器相同的良好气体选择性.由于光路中的散射、反射等损耗不会产生光热信号,因此光热探测方法更能准确测量气体吸收的情况<sup>[18]</sup>.其中基于相位检测的光热干涉法可以通过提高激光功率以及气体与光的有效作用长度来提高测量灵敏度,是一种有潜力的痕量气体检测方法.

最近,本研究小组研究了HC-PBF中的光热相位调制效应,演示了一种基于光热干涉技术的新型高灵敏全光纤痕量气体检测方法<sup>[19]</sup>.该方法基于纤芯中气体吸收产生的光热效应对传输光的相位调制,结合先进的光纤干涉仪解调技术,克服了传统光谱吸收型光纤气体传感器的主要性能限制因素,实现了ppb量级的气体探测.

## 2 光纤光热干涉法基本原理

### 2.1 光热效应

1) 光热光谱法的基本物理过程如图1所示.当待测气体与特征波长光束发生相互作用时,部分光能量被气体分子吸收,分子从低能级态跃迁至激发态,受激态分子以非辐射弛豫方式释放出所吸收的能量,并将其全部或部分转换为热能,导致介质温度的变化<sup>[18]</sup>.局域温度变化还引起气体的密度和压力变化,最后引起折射率的变化.折射率变化与激励光功率密度( $I$ )、气体分子浓度( $C$ )及吸收系数 $\alpha(\lambda)$ 的关系由下式给出:

$$\Delta n \propto \alpha(\lambda) \cdot C \cdot I, \quad (1)$$

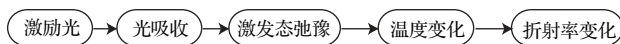


图1 光热光谱法的基本原理<sup>[18]</sup>

Fig. 1. Principle of photothermal (PT) spectroscopy.

### 2) 光热干涉法的基本原理

常用的光热检测技术法包括光热透镜<sup>[20]</sup>、光热偏转<sup>[21]</sup>、光热折射<sup>[22]</sup>和光热干涉等<sup>[23,24]</sup>.光热干涉测量技术是一种将光热效应与光学干涉测量技术结合在一起的方法,通常采用“抽运-探测”结

构,将一束强度或波长调制的抽运光和一束探测光沿着相同的路径传输,由于气体分子对抽运光(也称激励光)的吸收而引起局部折射率变化,从而导致对探测光束的相位调制,如图2所示.

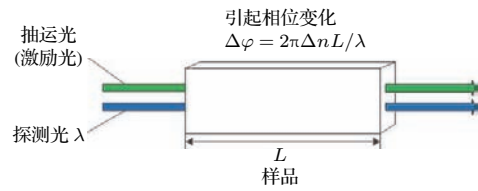


图2 光热相位调制的基本概念

Fig. 2. Basics of PT phase modulation.

假定抽运光功率为 $P_{\text{pump}}$ ,模场半径为 $\omega$ ,作用长度为 $L$ ,由(1)式和图2得到其相位变化大小为<sup>[25]</sup>:

$$\Delta\varphi \propto \frac{P_{\text{pump}}}{\pi\omega^2} L\alpha(\lambda)C. \quad (2)$$

### 2.2 HC-PBF中的光热相位调制

HC-PBF中的光热相位调制过程如图3所示.沿HC-PBF传输的抽运光被空芯中的气体分子吸收后,气体局部温度、密度和压强受到影响,改变了空芯中气体折射率的分布,也会导致光纤横向尺寸和长度变化<sup>[19,26,27]</sup>.当一束探测光在同一段HC-PBF中传输时,光纤内探测光所积累的相位将被调制,其相位变化大小也由(2)式表达.

然而,相比于自由空间的光热干涉系统,使用HC-PBF具有明显的优点.首先,抽运光、探测光和样品可以在空芯中完美重叠,能够实现很高的激发和探测效率.商用HC-PBF的基模模场直径小至5—10  $\mu\text{m}$ <sup>[28-30]</sup>,比典型的自由空间光束直径(约1 mm)小2个数量级<sup>[23,24,31,32]</sup>.这意味着对于相同的功率,HC-PBF中的抽运光功率密度更高,可以超过自由光束功率密度的4个数量级,大大增强了热量的产生效率.换句话说,为了达到相同的抽运功率密度,可以使用更低的抽运激光功率,从而降低了传感系统的成本.其次,HC-PBF的基模可以被很好地限制在空芯中,在几米以至于几百米的传输中具有很低的损耗,吸收长度可比自由空间系统长10到 $10^4$ 倍.因此,采用HC-PBF小的光斑尺寸和长的吸收长度可以使光热相位调制的整体效率大大增加,从而可实现高效率的光热光纤器件或传感器.

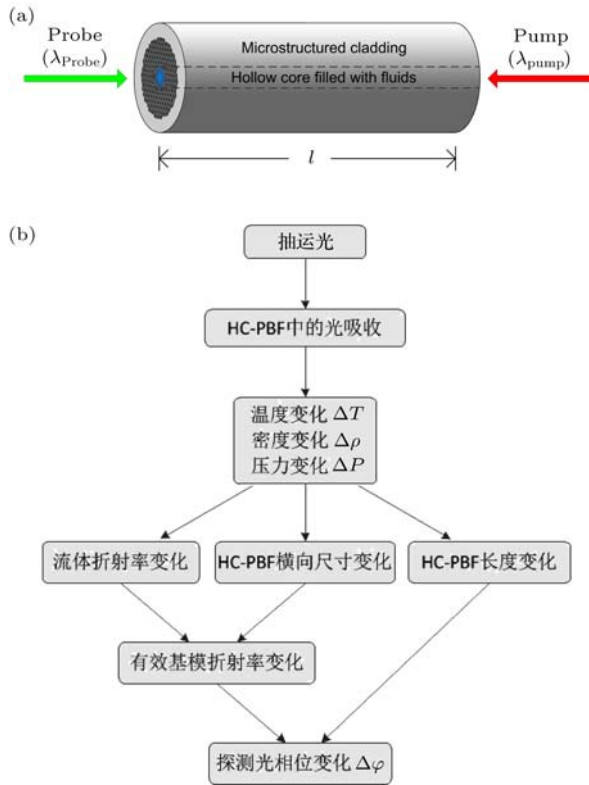


图3 HC-PBF中光热效应引起的相位调制原理图 (a) 调制的抽运光和探测光在充满流体(气体)的HC-PBF中反向传输; (b) HC-PBF中产生相位调制的过程示意图<sup>[19]</sup>  
 Fig. 3. PT phase modulation in a HC-PBF. (a) Modulated pump beam ( $\lambda_{\text{pump}}$ ) and constant probe beam ( $\lambda_{\text{probe}}$ ) are counter-propagating in a fluid-filled HC-PBF; (b) processes involved in producing phase modulation in a HC-PBF<sup>[19]</sup>.

### 3 空芯光纤光热干涉气体传感系统

为了实现高性能的光热干涉气体检测,既要产生大的光热相位调制,又要准确地进行相位解调.相位调制可用抽运光波长或强度调制的方法来实现,可以是正弦或其他波形调制的连续光,也可以是脉冲光.光热相位调制的效率与调制方式以及调制参数有关;同时,光热相位调制可应用不同的干涉仪结构进行解调.

下面介绍本组在光热相位调制的产生及解调方面的一些实验和理论研究成果.

#### 3.1 正弦调制的连续激光抽运光热传感器

##### 1) 基于Mach-Zehnder干涉仪相位解调方案

首次关于光纤光热干涉气体检测的报道是利用双光束Mach-Zehnder干涉仪(MZI)来实现<sup>[19]</sup>,其实验装置如图4所示.分布反馈式半导体激光器(DFB)作为抽运光并且以50 kHz的频率对其波长进行调制,它的中心波长扫过乙炔气体( $\text{C}_2\text{H}_2$ )在1530.371 nm处的P(9)吸收线.在相对气体浓度为100%时,该吸收线的峰值吸收系数为 $\alpha = 1.165 \text{ cm}^{-1}$ .外腔激光器(ECDL)作为MZI的探测光源,其波长远离乙炔的吸收峰.MZI的输出(探测器PD2)通过锁相放大器进行解调,其输出波

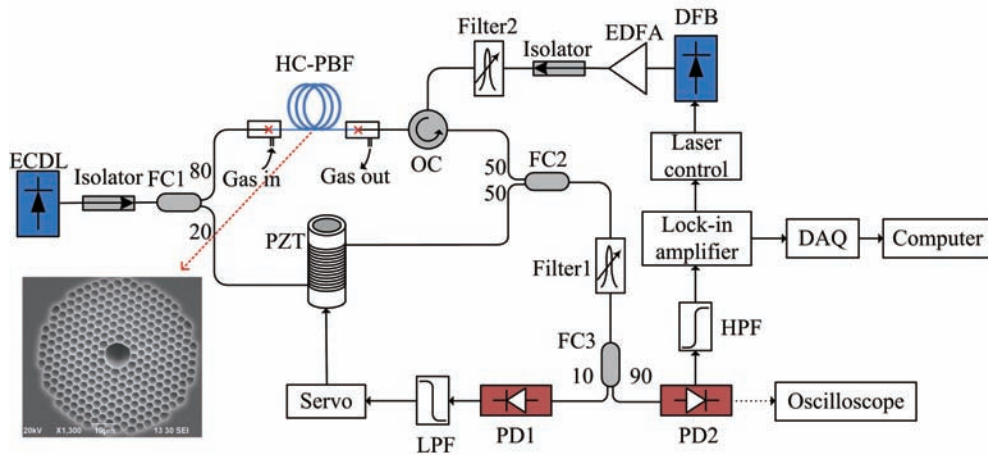


图4 HC-PBF光热气体探测实验装置示意图,其中插图为HC-1550-02光纤的截面SEM图. DFB, 分布反馈激光器, 用作抽运光源; ECDL, 外腔激光器, 用作探测光源; Filter 1, 滤波器, 用于滤除未被吸收的抽运光; Filter 2, 滤波器, 用于减小EDFA的自发辐射噪声; PD1-PD2, 光电探测器; OC, 光环形器; FC1-FC3, 光纤耦合器; EDFA: 掺铒光纤放大器; PZT: 压电陶瓷相位补偿器<sup>[19]</sup>  
 Fig. 4. Experimental set-up for gas detection with HC-PBF, and the inset is the SEM image of the HC-1550-02 fiber. DFB, distributed feedback laser (the pump); ECDL, external-cavity diode laser (the probe); Filter 1 is used to filter out the residual pump and Filter 2 to minimize the effect of EDFA's ASE noise. Output from PD1 passes a low-pass-filter (LPF) and is used for interferometer stabilization. Output from PD2 contains the PT-induced phase modulation signal. DAQ, data acquisition; EDFA, erbium-doped fibre amplifier; FC1-FC3, fibre couplers; OC, optical circulator; PD1-PD2, photo-detectors; PZT, piezoelectric transducer<sup>[19]</sup>.



形也可以通过示波器进行观测. 我们采用二次谐波解调, 其幅值的大小正比于待测气体的浓度.

MZI的一个臂为传感用的HC-PBF, 其横截面如图4的插图所示, 纤芯直径为11 μm; 另一个臂为参考臂, 包括一个压电陶瓷(PZT)缠绕多圈标准单模光纤(SMF)制成的相位补偿器. 为了实现最大相位检测灵敏度, MZI需要工作在如图5所示的正交点(即Q点)附近, 在其他工作点(如B点)会导致解调信号产生畸变和强度降低. 然而由于MZI对于外界环境的扰动十分敏感, 因此需要利用相位补偿器及反馈控制的方法把MZI锁定在Q点处[33], 此时相位变化与输出光强度成线性关系并且转换效率最高.

利用图4所示的装置, 我们对气体的测量下限进行了评估. 传感用HC-PBF的长度为10 m, 光纤两端分别与标准单模光纤尾纤进行连接, 在靠近空芯光纤/单模光纤两个熔接点处分别用飞秒激光制作微通道, 使得气体可以注入到HC-PBF的纤芯中. 图6(a)是不同抽运光功率下抽运光波长扫过乙炔P(9)吸收线时锁相放大器的二次谐波(信号)输出曲线. 实验所用乙炔气体的浓度为10 ppm. 图6(b)所示为抽运光波长远离吸收峰并固定在1530.53 nm时的二次谐波(噪声)输出情况. 由于背景吸收, 开启抽运光时始终存在一个恒定偏差. 当抽运功率为15.3 mW时, 通过对比信号与噪声, 可以计算得到噪声等效气体浓度(NEC)为2 ppb (1σ), 对应的等效噪声吸收系数(NEA)为2.3 × 10<sup>-9</sup> cm<sup>-1</sup>.

应用和图4相似的实验装置, 我们对HC-PBF光热气体传感器的动态范围进行了评估. 用一段长

度为0.62 m的HC-1550-02光纤作为传感光纤, 其两端分别与单模光纤尾纤熔接, 利用飞秒激光在其侧面制备了15个微通道直达纤芯, 这样可以使不同浓度的气体较快地充入光纤的纤芯[19]. 图7为不同乙炔气体浓度下(50 ppm-6%)的二次谐波锁相输出信号, 当乙炔浓度小于1.6%时, 其输出和浓度近似成线性关系, 而当超过了这个数值, 非线性变的较为严重. 1σ NEC的探测极限为30 ppb (NEA为3.5 × 10<sup>-8</sup> cm<sup>-1</sup>), 线性动态范围约为6个数量级(5.3 × 10<sup>5</sup>). 比传统的吸收型光纤气体传感器的探测下限和动态范围均高出约3个数量级[19,34].

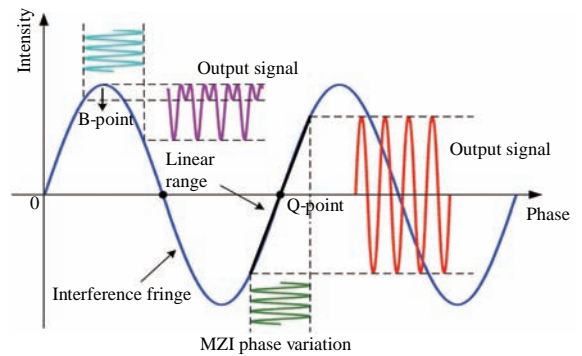


图5 MZI输出光强和相位差之间的关系及在不同工作点处对相位调制的响应[25]  
Fig. 5. Illustration of phase to intensity conversion in a MZI at different operating points [25].

## 2) 基于Fabry-Perot及光纤模间干涉的相位解调方案

光热相位解调还可用Fabry-Perot干涉仪(FPI)来实现[35], 如图8所示. 两个单模光纤与HC-PBF连接处的端面可以构成一个低明锐度的光

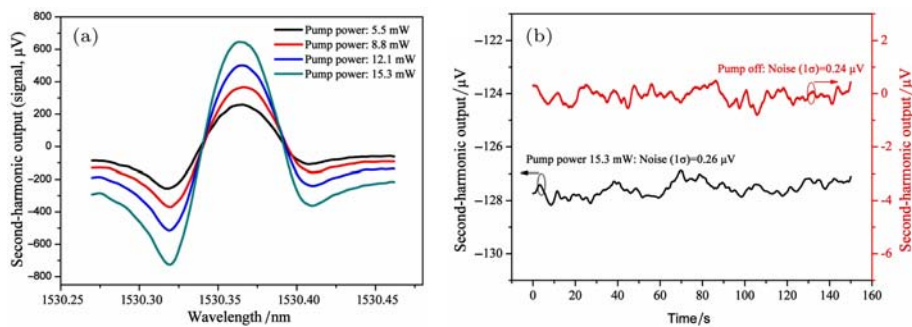


图6 光热干涉气体检测实验结果 (a) 当抽运光扫过乙炔P(9)吸收线(1530.371 nm)时的二次谐波锁相输出信号; (b) 抽运光开/关情况下二次谐波的输出, 上曲线表示的是抽运光关闭时的信号, 下曲线为15.3 mW抽运光固定在远离吸收波长时的信号(1530.53 nm). 乙炔气体浓度为10 ppm(氮气为平衡气体), 探测带宽为0.094 Hz[19]  
Fig. 6. Experimental results of PT interferometry gas sensor with HC-PBF: (a) Second harmonic lock-in output (signal) when pump laser is tuned across the P(9) line of acetylene at 1530.371 nm; (b) second harmonic lock-in output (noise) when the pump wavelength is fixed to 1530.53 nm [19].

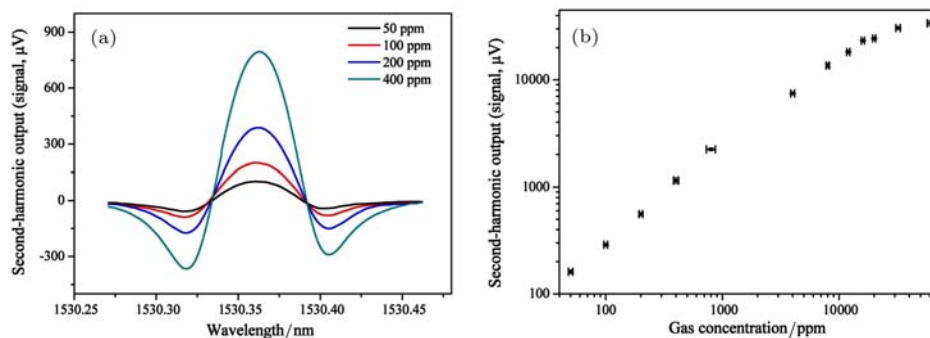


图7 (a) 当抽运光扫过乙炔的P(9)吸收线(1530.371 nm)时,不同气体浓度(50, 100, 200, 400 ppm)对应的二次谐波锁相输出信号曲线。(b) 二次谐波信号(峰-峰值)随气体浓度的变化曲线<sup>[19]</sup>

Fig. 7. (a) Second harmonic signal for different gas concentration (50, 100, 200, 400 ppm); (b) second harmonic signal (peak-to-peak value) as function of gas concentration<sup>[19]</sup>.

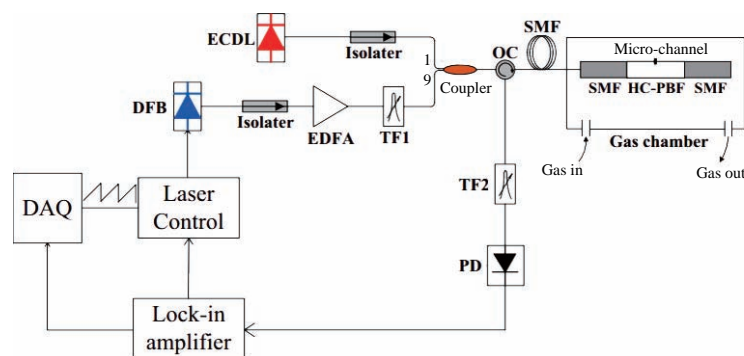


图8 基于FPI的光热气体探测系统结构示意图 TF1, 可调滤波器, 滤除EDFA的放大自发辐射噪声; TF2, 滤除未吸收的抽运光; EDFA, 掺铒光纤放大器; OC, 光环行器; TF1和TF2为可调滤波器; PD, 光电探测器; ECDL, 可调激光光源<sup>[35]</sup>

Fig. 8. Experimental setup for PT gas detection based on FPI. TF1 is used to minimize the EDFA's amplified spontaneous emission noise and TF2 to remove the pump light. EDFA, erbium-doped fiber amplifier; TF, tunable filter; OC, optical circulator; PD, photo-detector; DAQ, data acquisition; ECDL, tunable laser source<sup>[35]</sup>.

纤FPI. 当一束调制的抽运光被气体分子吸收后, 经两个单模光纤端面反射的探测光的相位差被调制, 其调制的幅值与气体的浓度成正比. 通过选择合适的探测波长, 可使干涉仪工作在正交 $Q$ 点上(参考图5), 实现相位的线性解调. 利用分布反馈式半导体激光器(DFB)作为抽运光, 用乙炔气体作为测试气体对系统的探测下限进行了测量. FPI由2 cm的HC-PBF和单模光纤熔接而成, 在HC-PBF侧面用飞秒激光打孔直至纤芯, 用于加载气体. 当抽运光功率为109 mW时, 探测极限约为440 ppb. 当抽运光对准乙炔在1530.371 nm处的P(9)吸收线时, 我们测试了气体加载过程中传感系统的时间响应, 如图9所示. 对于信号变化0—90%, 上升时间约为19 s. 与MZI相比<sup>[19]</sup>, 光纤FPI传感器具有简单结构、尺寸小、响应速度快等优点, 同时对外界环境也不敏感, 所需的气体样品也更少, 因此更加适合实际场合的应用.

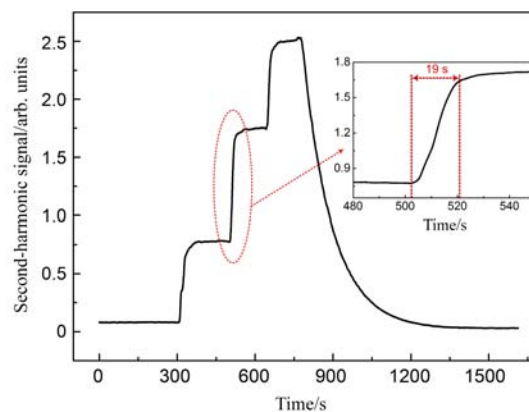


图9 充气过程中二次谐波输出信号的变化情况<sup>[35]</sup>

Fig. 9. Second-harmonic signal as a function of gas loading when the pump wavelength was tuned to the absorption peak at 1530.371 nm<sup>[35]</sup>.

现有的HC-PBF并不是单模光纤, 可支持多个传输模式, 因此可用模式干涉来实现相位解调, 进行光热气体探测<sup>[36]</sup>. 具体原理如下: 空芯中气体分

子吸收抽运光能量后会同时对基模和高阶模(包层模)产生相位调制. 由于包层模模场与空芯中气体折射率变化的重叠程度相对基模而言要小很多, 这将导致基模与包层模之间存在一定的相位差, 且与气体浓度成正比. 应用光纤模间干涉相位解调, 以分布反馈式半导体激光器(DFB)作为抽运光, 将其中心波长扫过乙炔气体(C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>)在1530.371 nm处的P(9)吸收线, 用长度为0.3 m的HC-PBF作为传感光纤, 当抽运光功率为14.9 mW, 得到的1 $\sigma$  NEC探测极限约为1 ppm<sup>[25]</sup>.

### 3) 基于Sagnac干涉仪的相位解调方案

前述基于MZI, FPI和模式干涉仪的相位解调系统, 需要通过PZT反馈或调节探测光源波长的方法, 使干涉仪工作在较为灵敏的线性区域, 如上图5中的Q点. 众所周知, 光纤中模式的相位会随环境发生变化, 引起工作点的漂移, 因此连续调节或反馈控制不可避免. 此外, 当每次更换传感光纤, HC-PBF的长度不可能一致, 因此整个系统需要重新进行校准. 下面介绍我们采用的Sagnac干涉仪的全光纤且内在稳定的光热干涉相位解调系统. 此系统不需要反馈控制或光源调节, 可自动获得相位调制的线性解调, 且对传感HC-PBF的长度不敏感, 可作为一个通用的光热相位解调系统.

光纤Sagnac干涉仪也是一种双两束干涉仪, 但两束光在同一根光纤中相向传输, 两束光的相位同时受到外界的影响, 而其相位差基本不随环境的变化而变化, 也就是说干涉仪的工作点可保持稳

定. 但一般的Sagnac干涉仪的工作点在相位差零点附近, 由于干涉仪输出和相位差之间的余弦关系, 这一工作点对相位变化并不敏感<sup>[37]</sup>. 解决的方法之一是在光纤环中引入移频器, 使两束相向传输的光之间在干涉仪输出处具有 $\pi/2$ 的相位差, 从而使干涉仪工作在正交工作点上<sup>[38]</sup>. 我们采用的是如图10所示的3 $\times$ 3耦合器的方法<sup>[39]</sup>. 3 $\times$ 3耦合器的任意两个输出端之间相位差恒定为 $2\pi/3$ , 利用平衡探测的方法可以实现输出信号与光热相位调制之间的线性关系. 另外, 平衡探测的方式还可以减小激光强度噪声的影响. 为减小相干散射和反射噪音, 我们采用中心波长在1550 nm的宽谱光源(BS)作为系统的探测光, 分布反馈激光器(DFB)作为抽运光源. 由于时延单模光纤(SMF)的存在, 周期性的光热相位调制使顺时针(CW)和逆时针(CCW)的探测光产生相位差. 当光热相位调制的频率符合Sagnac环的最佳工作频率 $f_m = 1/(2\Delta\tau)$ 时, 两束相向传输光之间的相位差变化可以实现最大化, 这里,  $\Delta\tau$ 是单模光纤引起的时延. 我们所用的单模光纤长度为2 km, 时延是10  $\mu$ s, 对应最佳工作频率为50 kHz. 所用的传感光纤为前述长度为0.62 m的HC-PBF样品.

利用图10所示的系统, 用乙炔气体作为测试气体对系统的探测下限进行了测量. 当抽运光功率为20.2 mW时, 相应的探测极限达356 ppb<sup>[39]</sup>, 和MZI检测方法的结果接近. Sagnac系统的优势在于工作点稳定, 即不需要反馈控制去稳定工作点.

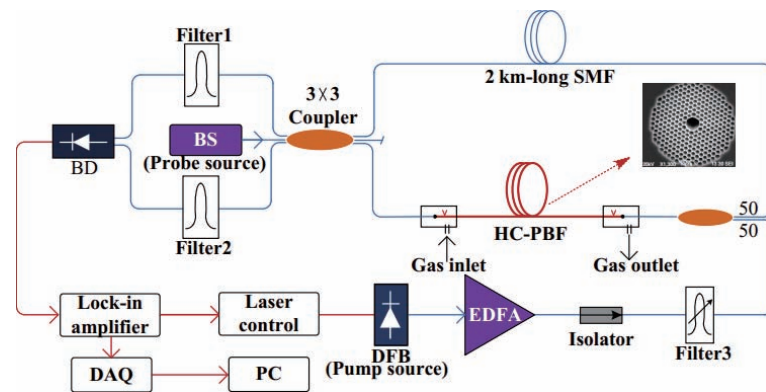


图10 基于3 $\times$ 3耦合器的Sagnac干涉仪气体探测系统结构示意图. Filter 3, 可调滤波器, 用于滤除EDFA产生的自发辐射噪音; Filter 1,2, 固定波长滤波器, 用于滤除未被吸收的抽运光; DFB, 分布反馈激光器, 用作抽运光源; BS, 宽谱光源, 用作探测光; BD, 平衡探测器<sup>[39]</sup>

Fig. 10. Experimental set-up for HC-PBF PT gas detection with a 3 $\times$ 3 Sagnac interferometer. Tunable filter 3 minimizes the noise in the EDFA output. Two fixed wavelength broader-band filters (filter 1 and filter 2) are used to filter out the residual pump power. The broadband source (BS) is used as the probe source. DFB is used as the pump source.



图 11 为对 7500 ppm 的乙炔气体探测约 6 h 的二次谐波输出情况, 其波动小于 0.87 dB, 表明该系统具有良好的稳定性.

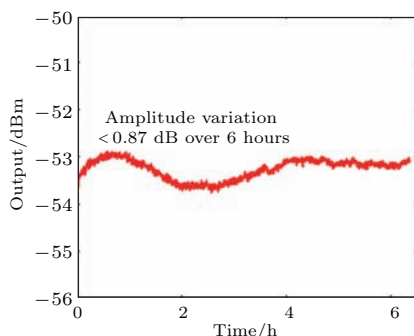


图 11 Sagnac 相位解调系统的二次谐波输出随时间的变化情况, 气体浓度为 7500 ppm [39]

Fig. 11. Measured second harmonic signal over 6 h.

### 3.2 脉冲激光抽运光热传感器

除了采用波长/强度调制的连续光作为抽运光源外, 还可以采用脉冲激光来产生光热相位调制信号. 由于现有的高功率激光器多数工作于脉冲模式下, 利用高功率脉冲激光作为抽运光可能产生更大的相位调制, 另外应用脉冲抽运还方便在时域观测和研究相位调制的动态过程. 我们对基于脉冲抽运光的光热光谱技术进行了研究, 并从理论模型和实验方面探讨了 HC-PBF 中光热效应的动态过程以及最佳抽运光参数的选择 [40].

#### 1) 实验研究

从原理上讲, 上节中所述的几种干涉仪结构都可用于脉冲相位调制的检测. 我们这里选用了不需要反馈控制的  $3 \times 3$  Sagnac 系统作为脉冲抽运光的光热相位调制气体检测系统 [40], 其结构与图 10 类似. 不同的是: 用外腔激光器 (ECDL) 作为抽运光源, 将其波长对准乙炔气体在 1530.371 nm 处的 P(9) 吸收线. 抽运光经过掺铒光纤放大器 (EDFA) 放大并经声光调制器进行强度调制后入射到 HC-PBF 样品中, 其峰值功率固定为 20.2 mW. 平衡探测器 (BD) 的输出波形通过示波器进行观测. 采用 7500 ppm 的乙炔气体, 并以氮气作为平衡气体.

实验得到的平衡探测器输出波形如图 12 所示. 在抽运光脉冲宽度小于  $1.2 \mu\text{s}$  时, 光热相位调制随着光脉冲宽度的增加而增加; 而当光脉冲宽度大于  $1.2 \mu\text{s}$  时, 相位调制将不再随着光脉冲宽度的变化而变化. 实验测得的峰值相位调制大小为  $0.047 \text{ rad}$  ( $2 \mu\text{s}$  抽运光脉冲宽度), 对应于光热相位

调制系数约为  $1.23 \times 10^{-6} \text{ rad} \cdot \text{ppm}^{-1} \cdot \text{mW}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$  或  $1.06 \text{ rad} \cdot \text{cm} \cdot \text{mW}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ .

我们也对气体的测量下限进行了实验评估. 实验中为了提高信噪比, 我们采用了 Boxcar 平均器, 在平均次数为 10000 次时, 信噪比约为 2272, 探测下限约 3.3 ppm. 需要说明的是, 这里的脉冲峰值功率仅约为 20.2 mW, 现在的脉冲激光器峰值功率可以很高 (几十到几千瓦), 因此实现 ppb 量级的检测是可行的.

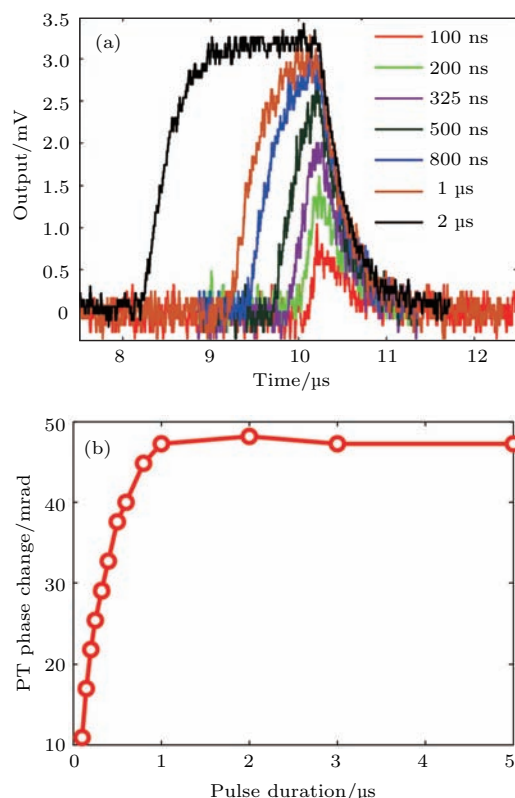


图 12 基于 Sagnac 相位解调的脉冲调制光热光谱实验结果 (a) 在不同抽运脉冲宽度下的平衡探测器输出结果; (b) 峰值相位变化与脉冲宽度的关系 [40]

Fig. 12. Experimental results: (a) Output from balanced detector (BD) for different pulse durations of the pump; (b) the peak phase change as function of pump pulse duration for a constant peak pump power [40].

#### 2) 理论研究

为了理解相位调制的动态过程, 我们对其进行了理论研究. 为简化模型, 我们使用和 HC-PBF 芯径一样大小的空芯管来近似 HC-PBF, 通过数值方法求解热传导方程, 从而获得 HC-PBF 中的温度分布, 进一步可获得光热引起的相位调制. 模型中的热传导方程可以表述为如下形式 [40]:



$$\rho C_p \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} + \rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T(r, t) = \nabla \cdot (\kappa \nabla T(r, t)) + Q(r, t), \quad (3)$$

我们假定 N<sub>2</sub> 为平衡气体, 内仅含微量的乙炔气体. 因此这里  $\rho$ ,  $C_p$ ,  $\kappa$  分别代表 N<sub>2</sub> 气体密度 (1.165 kg/m<sup>3</sup>)、比热容 (1040 J/(kg·K)) 和热传导系数 (0.0256 W/(mK));  $\mathbf{u}$  是气体的速度场分布,  $Q(r, t)$  是气体吸收而产生的热源.

图 13 为一些理论仿真的结果, 其中假定气体是 100 ppm 的乙炔气体, 抽运光脉冲峰值功率为 25 mW, 其波长对准乙炔气体在 1530.371 nm 处的 P(9) 吸收线. 图 13(a) 是 HC-PBF 在 2  $\mu$ s 光脉冲激励下的光热引起的温度分布随时间的变化过程. 可以看出, 最大的温度变化出现在中心位置, 且数值上不超过 2 mK. 图 13(b) 为 HC-PBF 中心孔内热流的扩散方向. 可以看出, 温度场分布和抽运光一样, 都是高斯型分布, 并从中心向外扩散至热平衡状态. 图 13(c) 给出了对于不同抽运光脉冲宽度 (40 ns 到 4  $\mu$ s) 下, 理论计算得到的相位调制的

动态过程. 同时, 我们也给出了在相同抽运光峰值功率的条件下, 峰值相位变化与抽运光脉冲宽度的关系图, 如图 13(d) 所示. 可以看出, 当抽运光脉冲宽度小于 200 ns 时, 峰值相位变化与抽运光线性正相关. 而当脉冲宽度大于 1.2  $\mu$ s 时, 进一步增加脉冲宽度对峰值相位变化将不会有太明显的影响. 这些结果和图 12 所示的实验结果一致. 我们认为在峰值功率固定的前提下达到最大相位调制的抽运光的最小脉冲宽度应该为  $\sim 1.2 \mu$ s. 这个数值非常接近于我们计算的在 HC-PBF 中从中心到边界的热传导时间 ( $\sim 1.1 \mu$ s), 因此我们认为热传导起了主导作用. 理论计算的光热相位调制系数为  $1.767 \times 10^{-6} \text{ rad}\cdot\text{ppm}^{-1}\cdot\text{mW}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$  或  $1.517 \text{ rad}\cdot\text{cm}\cdot\text{mW}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$ , 和实验结果基本一致.

此部分工作, 从理论建模和实验验证两方面研究了 HC-PBF 中光热效应的动态过程, 确定了脉冲抽运光的最佳脉冲参数, 并给出了光热相位调制系数, 对今后进一步优化基于 HC-PBF 光热传感系统的性能具有指导意义.

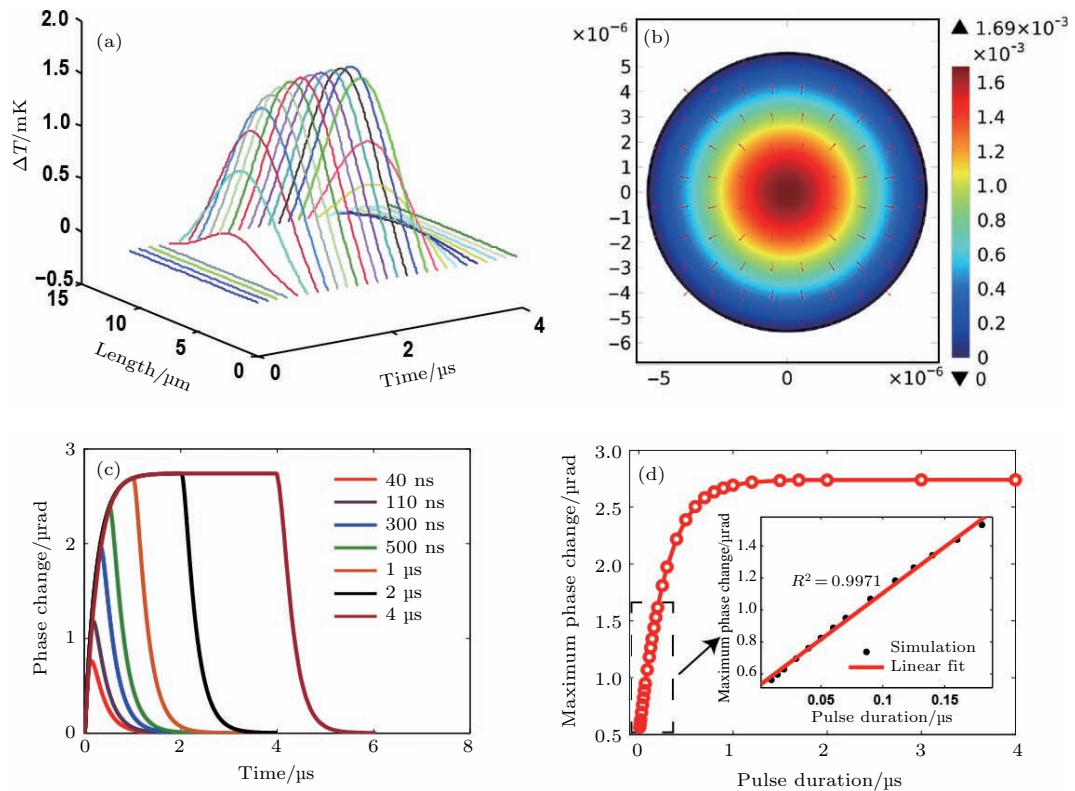


图 13 (a) HC-PBF 中温度分布随时间的变化过程; (b) 二维温度场分布; (c) 光热引起的相位变化动态过程与抽运光脉冲宽度之间的关系; (d) 峰值相位变化与脉冲宽度的关系 [40]

Fig. 13. (a) Time evolution of temperature distribution  $\Delta T(r, t)$ ; (b) 2D plot of  $\Delta T(r, t)$  at the time of 1.5  $\mu$ s after the pump pulse is turned on, with arrows indicating the direction of heat flow. The unit of temperature in the plot is Kelvin; (c) computed PT phase modulation in a HC-PBF for different pulse durations; (d) maximum phase change as function of pulse duration of the pump.

### 4 HC-PBF 传感器的响应速度

根据 HC-PBF 中光热效应引起的相位调制原理, 即表达式 (2), 气室的有效作用光程是决定系统检测灵敏度的关键参数之一. 通过增加 HC-PBF 的长度可增大气体吸收光程, 从而提高系统的灵敏度. 但增加 HC-PBF 的长度会使气体的填充变的困难. 如果气体从 HC-PBF 的两端扩散进入纤芯, 对于 1 m 长的 HC-PBF, 扩散时间大约需要 3 个多小时, 严重影响传感器的响应速度, 这远远不能满足实际应用的需要.

我们组实验上研究了飞秒激光微加工的方法, 沿着 HC-PBF 的侧面制作微通道将气体快速扩散到光纤的纤芯, 如图 14 所示. 我们在不同长度的

HC-PBF 上制备了微通道, 分析了微通道对传输损耗和模式干涉的影响<sup>[15]</sup>. 图 15 为用飞秒激光在长度为 2.3 m 的 HC-PBF 侧面制备不同数目微通道时所对应的透射谱<sup>[25]</sup>, 对于制备了 80 个微通道的 HC-PBF 来说, 在波长为 1525.5—1535 nm 之间其平均损耗约为 0.78 dB, 因此每个微通道平均损耗约为 0.01 dB.

我们对制备有 232 个微通道、长度为 2.3 m 的 HC-PBF 样品的响应时间进行了研究. 实验中将分布反馈激光器波长调到乙炔气体在 1530.371 nm 处的 P(9) 吸收线中心, 通过直接测量吸收导致的输出功率变化, 测试了浓度为 0.5% 的乙炔气体 (氮气为平衡气体) 在充、放气时的响应, 其响应时间小于 40 s<sup>[25]</sup>, 远远小于未制作通道的 HC-PBF 的响应时间.

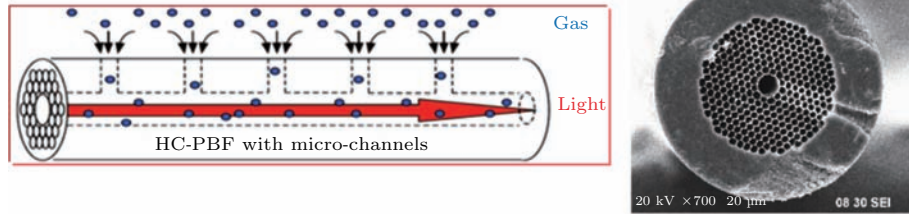


图 14 侧面制作有微通道的 HC-PBF 的结构示意图<sup>[19]</sup>  
Fig. 14. Schematic of a HC-PBF with multiple micro-channels.

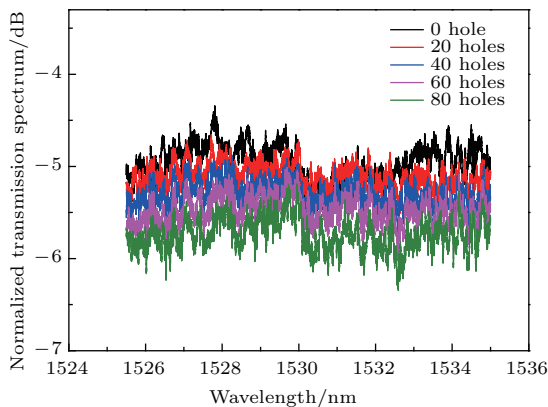


图 15 长度为 2.3 m、侧面有不同数量微通道的 HC-PBF 的透射谱<sup>[28]</sup>

Fig. 15. Normalized transmission spectrums of a 2.3 m long HC-PBGF with multiple drilled micro-channels.

### 5 结论与展望

我们提出并建立了基于 HC-PBF 光热相位调制的新型全光纤干涉传感技术, 实现了高精度、低成本、快速的气体检测, 克服了传统吸收型光纤气体传感系统的主要限制因素, 实现了 ppb 量级的气

体 (乙炔) 探测灵敏度和近 6 个数量级的动态范围. 我们研究了波长 (强度) 调制的连续抽运激光和脉冲抽运激光激励下的光热相位调制的产生方案以及应用不同光纤干涉仪结构的相位检测方案, 并对不同方案在检测下限、稳定性、复杂性等方面进行了对比. 这种全光纤传感器克服了传统光热干涉系统中光与物质相互作用弱、体积大且需要精密对准、难以实现光子集成等弱点, 充分利用了通讯波段光器件的价格低廉、技术成熟、资源丰富等优势.

光纤光热光谱技术可以用于探测多种气体. 本研究中所使用的 HC-1550-02 光纤的传输窗口覆盖多种气体如 CO<sub>2</sub>, CO, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>S, NH<sub>3</sub>, HI, C<sub>4</sub>H<sub>6</sub> 等气体的吸收线, 因此可以采用光热光谱技术对这些气体进行检测. NKT Photonics 公司还有各种传输窗口从 400 nm 到 2 μm 的 HC-PBF, 可以实现对不同种类气体的测量. 基于光纤的光热光谱气体测量方法, 除了能实现单点气体测量之外, 还可以用于分布式气体测量. 该方法对于具有光谱吸收的液体和气体检测具有普适性<sup>[41,42]</sup>, 可广泛应用于环境、医学及生物化学等重要领域的痕量物质

检测.

### 参考文献

- [1] Williams D E, Moseley P T, Tofield B C, Eds. 1987 *Bristol in Solid State Gas Sensors* (Bristol: Adam Hilger) p71
- [2] Bakker E 2004 *Anal. Chem.* **76** 3285
- [3] Werle P, Slemr F, Maurer K, Kormann R, Mücke R, Jänker B 2002 *Opt. Laser Eng.* **37** 101
- [4] Willer U, Saraji M, Khorsandi A, Geiser P, Schade W 2006 *Opt. Laser Eng.* **44** 699
- [5] Hodgkinson J, Tatam R P 2013 *Meas. Sci. Technol.* **24** 012004
- [6] Hoo Y L, Jin W, Ho H L, Wang D N, Windeler R S 2002 *Opt. Eng.* **41** 8
- [7] Hoo Y L, Jin W, Shi C, Ho H L, Wang D N, Ruan S C 2003 *Appl. Opt.* **42** 3509
- [8] Ho H L, Hoo Y L, Jin W, Ju J, Wang D N, Windeler R S 2007 *Sensor. Actuat. B Chem.* **122** 289
- [9] Russell P S J 2006 *IEEE J. Lightwave Technol.* **24** 4729
- [10] Xiao L M, Demokan M S, Jin W, Wang Y P, Zhao C L 2007 *IEEE J. Lightwave Technol.* **25** 3563
- [11] Hoo Y L, Jin W, Ho H L, Ju J, Wang D N 2005 *Sensor. Actuat. B Chem.* Available online 21 July 2004, 105 183
- [12] Lehmann H, Bartelt H, Willsch R, Amezcua-Correa R, Knight J C 2011 *IEEE Sens. J.* **11** 2926
- [13] Li X F, Liang J X, Li S, Zhang Y P, Ueda T 2012 *IEEE Sens. J.* **12** 2362
- [14] Magalhaes F, Carvalho J P, Ferreira L A, Araujo F M, Santos J L 2008 *IEEE Sensors* **12** 77
- [15] Hoo Y L, Liu S J, Ho H L, Jin W 2010 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **22** 296
- [16] Yang F, Jin W, Cao Y C, Ho H L, Wang Y P 2014 *Opt. Express* **22** 24894
- [17] Cubillas A M, Silva-Lopez M, Lazaro J M, Conde O M, Petrovich M N, Lopez-Higuera J M 2007 *Opt. Express* **15** 17570
- [18] Bialkowski S E 1996 *Photothermal Spectroscopy Methods for Chemical Analysis* (New York: Wiley)
- [19] Jin W, Cao Y C, Yang F, Ho H L 2015 *Nat. Commun.* **6** 6767
- [20] Liu M Q, Franko M, Crit 2014 *Rev. Anal. Chem.* **44** 328
- [21] Fournier D, Boccara A C, Amer N M, Gerlach R 1980 *Appl. Phys. Lett.* **37** 519
- [22] Bialkowski S E, Chartier A 1997 *Appl. Opt.* **36** 6711
- [23] Stone J J 1972 *Opt. Soc. Am.* **62** 327
- [24] Davis C C, Petuchowski S J 1981 *Appl. Opt.* **20** 2539
- [25] Yang F, Jin W, Lin Y C, Wang C, Ho H L, Tan Y Z 2016 *IEEE J. Lightwave Technol.* **99** 1
- [26] Vinayak D, Hyang K K, Michel J F, Gordon S K 2005 *Opt. Express* **13** 6669
- [27] Cao Y C, Jin W, Yang F, Ho H L 2014 *Opt. Express* **22** 13190
- [28] Russell P S J 2003 *Science* **299** 358
- [29] Smith C M, Venkataraman N, Gallagher M T, Müller D, West J A, Borrelli N F 2003 *Nature* **424** 657
- [30] Benabid F, Couny F, Knight J C, Birks T, Russell P S J 2005 *Nature* **434** 488
- [31] Owens M A, Davis C C, Dickerson R R 1999 *Analytical Chemistry* **71** 1391
- [32] Weston N D, Sakthivel P, Mukherjee P 1993 *Appl. Opt.* **32** 828
- [33] Jackson D A, Priest R, Dandridge A, Tveten A B 1980 *Appl. Opt.* **19** 2926
- [34] Frish M B R T, Wainner M C, Laderer K R, Parameswaran D M, Sonnenfroh M A Druy 2011 *Proc. SPIE* **8032** 803209
- [35] Yang F, Tan Y Z, Jin W, Lin Y C, Qi Y, Ho H L 2016 *Opt. Letters* **41** 3025
- [36] Yang F, Jin W 2015 *Proc. of SPIE* **9634** 963410
- [37] Krakenes K, Blotekjir K 1989 *Opt. Letters* **14** 1152
- [38] Ma J, Yu Y Q, Jin W 2015 *Opt. Express* **23** 29268
- [39] Lin Y C, Jin W, Yang F 2016 *CLEO STu4H.3*
- [40] Lin Y C, Jin W, Yang F, Ma J, Wang C, Ho H L 2016 *Scientific Reports* **6** 39410
- [41] Cubillas A M, Unterkofler S, Euser T G, Etzold B J, Jones A C, Sadler P J 2013 *Chemical Society Reviews* **42** 8629
- [42] Unterkofler S, McQuitty R J, Euser T, Farrer N J, Sadler P, Russell P S J 2012 *Opt. Letters* **37** 1952

SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# Advances in optical fiber photothermal interferometry for gas detection\*

Miao Yin-Ping<sup>1)2)</sup> Jin Wei<sup>1)2)†</sup> Yang Fan<sup>1)2)</sup> Lin Yue-Chuan<sup>1)2)</sup> Tan Yan-Zhen<sup>1)2)</sup>  
Hoi Lut Ho<sup>1)2)</sup>

1) (*Department of Electrical Engineering, The Hong Kong Polytechnic University, Hong Kong, China*)

2) (*The Hong Kong Polytechnic University Shenzhen Research Institute, Shenzhen 518057, China*)

( Received 1 April 2017; revised manuscript received 5 April 2017 )

## Abstract

We report our recent work on the development of a highly sensitive gas detection technique-photothermal interferometry spectroscopy with hollow-core optical fibers. The basic principle of operation, generation and detection of dynamic photothermal phase modulation, and method to improve the response time of the hollow-core fiber sensors are described. The technique has ultra-high sensitivity and dynamic range, and the measurement is not affected by reflection/scattering and other non-absorbing losses. Sensors based on such a technique could be made compact in size with remote detection, multiplexing and networking capability, which would enable a range of high performance applications in environmental, medical and safety monitoring.

**Keywords:** photothermal spectroscopy, hollow-core photonics bandgap fiber, gas sensor, optical fiber interferometry, optical fiber sensor

**PACS:** 42.81.-i, 78.20.nb, 07.07.Df, 07.60.Ly

**DOI:** [10.7498/aps.66.074212](https://doi.org/10.7498/aps.66.074212)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61535004, 61290313).

† Corresponding author. E-mail: [ewjin@polyu.edu.hk](mailto:ewjin@polyu.edu.hk)