

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*

殷丽梅 张伟刚[†] 薛晓琳 白志勇 魏石磊

(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 300071)

(2012年1月10日收到; 2012年2月27日收到修改稿)

实验发现, 飞秒激光微加工光纤微腔时, 两个侧壁与纤芯轴向并不完全垂直, 刻蚀的非平行壁光纤微腔 Mach-Zehnder 干涉仪出现光程差随波长增大而线性减小、微腔总损耗随波长增大呈递减变化等反常现象. 对此, 提出非平行壁光纤微腔 Mach-Zehnder 干涉仪新模型并初步建立了分析理论, 采用新模型及分析理论对新型微腔干涉仪特性进行了研究. 数值分析了微腔底角、深度等参数对谱峰波长位置的影响, 理论研究了微腔的光波传输损耗、吸收损耗、插入损耗、材料红外吸收损耗以及对干涉条纹对比度的影响, 理论分析与实验结果相符. 实验获得水溶液干涉条纹对比度高达 35 dB 的非平行壁光纤微腔 Mach-Zehnder 干涉仪, 将新型光纤微腔干涉仪用于流体传感, 其蔗糖水溶液折射率传感灵敏度高达 -12937.31 nm/RIU .

关键词: 光纤 Mach-Zehnder 干涉仪, 非平行壁光纤微腔, 飞秒激光微加工, 流体传感

PACS: 07.60.Vg, 07.07.Df, 07.60.Ly, 06.60.Jn

1 引言

光纤传感器以其结构简单、分辨率高、测量精度高、体积小、不受电磁干扰等诸多优势被广泛应用于物理量传感、生物化学检测及环境监测. 其中, 光纤马赫-曾德尔干涉仪 (Mach-Zehnder interferometer, 光纤 MZI) 是一类性能优良且具有广阔应用前景的新型光纤传感器. 目前, 已报道的光纤 MZI 种类繁多, 其结构规则且微型化, 在温度、应变、压力、弯曲、折射率等精密测量中显现出明显的优势. 根据制作方式的不同, 常见的光纤 MZI 主要有两类: 其中一类是在单根光纤上引入两个“缺陷区”构成的 MZI, 前者将纤芯中传输的部分光波耦合到包层中, 后者则使包层中传输的光波再耦合回纤芯, 使其与剩余在纤芯中传导的光波发

生干涉. 由于光场在包层中传输易受光纤周围环境的影响, 因此可以进行各种物理量的传感测量, 其典型结构如长周期光纤光栅对^[1-3]、CO₂ 激光曝光^[4]、光纤拉锥^[5-7]、Photonic Crystal Fiber (PCF) 包层空气孔塌陷^[8]等; 另一类是基于光纤熔接技术构成的 MZI, 包括不同类型光纤和同类型光纤的熔接与错位熔接, 如 PCF 模间干涉仪^[8]、Single-Mode Fiber (SMF) 错位熔接^[9]、SMF-Twin-Core Fiber-SMF 组合^[10]、SMF-Two-Mode Fiber-SMF 组合^[11]和 SMF-Hollow Optical Fiber-SMF 组合^[12]等, 其干涉现象的产生均可归结为光波在光纤中的分束与合束过程.

上述光纤 MZI 尺寸大多为厘米量级, 应用时不便于微量溶液的检测; 有些结构复杂的光纤 MZI, 目前尚停留在实验室手工制作阶段, 其重复性较差, 批量生产困难. 为解决这一问题, 国内外一些科

* 国家自然科学基金 (批准号: 10974100, 10674075, 60577018), 天津市应用基础与前沿技术研究计划重点项目 (批准号: 10JCZDJC24300) 和光学信息技术教育部重点实验室开放课题基金资助的课题.

[†] E-mail: zhangwg@nankai.edu.cn

研人员进行了卓有成效的探索. 利用飞秒激光微加工刻蚀的光纤 MZI 制作方法简便, 重复性好, 有望实现批量生产; 因其为灵巧型全光纤结构且耐高温, 故可在恶劣环境下使用. 2010 年, Wang 等^[13]利用飞秒激光技术, 通过光纤侧面打微孔实现了灵敏度达 -9730 nm/RIU 的折射率传感; 2011 年, Zhao 等^[14]利用飞秒激光技术, 在光纤侧面写出条纹对比度大于 25 dB 的 U 形在线型 MZI, 这些探索性的研究为光纤 MZI 的设计和研制提供了新的实现方式和途径.

然而, 我们在实验中发现, 飞秒激光微加工光纤微腔时, 刻蚀的光纤微腔两侧壁与纤芯轴向并不完全垂直, 即光纤微腔 MZI 的两侧壁产生了一定的倾斜. 深入分析表明, 倾斜壁的产生原因主要有: 一是飞秒激光与透明材料相互作用具有确定的阈值特性, 只有当入射激光强度超过材料损伤阈值时才能实现材料的有效去除; 飞秒激光的光强沿空间分布不均匀 (近似为高斯型), 光强随传输距离增加而减弱, 导致刻蚀的微腔宽度沿空间分布不均匀, 这在实际加工过程中很难避免. 二是在实验过程中光纤拉直程度、激光光斑变形、系统光路调直等因素也会影响微腔侧壁的倾斜角度. 对于侧壁倾角, 优化系统各加工参数可在一定程度上加以控制, 多次实验发现: 激光功率越大, 微腔侧壁倾斜角度越小; 聚焦显微物镜数值孔径越大, 其倾斜角度越大. 飞秒激光微加工的非平行壁光纤微腔 MZI, 出现光程差随波长增大而线性减小、微腔总损耗随波长增大而递减等反常现象. 在文献 [13, 14] 中, 其实际制作的光纤微腔显示为非平行壁结构, 但理论分析仍采用传统的平行腔 MZI 理论. 为探索并阐释我们发现的新现象, 本文提出非平行壁光纤微腔 MZI 模型并建立了相应的分析理论. 采用新模型及分析理论, 研究并阐释了这种新型光纤微腔干涉仪的特性及其影响因素, 理论分析与实验结果相符. 应用研究表明: 新型光纤微腔 MZI 具有极高的折射率传感灵敏度, 在化学、生物检测及环境监测中具有良好的应用价值.

2 实验参数与干涉仪结构

实验参数选取如下: 飞秒激光中心波长

为 800 nm , 脉冲宽度为 35 fs , 重复频率为 1 kHz , 最大输出平均功率为 3.5 W , 实验中使用多个衰减片以降低激光能量; 标准的 SMF-28 电信光纤用于微腔刻制, 纤芯直径为 $8.2 \mu\text{m}$, 纤芯基模有效折射率为 1.4682 , 基模模场直径为 $10.4 \pm 0.5 \mu\text{m}$ ($@1550 \text{ nm}$); $10\times$ 显微物镜 ($\text{NA} = 0.25$) 用于激光光束聚焦, 微调精度为 $2.5 \mu\text{m}$ 的三维微动平台使激光聚焦于光纤表面, 白光光源垂直激光入射方向放置以使光纤得到充分照明, 利用 CCD 实时监测光纤微腔制作过程.

实验发现, 当入射飞秒激光能量超过石英玻璃损伤阈值时, 材料加工区域形成高温高压等离子体向外喷发而被去除. 实验时, 首先将飞秒激光功率调到 $2\text{—}5 \text{ mW}$ 区间, 采取由包层表面至光纤纤芯分层写入方式进行加工, 其过程由 CCD 实时监测; 其次, 调控写制参数, 使光纤微腔下底面接近光纤纤芯位置, 反复实验加工, 形成光纤微腔 MZI; 最后, 用浓度约 5% 的 HF 酸溶液腐蚀微腔, 期间将光纤微腔两端分别与超宽带光源和光谱仪连接进行监控, 直至干涉条纹对比度达到实验要求时为止. 实验获得的光纤微腔 MZI 及其透射谱如图 1 所示, 微腔两侧壁不平行.

图 1(c) 中光纤微腔的透射谱表现为随波长增大呈现上扬趋势, 这与文献 [13—15] 报道相一致. 该现象主要因飞秒激光对硅玻璃作用后在材料表面形成锥形微结构而引起. 具体表现为: 首先, 对于表面加工区域与非加工区域, 前者对 $1.1\text{—}2.5 \mu\text{m}$ 红外波段的吸收率显著增大且为光波长的减函数^[16], 而硅表面加工区域的红外吸收特性则因微结构形貌的不同而不同^[17]; 其次, 锥形微结构尺寸为微米量级, 与光波长相当, 光通过表面加工区域时将发生米氏散射, 又由于微腔为开腔且两侧壁向外倾斜, 故部分散射光将无法再耦合回纤芯内传输. 已有的研究证明: 米氏散射光强的变化与光波长 λ 较低幂次成反比, 即 $I \propto 1/\lambda^n (n = 1, 2, 3)$, n 的取值取决于散射粒子尺寸大小^[18]. 由此可见, 上述两个因素共同导致光纤微腔 MZI 的透射损耗随波长增大而逐渐减小. 此外, 通过光纤微腔的光波能量损耗远大于在纤芯中光波能量的损耗, 因此想获得高对比度的干涉条纹, 必须保证光纤纤芯去除部分的深度大于纤芯半径.

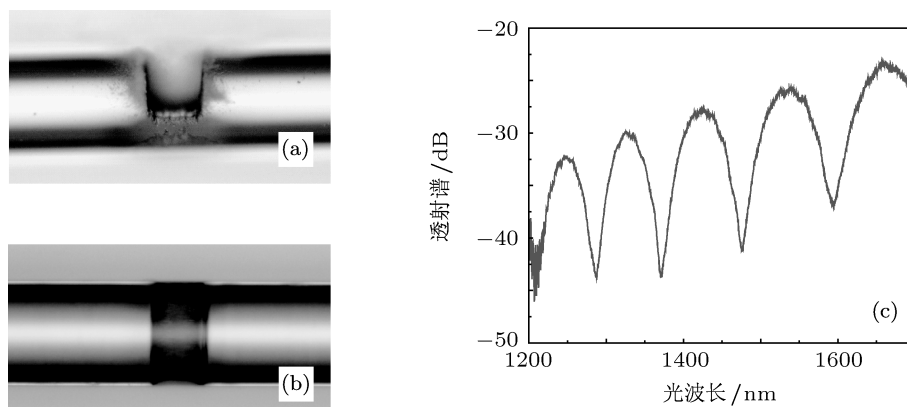


图1 飞秒激光刻蚀的光纤微腔干涉仪 (a) 侧视图; (b) 俯视图; (c) 透射谱

3 理论建模

3.1 理论建模

图 2(a) 为非平行壁光纤微腔 MZI 结构示意图. 其中, θ_1, θ_2 代表微腔两侧壁的倾角. 如图所示, 纤芯中传输光场 I 在微腔左壁分为两束, I_{in1} 进入微腔内传输, 剩余的光 I_{in2} 留在纤芯内继续传输. 从微腔右壁出射的光记为 I_{out1} 和 I_{out2} , 相交发生干涉, 它们分别对应于入射光 I_{in1} 和 I_{in2} . 图 2(b) 中实线圆代表纤芯横截面, R 为纤芯半径, H 为纤芯被移除部分的高度, 激光加工区域 (阴影部分) 记为 S ; 虚线圆代表光纤基模模场, w_0 为模场半径. 图 2(c) 为利用光线光学建立的微腔模型, 微腔形状近似为倒梯形. 光线自左向右水平方向入射, 纤芯

中心轴线与微腔左侧壁的交点设为直角坐标系的零点, 根据几何关系, 光线入射角总是与倾角 θ_1 相等. 由于微腔侧壁倾斜, 微腔内部光线的传输遵循两种不同规律. 简明且不失一般性, 图中给出这两种规律中典型光线的光路图, 分别为光线①和光线②. 在微腔深度和微腔下底面长度一定的情况下, 当微腔侧壁倾角小于一定角度时, 光线经左侧壁 y_1 透射进入微腔后可直接从右侧壁 y_2 上的 A 点出射光腔, 光路如图中红色线①所示; 而当微腔侧壁倾角较大时, 光线经左侧壁 y'_1 折射进入微腔时的折射角也较大, 此时光线严重偏离水平方向, 不能直接到达右侧壁 y'_2 而先要与微腔下底面相交于 A' , 反射后再从右侧壁 y'_2 的 B' 点出射光腔, 光路如图中绿色线②所示, 与此相对应的所有参量, 其右上角均有上标 “'” 以示区别.

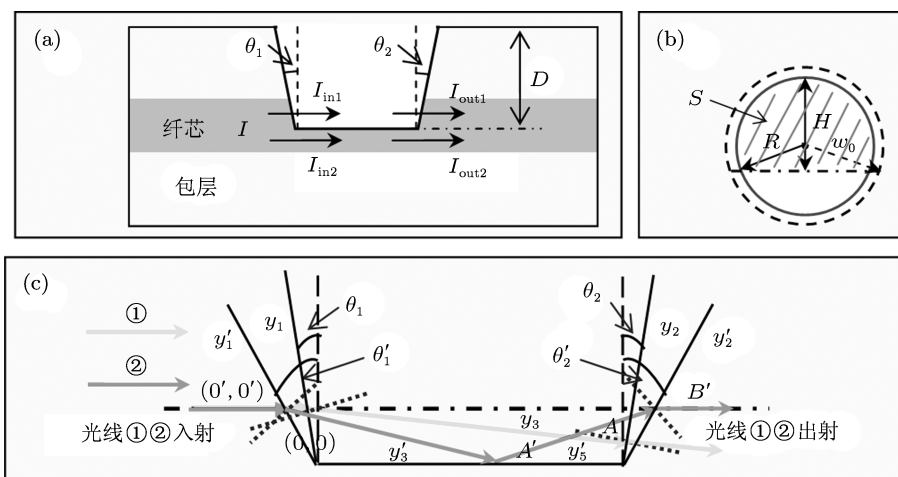


图2 光纤微腔马赫-曾德尔干涉仪 (a) 干涉仪结构示意图; (b) 纤芯横截面; (c) 光纤微腔理论模型

平行腔 MZI 的光程差 $\delta = nL$, L 是 MZI 的腔长, 为定值, 故 δ 仅为波长的函数, 而非平行壁光纤微腔 MZI 的光程差与波长、侧壁倾角和微腔深度均有关. 当给定微腔参数时, 两干涉光束的光程差 δ 可利用上述建立的微腔模型计算得到. 图 3 给出了 1310 nm 和 1550 nm 波长光的光程差 δ 随微腔侧壁倾斜角度的变化情况 (假设 $\theta_1 = \theta_2$), 在倾斜角度为 0° 到 4° 之间, 光程差随倾角增大呈线性递减趋势, 5° 到 40° 之间, 光程差随倾角增大呈先减小后增大趋势, 且斜率逐渐增大. 曲线出现跳跃是因为微腔内部光线的传输根据侧壁倾斜角度不同而遵循两种不同的规律. 图 4 为光纤微腔 MZI 的光程差 δ 随波长 λ 的变化曲线, 因 δ 与 λ 近似成反比, 故可利用线性拟合方法表征 δ 随光波长的增大呈线性减小的规律, 即 $\delta = k\lambda + f(\theta_1, \theta_2, D)$, 其中斜率 k 为常数, 截距 f 为微腔左底角 θ_1 、右底角 θ_2 以及微腔深度 D 的函数, 拟合线性度为 0.99997.

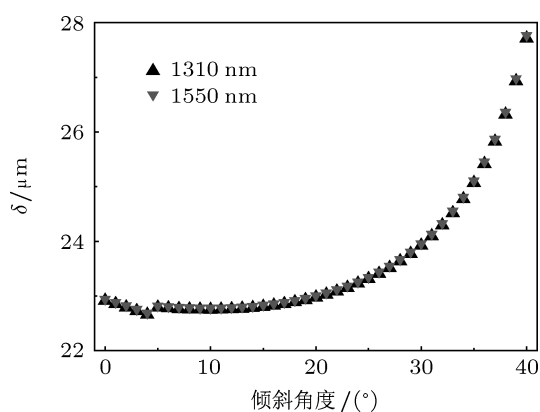


图 3 光程差 δ 随倾斜角度的变化

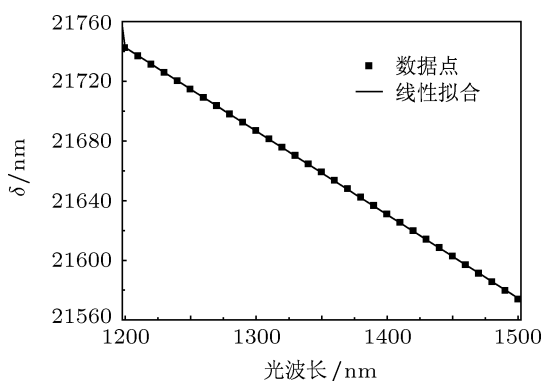


图 4 光程差 δ 随波长线性变化

深入研究表明: 光纤微腔 MZI 干涉条纹对比度的主要影响因素如下:

1) 入射光束 I_{in1} 和 I_{in2} 相对大小: 其值可通过积分计算图 2(b) 纤芯 S 区域内光强占基模总光强 I 的百分比 γ 得到;

2) 光波在微腔中的传输损耗: 即光纤微腔内高斯光束在介质中的传输损耗 $(1 - t)$;

3) 微腔和纤芯的光波吸收损耗: 包括微腔内介质对光的吸收损耗 α 和作为激光加工表面的微腔两侧壁引入的材料本身的红外吸收损耗;

4) 光纤微腔两侧壁的米氏散射: I_{in1} 通过光纤微腔激光加工表面微结构时发生的米氏散射.

光纤因微腔的引入而破坏了波导结构的对称性, 从而使光纤中激发出的高阶模式向包层泄露, 其中只有少数几个模式能够再耦合回纤芯并发生有效干涉. 本文将这种损耗称之为传导模式损耗, 其损耗系数用 η 表达 ($0 < \eta < 1$). 就光纤微腔 MZI 光谱特性而言, η 值决定了光纤微腔插入损耗的大小. 于是, 非平行壁光纤微腔 MZI 两臂输入光强 I_{in1} , I_{in2} 和输出光强 I_{out1} 和 I_{out2} , 以及输出总光强 I_{out} 可由下述系列关系式计算得到:

$$I_{in1} = \gamma I, \quad (1)$$

$$I_{in2} = (1 - \gamma) I, \quad (2)$$

$$I_{out1} = I_{in1} t_1 t_2 (1 - \alpha) (1 - \eta) \times (1 - 1/\lambda^n) \cdot g(\lambda), \quad (3)$$

$$I_{out2} = I_{in2} (1 - \eta) \cdot g(\lambda), \quad (4)$$

$$I_{out} = I_{out1} + I_{out2} + 2\sqrt{I_{out1} I_{out2}} \cos(2\pi\delta/\lambda + \varphi), \quad (5)$$

式中 t_1 , t_2 分别为微腔两侧壁的光强透过率, φ 为 I_{out1} 与 I_{out2} 的耦合相位变化, $g(\lambda)$ 是本文为解释图 1(c) 干涉谱上扬变化而引入的红外吸收特征函数.

在光学分析中, 获得相干光的方法一般有分波面和分振幅两种方法. 前者将光波的波面分成若干部分, 由这些部分发出的光波再次相遇时则产生干涉; 后者的典型实例为平行平板的双光束和多光束干涉. 由图 2(a) 可见, 此处双光束干涉可归类为分波面法双光束干涉, 即两束干涉光的初始相位差 φ_0 恒为零. 需要指出的是, 本文对 (5) 式理论计算证明, 其中的耦合相位变化 φ 并不为零. 而根据模式理论进行分析, 光场从自由空间耦合回光纤中的耦合相移较小^[19], 尚不足以解释 φ 的成因. 综合这两

种因素, 导致 φ 不为零且具有比耦合相移大的值, 研究表明这与高斯光束在微腔侧壁表面微结构上发生散射引起的相位变化有关.

由于阶跃型单模光纤基模 LP_{01} 模的分布形状类似于高斯分布^[20], 因此可用高斯函数对光纤基模场分布进行近似. 于是, 纤芯横截面内的场振幅分布可用下式表示:

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right), \quad (6)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{n\pi w_0^2}\right)^2}, \quad (7)$$

式中 r 为场点与纤芯轴线的距离; z 为光波进入微腔后的传输距离; $w(z)$ 为微腔内光场在 z 处的模场半径, 即高斯光束的光斑半径. 根据 (6) 式, 入射光强比例系数 γ 和微腔内高斯光束传输透射率 t 可采用如下方法计算:

$$\gamma = \frac{I_{in1}}{I} = \frac{\iint_S \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) r dr d\theta}{\int_0^S \int_0^S \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) r dr d\theta}, \quad (8)$$

$$t = \frac{\int_S \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{w(z)^2}\right) r dr}{\int_S \left(\frac{w_0}{w_0}\right)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) r dr}. \quad (9)$$

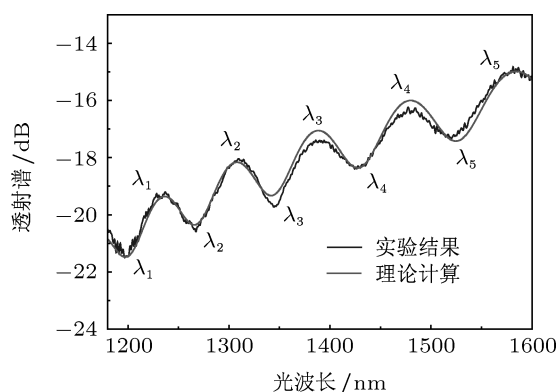


图5 非平行壁光纤微腔马赫-曾德尔干涉仪透射谱理论计算与实验结果对比图

基于上述建立的模型和分析理论, 我们对非平行壁光纤微腔 MZI 特性进行了研究. 假设红外吸收特征函数 $g(\lambda)$ 呈递增式指数函数变化, 即

$$g(\lambda) = \exp\left(\sum C_n \lambda^n\right), \quad (10)$$

式中 C_n 为与表面加工区域形貌有关的参数. 根据实验结果, 通过调整 (10) 式中系数 C_n 值的大小, 可望获得与实验结果最接近的理论分析曲线. 图 5 为根据 (1) 式—(10) 式的理论计算与实验结果对比图. 其中, 光纤微腔两侧壁的倾角分别为 $\theta_1 = 12^\circ$ 和 $\theta_2 = 10^\circ$, 微腔深度 $D = 63.9 \mu\text{m}$, 传导模式损耗系数 $\eta = 0.75$, 米氏散射的 n 值取 2.

3.2 对比分析

为便于理论和实验进行对比分析, 将图 5 中各波峰位置与波谷位置按波长从小到大的顺序分别用 $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5$ 进行标记. 表 1 分别列出了实验和理论分析光谱图中每个波谷与波峰的波长值.

表1 实验结果和理论计算的波谷/波峰位置

峰值	对比项目	λ_1/nm	λ_2/nm	λ_3/nm	λ_4/nm	λ_5/nm
波谷	实验结果	1197.8	1265.6	1343.2	1427.2	1520.4
	理论分析	1197.7	1265.8	1341.9	1427.4	1524.1
波峰	实验结果	1236.4	1309.0	1389.2	1479.9	1583.6
	理论分析	1236.7	1308.2	1389.2	1480.1	1583.4

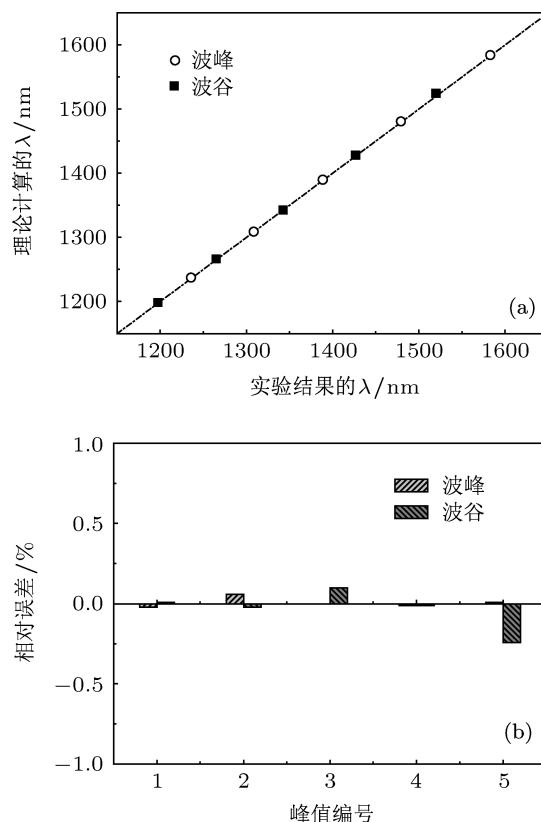


图6 光纤微腔干涉谱波峰/波谷位置的理论与实验对比结果 (a) 对应波长值; (b) 相对误差

由表 1 可见, 理论计算与实验结果的波峰/波谷差的平均值分别为 0.10 nm 和 -0.54 nm, 均方差分别为 0.39 nm 和 1.67 nm; 而其中峰值的最大偏差为 3.7 nm, 该值仅为对应波长的 0.24%. 经比较相邻波峰/波谷间距离即自由光谱范围, 得到的差值平均值分别为 0.10 nm 和 -0.76 nm, 均方差分别为 0.51 nm 和 1.68 nm.

图 6 为干涉谱波峰/波谷位置的理论与实验对比结果, 图 7 为干涉谱自由光谱范围的理论与实验对比结果. 在图 6(a) 和图 7(a) 中, 实心矩形和空心圆分别为波谷和波峰对应的数据点; 横坐标是实验测量值, 纵坐标为理论计算结果; 横纵坐标轴对角线的虚线表示理论与实验结果完全符合时的情况. 由图 6(a) 和图 7(a) 可见, 所有数据点均分布在虚线对角线附近. 在图 6(b) 和图 7(b) 中, 柱状图所示的理论分析与实验结果相对误差接近于零, 最大偏差仅为 0.24%, 这进一步说明理论分析与实验结果是相符的, 本文建立的模型和分析理论对于分析非平行壁光纤微腔 MZI 是有效的.

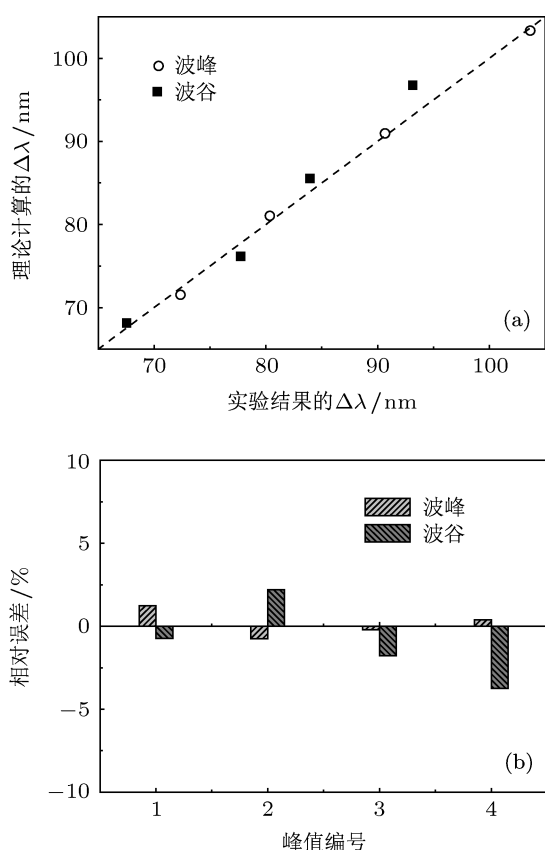


图 7 光纤微腔干涉谱自由光谱范围的理论与实验对比结果 (a) 对应自由光谱范围值; (b) 相对误差

4 光纤微腔 MZI 的流体传感特性

光纤微腔 MZI 为相位调制型光纤传感器, 利用干涉技术进行解调, 因而传感灵敏度高; 又由于微腔为开放式, 可用于流体传感, 当将待测流体填充到微腔内时, 纤芯内传输光场可直接与待测样品发生相互作用, 光场与样品的相互作用系数大, 所以, 此种干涉仪具有高灵敏度的流体传感特性. 将光纤微腔 MZI 放到不同浓度的蔗糖水溶液中, 如图 8(a) 所示, 干涉仪在不同折射率水溶液中的透射谱随水溶液折射率的增大向短波方向漂移. 经线性拟合得到折射率传感灵敏度为 -12937.31 ± 295.62 nm/RIU, 折射率标定误差为 0.0003, 见图 8(b), 这显示出新型光纤微腔 MZI 具有极高的折射率传感灵敏度.

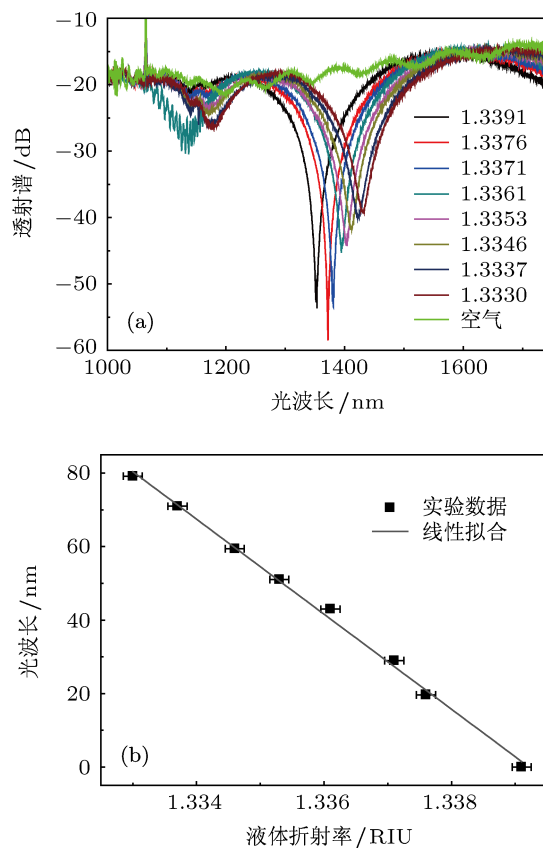


图 8 光纤微腔流体传感特性 (a) 不同折射率蔗糖水溶液中透射谱变化情况; (b) 线性拟合结果

由图 8(a) 可见, 光纤微腔插入损耗仅为十几 dB, 空气中对比度约为 2 dB, 而在蔗糖水溶液中的对比度高达 35 dB. 由此可见, 微腔内待测样品由空气换成蔗糖水溶液后, 干涉条纹对比度显著增大, 这是因为微腔中样品不同时高斯光束的传

输损耗不同. 光纤材料硅基底的折射率约为 1.45, 与水溶液接近但与空气相差较大, 因而高斯光束在空气中的传输损耗必然大于水溶液中的损耗, 由此推断出空气中光纤微腔干涉谱对比度小是因为 $I_{\text{out}1} \ll I_{\text{out}2}$, 当腔内样品换成蔗糖水溶液, $I_{\text{out}1}$ 增大使得 $I_{\text{out}1}$ 和 $I_{\text{out}2}$ 大小相当, 干涉条纹对比度显著变大. 应用研究表明, 该干涉仪型传感器适用于流体传感, 尤其是对液体折射率的测量.

5 结论

基于飞秒激光刻蚀光纤微腔实验的反常现象, 提出非平行壁光纤微腔 MZI 新模型并初步建立了分析理论, 对这种新型光纤微腔干涉仪特性及其影响因素进行了理论研究和阐释. 研究表明: 新型光纤微腔 MZI 透射谱表现为总损耗随波长增大而逐渐减小趋势, 这是因为在激光加工区域, 材料表面加工区域形成了锥形微结构, 材料的红外吸收特性发生显著改变, 且光通过加工表面时发生了米氏散

射, 使得长波损耗较短波小. 对影响干涉条纹对比度的相关因素进行了详细分析. 利用非平行壁光纤微腔 MZI 模型计算得到的干涉谱峰值位置及自由光谱范围的理论与实验值相对误差小于 4%, 理论分析与实验结果相符. 通过改进光纤微腔加工参数, 实验获得了基于飞秒激光侧面写入与 HF 酸腐蚀的低损耗、高对比度、近似为倒梯形的光纤微腔 MZI, 并进行了流体传感实验, 折射率灵敏度高达 $-12937.31 \pm 295.62 \text{ nm/RIU}$. 这种新型的光纤微腔 MZI 制作方法简便, 重复性好, 有望实现批量生产; 其长度仅为几十微米, 结构灵巧, 可用于高精度“点”式测量; 又由因其全光纤结构且耐高温, 故环境适用性强, 在化学、生物检测及环境监测中具有潜在的应用价值. 本文研究结果对设计并研制新型光纤微腔干涉仪具有重要的参考价值.

作者特别感谢王慧田教授、李一峻教授、李勇男副教授、娄凯博士、钱升霞博士对本研究实验部分的支持.

-
- [1] Lim J H, Jang H S, Lee K S 2004 *Opt. Lett.* **29** 346
- [2] Shin W, Lee Y L, Yu B A, Noh Y C, Ahn T J 2010 *Opt. Commun.* **283** 2097
- [3] Fan Y, Zhu T, Shi L, Rao Y 2011 *Appl. Opt.* **50** 4604
- [4] Wei T, Lan X W, Xiao H 2009 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **21** 669
- [5] Lu P, Men L, Sooley K, Chen Q 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 131110
- [6] Li Y, Chen L, Harris E, Bao X 2010 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **22** 1750
- [7] Monzon-Hernandez D, Martinez-Rios A, Torres-Gomez I, Salceda-Delgado D 2011 *Opt. Lett.* **36** 4380
- [8] Hou J P, Ning T, Gai S L, Li P, Hao J P, Zhao J L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4732 (in Chinese) [侯建平, 宁韬, 盖双龙, 李鹏, 郝建平, 赵建林 2010 物理学报 **59** 4732]
- [9] Gouveia C, Jorge A S P, Baptista M J, Frazão O 2011 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **23** 804
- [10] Feng S C, Li H L, Xu O, Lu S H, Jian S S 2009 *Communications and Photonics Conference and Exhibition (ACP) China* Nov. 2–6, 2009
- [11] Li Q, Lin C H, Tseng P Y, Lee H P 2005 *Opt. Commun.* **250** 280
- [12] Duan D, Rao Y, Xu L, Zhu T, Deng M, Wu D, Yao J 2011 *Opt. Commun.* **284** 5311
- [13] Wang Y, Yang M, Wang D N, Liu S, Lu P 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 370
- [14] Jiang L, Zhao L, Jiang L, Wang S, Yang J, Xiao H 2011 *Opt. Express* **19** 17591
- [15] Zhang W G, Liu Z L, Yin L M 2011 *Acta Optica Sinica* **31** 0706007-1 (in Chinese) [张伟刚, 刘卓琳, 殷丽梅 2011 光学学报 **31** 0706007-1]
- [16] Younkin R, Carey E J, Mazur E, Levinson A J, Friend M C 2003 *Appl. Phys.* **93** 2626
- [17] Peng Y, Wen Y, Zhang D, Luo S, Chen L, Zhu Y 2011 *Appl. Opt.* **50** 4765
- [18] Shi S X, Zhang H X, Liu J S 2006 *Physical Opt. and Appl. Opt.* (Xi'an: University of Electronic Science and Technology Press) p289 (in Chinese) [石顺祥, 张海兴, 刘劲松 2006 物理光学与应用光学 (西安: 电子科技大学出版) 第 289 页]
- [19] Ding Z K, Xu J S, Song N 2009 *Information Technol.* **7** 66 (in Chinese) [丁兆昆, 徐俊山, 宋宁 2009 信息技术 **7** 66]
- [20] Marcuse D 1977 *Bell Syst. Tech. J.* **56** 70

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

Yin Li-Mei Zhang Wei-Gang[†] Xue Xiao-Lin Bai Zhi-Yong Wei Shi-Lei

(*Institute of Modern Optics of Nankai University, Nankai University, Tianjin 300071, China*)

(Received 10 January 2012; revised manuscript received 27 February 2012)

Abstract

It is found that two walls of fiber micro-cavity fabricated by femtosecond laser micromachining are not perpendicular to the fiber axis. Interference spectrum of the unparallel wall fiber micro-cavity Mach-Zehnder interferometer (MZI) shows abnormal characteristics, such as optical path difference decreasing linearly with wavelength increasing and the total loss decreasing with wavelength increasing. In this regard, we propose an unparallel wall fiber micro-cavity MZI model and establish analytical theory. By using new models and theories, the new micro-cavity interferometer characteristics are studied, including that the effects of corner and depth on spectral peak wavelength are numerically analysed and transmission loss, absorption loss, insertion loss, infrared absorption loss of material as well as how they affect the interference fringe contrast are theoretically studied. Theoretical analyses and experimental results are in agreement with each other. For fluid sensing, a high-quality unparallel wall fiber micro-cavity MZI is fabricated. The interference fringe contrast of the fiber micro-cavity reaches up to 35 dB in water. Experimental results show that the sensor exhibits an ultrahigh RI sensitivities, as high as -12937.31 nm/RIU in aqueous solution of sucrose.

Keywords: fiber Mach-Zehnder interferometer, unparallel wall fiber micro-cavity, femtosecond laser micromachining, fluid sensing

PACS: 07.60.Vg, 07.07.Df, 07.60.Ly, 06.60.Jn

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10974100, 10674075, 60577018), the Application of Basic Research and Frontier technology Research Key Projects of Tianjin (Grant No. 10JCZDJC24300), and the Key Laboratory of Optical Information Technology, Ministry of Education.

[†] E-mail: zhangwg@nankai.edu.cn