

基于空间和频谱分辨的光纤模式测量方法

胡丽荔,冯国英,董哲良

(四川大学 电子信息学院 激光微纳工程研究所,四川 成都 610065)

摘要: 基于空间和频谱分辨测量法研究了光纤中的激发模式。利用光纤中激发模式的群时延表达式,理论上推导了基模与高阶模以及高阶模之间的群时延差异导致的光谱干涉公式,进行了相应的模拟计算与分析。对标准通信单模光纤和大模场双包层光纤进行模式测量实验研究,利用单模光纤探针与光谱分析仪扫描探测光谱干涉信号,通过傅里叶变换得到频谱分布,分析得到光纤中激发模式的横向分布和相对功率成分。结果表明,采用空间和频谱分辨测量法可以得到光纤中激发模式的横向分布和相对功率水平,当高阶模相对基模的功率较小时,可以忽略高阶模间的干涉。

关键词: 光纤模式; 群时延差异; 光谱干涉; 空间干涉

中图分类号: TN252 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2015)08-2517-06

Spatially and spectrally resolved fiber mode measurement method

Hu Lili, Feng Guoying, Dong Zheliang

(Institute of Laser & Micro/Nano Engineering, College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

Abstract: A method of measuring excited modes in a fiber based on spatially and spectrally resolved measurement was adopted. According to the expression of the group delay of the fiber modes, the derivation processing of the group delay difference of transverse modes leading to the spectral interference was given as well as the corresponding simulation and analysis. The measurements for a standard communication single-mode fiber and a double-clad large-mode-area fiber were carried out. By using the single-mode fiber and optical spectrum analyzer to measure the spectral interference signal, the spectral interference signal by the Fourier transform was analyzed, and the distributions and power fractions of transverse modes were offered. The results show that the method of measuring the fiber modes based on spatially and spectrally resolved measurement can determine distributions and relative power levels of transverse modes in the fiber. When the high-order modes are weak compared with the fundamental mode, the interference between two different high-order modes can be ignored.

Key words: fiber modes; group delay difference; spectral interference; spatial interference

收稿日期:2014-12-10; 修订日期:2015-01-02

基金项目:国家自然科学基金(60890200, 10976017)

作者简介:胡丽荔(1989-),女,硕士生,主要从事光纤激光器与光纤模式特性分析等方面的研究。Email: lilyhu8131@gmail.com

导师简介:冯国英(1969-),女,教授,博士生导师,主要从事激光技术等方面的研究。Email: guoing_feng@scu.edu.cn

0 引言

大模场光纤在光通信和高功率光纤激光器等应用领域受到越来越多的关注。由于受到波分复用系统中光放大器带宽和输入功率的限制,难以进一步提高传输容量,而光纤模分复用^[1]利用光纤中多个模式传递信息以达到提高光通信信息容量的目的。因此对光纤模态功率的实时监测与分析是该系统的一个重要的课题。而在大模场光纤激光器中,通常通过拉大光纤的有效区域来降低非线性以获得高功率输出;但由于光纤中承载的模式越来越多,降低了输出激光的稳定性。因而对光纤模式的测量与分析成为对光纤激光器输出模式进行控制与优化的重要手段之一。同时,光纤模式的分析和表征在色散补偿器^[2]、光纤折射率分布表征^[3]、光纤模式转换器^[4]、偏振控制仪^[5]等应用也发挥了重要作用。

对光纤模式测量与分析的方法多种多样。最早采用的有边发射技术^[6],该方法不仅可以激发多模光纤中的高阶模,同时可测量其相对功率;但是其对光纤包层暴露技术的精确度要求高、难度大。Andermahr 等人提出三镜环形腔法^[7],但该方法需要精确光纤对准,并且只能测出功率含量大于 3% 的高阶模。另外,还有低相干干涉技术^[8],它可以同时测量空间相位、强度分布以及模式色散性质等参数,但其结构较复杂并且缺乏较强的鲁棒性。2008 年 Nicholson 等提出了基于空间和频谱分辨成像法^[9-13],可以用来确定激发的模式横向分布和相对功率值;但是该方法只考虑基模和高阶模之间的干涉,忽略了高阶模间的干涉;Nguyen 等人在参考文献[11]中对其进行了完善,以提高待测光纤的模式精确性。

文中首先从理论上分析了基于空间和频谱分辨测量的光纤模式测量的基本原理;同时考虑了高阶模和基模之间的干涉以及高阶模间的干涉情况,并进行了相应的数值模拟与分析;最后搭建了基于空间和频谱分辨测量的光纤模式测量实验装置,并以标准通信单模光纤和大模场双包层光纤为例进行了实验研究。结果表明:采用基于空间和频谱分辨测量的光纤模式测量方法可以确定光纤中激发模式的横向分布和相对功率水平,当高阶模相对基模的功率较小时,可以忽略高阶模间的干涉。

1 基于空间和频谱分辨测量法的基本原理

1.1 实验原理

基于空间和频谱分辨测量的光纤模式测量方法的实验原理装置如图 1 所示,其主要由放大自发辐射光源、待测光纤、光纤耦合透镜、偏振片、二维平移台、单模光纤探针、光谱分析仪以及计算机系统等组成。放大自发辐射光源通过光纤连接器被耦合进入待测光纤后,经过透镜 L1 准直后被透镜 L2 聚焦形成放大的输出光斑;输出光斑被耦合至单模光纤探针上,由光谱分析仪接收;同时在透镜 L1 和透镜 L2 之间放一偏振片以确保光纤模式偏振态保持一致。其中透镜 L1 和透镜 L2 组成一个光学放大系统对输出光斑进行放大以便后续光斑空域上的探测;单模光纤探针、光谱仪和二维平移台组成一个空间扫描光谱测量系统。

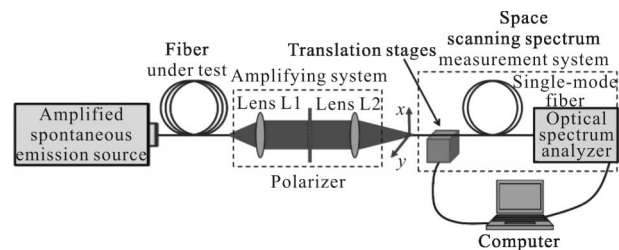


图 1 基于空间和频谱分辨测量的光纤模式测量实验装置原理图
Fig.1 Experimental setup schematic of measuring excited modes in a fiber based on spatially and spectrally resolved measurement

由于模式间不同群时延,待测光纤中任意两模式在单模光纤探针端点位置 (x, y) 形成空间叠加并产生光谱干涉;而该干涉信号经由单模光纤探针耦合后被光谱分析仪记录下来;然后通过对光谱干涉信号进行傅里叶变换频谱分析,在不同相对群时延位置处即可得到不同的模式拍。同时通过空间扫描光谱测量系统对光斑任一空间位置 (x, y) 进行扫描以实现空域分辨的能力。

1.2 理论分析

以阶跃光纤为例,线性偏振模 LP_m 的近似横向场振幅可写为:

$$E_m(r, \theta) \propto \begin{cases} \frac{J_m\left(\frac{u_{mm}}{a}r\right)}{J_m(u_{mm})} \begin{pmatrix} \sin(m\theta) \\ \cos(m\theta) \end{pmatrix} & 0 \leq r \leq a \\ \frac{K_m\left(\frac{w_{mm}}{a}r\right)}{K_m(w_{mm})} \begin{pmatrix} \sin(m\theta) \\ \cos(m\theta) \end{pmatrix} & r \geq a \end{cases} \quad (1)$$

式中: J_m 和 K_m 分别是第一类 m 阶贝塞尔函数和二类 m 阶修正贝塞尔函数。 (u_{nm}, w_{nm}) 为以下方程的解^[17]:

$$\frac{u_{nm} J_{m+1}(u_{nm})}{J_m(u_{nm})} = \frac{w_{nm} K_{m+1}(w_{nm})}{K_m(w_{nm})}$$

$$u_{nm}^2 + w_{nm}^2 = V^2 \quad (2)$$

其中, V 为归一化频率, 定义

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2} \quad (3)$$

式中: a 为光纤纤芯半径; n_{core} 为纤芯折射率; n_{clad} 为包层折射率。同时参数 u_{nm} 、 w_{nm} 和 LP_{nm} 模传播常数 β_{nm} 有以下关系:

$$u_{nm} = a(k^2 n_{\text{core}}^2 - \beta_{nm}^2)^{\frac{1}{2}}$$

$$w_{nm} = a(\beta_{nm}^2 - k^2 n_{\text{clad}}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

那么可以将 LP_{nm} 模传播常数 β_{nm} 表示为:

$$\beta_{nm} = kn_{\text{core}} \left(1 - 2\Delta \frac{u_{nm}^2}{V^2} \right) \quad (5)$$

那么 LP_{nm} 模在长度为 ΔL 的光纤中传输的群时延可以由公式(6)确定:

$$\tau_{nm} = \frac{d\beta_{nm}}{d\omega} \Delta L \quad (6)$$

其中 $\omega = \frac{2\pi c}{n_{\text{core}} \lambda}$ 。因此, 两个模式在空间点 (x, y) 处叠加时, 会由于不同模式在宽谱光源下的群时延差异而发生光谱干涉。假设基模和高阶模进行干涉, 用一个系数 α_{nm} 相关联可以得到以下关系^[14]:

$$E_{nm}(x, y, \omega) = \alpha_{nm}(x, y) E_{01}(x, y, \omega) \exp(i\omega \Delta\tau_{nm}) \quad (7)$$

式中: E_{01} 和 E_{nm} 分别为基模和高阶模的场分布; $\Delta\tau_{nm}$ 为高阶模和基模之间的相对群时延。根据光的相干理论, 在光纤中传输的基模和高阶模模式之间要产生模间干涉, 其干涉光场分布如下:

$$E(x, y, \omega) = E_{01}(x, y, \omega) + \sum_{m \neq 0, n \neq 1} \alpha_{nm}(x, y) E_{01}(x, y, \omega) \exp(i\omega \Delta\tau_{nm}) \quad (8)$$

那么其相应的光谱干涉强度为:

$$I(x, y, \omega) = E(x, y, \omega) \cdot E(x, y, \omega)^* = I_{01}(x, y, \omega) \left[1 + \sum_{m \neq 0, n \neq 1} \alpha_{nm}(x, y) e^{i\omega \Delta\tau_{nm}} \right] \times \left[1 + \sum_{p \neq 0, q \neq 1} \alpha_{pq}(x, y) e^{-i\omega \Delta\tau_{pq}} \right] =$$

$$I_{01}(x, y, \omega) \left[1 + \sum_{m \neq 0, n \neq 1} \alpha_{nm}^2(x, y) + \sum_{m \neq 0, n \neq 1} \alpha_{nm}(x, y) (e^{i\omega \Delta\tau_{nm}} + e^{-i\omega \Delta\tau_{nm}}) + \sum_{\substack{m \neq p, n \neq q; \\ m \neq 0, n \neq 1}} \alpha_{nm}(x, y) \alpha_{pq}(x, y) e^{i\omega(\Delta\tau_{nm} - \Delta\tau_{pq})} \right] \quad (9)$$

其中, $I_{01}(x, y, \omega)$ 为基模的强度分布。对光谱干涉强度进行傅里叶变换可得到:

$$F(x, y, \tau) = \left[1 + \sum_{m \neq 0, n \neq 1} \alpha_{nm}^2(x, y) \right] F_{01}(x, y, \tau) + \sum_{m \neq 0, n \neq 1} \alpha_{nm}(x, y) [F_{01}(x, y, \tau - \Delta\tau_{nm}) + F_{01}(x, y, \tau + \Delta\tau_{nm})] + \sum_{\substack{m \neq p, n \neq q; \\ m \neq 0, n \neq 1}} \alpha_{nm}(x, y) \times \alpha_{pq}(x, y) F_{01}(x, y, \tau - \Delta\tau_{nm} + \Delta\tau_{pq}) \quad (10)$$

式中: $F_{01}(x, y, \tau)$ 为基模的光场的傅里叶变换; 公式的第二项为高阶模和基模之间的干涉, 在 $\tau = \Delta\tau_{nm}$ 处会有一个尖峰, 它为某个模式和基模之间的拍。定义 $f(x, y)$ 为光谱强度傅里叶变换值在相对群时延 $\Delta\tau_{nm}$ 和 0 的比值:

$$f_{nm}(x, y) = \frac{F(x, y, \tau = \Delta\tau_{nm})}{F(x, y, \tau = 0)} = \frac{\alpha_{nm}(x, y)}{1 + \sum_{p \neq 0, q \neq 1} \alpha_{pq}^2(x, y)} \quad (11)$$

这样就可以得到 $f_{nm}(x, y)$ 与 $\alpha_{nm}(x, y)$ 的关系, 如公式(12)所示:

$$\alpha_{nm}(x, y) = \frac{f_{nm}(x, y) \left(1 - \sqrt{1 - 4 \sum_{p \neq 0, q \neq 1} f_{pq}^2(x, y)} \right)}{2 \sum_{p \neq 0, q \neq 1} f_{pq}^2(x, y)} \quad (12)$$

因此可以得到基模和高阶模的强度分布, 如公式(13)所示^[14]:

$$I_{01}(x, y) = I_T(x, y) \frac{1}{1 + \sum_{m \neq 0, n \neq 1} \alpha_{nm}^2(x, y)}$$

$$I_{nm}(x, y) = I_T(x, y) \frac{\alpha_{nm}^2(x, y)}{1 + \sum_{p \neq 0, q \neq 1} \alpha_{pq}^2(x, y)} \quad (13)$$

其中, $I_T(x, y)$ 为给定点 (x, y) 积分后的光谱强度, 可得到多路径干涉值^[15]为:

$$MPI = 10 \log \frac{\iint I_{nm}(x, y) dx dy}{\iint I_{01}(x, y) dx dy} \quad (14)$$

即高阶模与基模的功率比，这样就可以得到高阶模的相对功率和强度分布。公式(10)中的第三项代表高阶模之间的干涉，这样导致了傅里叶变换中在时延 $|\Delta\tau_{nm}-\Delta\tau_{pq}|$ 处增加尖峰，它们的比值 $f_{nm,pq}$ 定义为：

$$f_{nm,pq}(x,y) = \frac{F(x,y,\tau=\Delta\tau_{nm}-\Delta\tau_{pq})}{F(x,y,\tau=0)} = \frac{\alpha_{nm}(x,y)\alpha_{pq}(x,y)}{1 + \sum_{m \neq 0, n \neq 1} \alpha_{mn}^2(x,y)} \quad (15)$$

如果在高阶模相对于基模较弱而选择忽略高阶模之间干涉的情况下，公式(11)和公式(15)写成如下形式：

$$f_{nm}(x,y) = \frac{\alpha_{nm}(x,y)}{1 + \alpha_{nm}^2(x,y)} \quad (16)$$

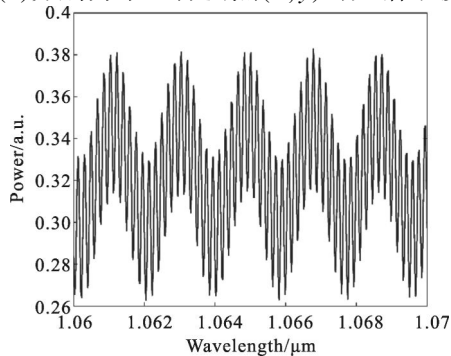
$$f_{nm,pq}(x,y) \approx 0 \quad (17)$$

在考虑高阶模间干涉的情况下，会在光谱强度傅里叶变换图上看到高阶模与基模之间干涉得到的尖峰和高阶模之间干涉得到的尖峰。

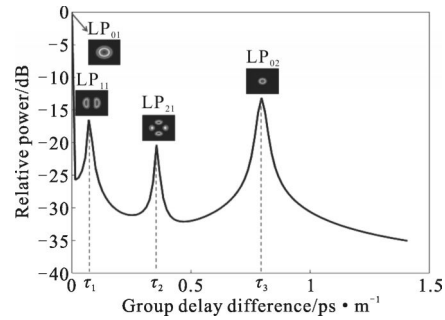
2 理论模拟结果

为了验证所提方法和理论推导过程的正确性与可行性，分别对不考虑高阶模间干涉与考虑高阶模间干涉两种情况进行模拟。假设选取的宽谱光源中心波长为 $1.065 \mu\text{m}$ ，谱宽为 10 nm ，光纤纤芯直径为 $14 \mu\text{m}$ ，折射率为 1.4675 ，包层直径为 $125 \mu\text{m}$ ，折射率为 1.4645 ，光纤长度为 1 m 。在波长为 $1.065 \mu\text{m}$ 时，归一化频率为 4.69 ；因此光纤中会存在 LP_{01} 、 LP_{02} 、 LP_{21} 和 LP_{11} 四种模式。模拟的结果如图 2 和图 3 所示。

当不考虑高阶模间干涉时，模拟结果如图 2 所示；图 3 为考虑了高阶模间干涉的情况。其中，图 2(a) 和图 3(a) 分别为某一探测点 (x,y) 的光谱干涉信号；

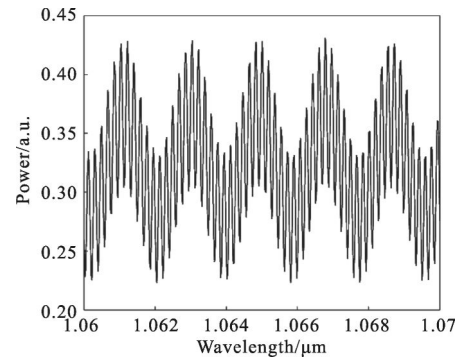


(a) 某一探测点 (x,y) 的光谱干涉信号
(a) Spectral interference signal at an arbitrary (x,y)

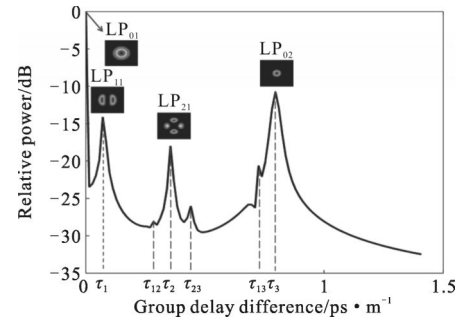


(b) 所有点的光谱强度傅里叶变换值取模相加的结果
(b) Sum of Fourier transforms of spectral intensity of all measured points

图 2 不考虑高阶模间干涉的模拟结果
Fig.2 Results of ignoring interference between high-order modes



(a) 某一探测点 (x,y) 的光谱干涉信号
(a) Spectral interference signal at an arbitrary (x,y)



(b) 所有点的光谱强度傅里叶变换值取模相加的结果
(b) Sum of Fourier transforms of spectral intensity of all measured points

图 3 考虑高阶模间干涉的模拟结果

Fig.3 Result of considering interference between high-order modes

而图 2(b) 和图 3(b) 分别为空间扫描所有位置 (x,y) 上的光谱强度的傅里叶变换取模后值相加的结果。由图 2(b) 可以看出，当不考虑高阶模时，在光谱强度傅里叶变换图相对群时延差异 τ_1, τ_2, τ_3 处可以看到三个尖峰；分别对应于 LP_{11} 、 LP_{21} 、 LP_{02} 。而图 3(b) 中在相同的 τ_1, τ_2, τ_3 处的尖峰也对应着这三个模式，但是除了这些模式所对应的尖峰外，还有其他几个尖峰存在。在 $\tau_{12} = \tau_2 - \tau_1$ 处得到的尖峰即为 LP_{11} 和

LP₂₁ 干涉得到的尖峰;同样地,在 τ_{23} 、 τ_{13} 处也会得到尖峰,它们都是高阶模之间干涉得到的尖峰。因此需要将高阶模之间干涉得到的尖峰去除,这样才能得到笔者需要的高阶模的信息。

一般来说,高阶模弱于基模, f_{mn} 、 f_{pq} 一般大于 f_{m_0, p_0} , 因此最高尖峰所对应的就是某个真实高阶模; 根据该尖峰所对应的相对群时延差异减去第二高尖峰的相对群时延差异会得到高阶模间干涉的尖峰, 而这个尖峰会低于对应的那两个模式的尖峰, 依此类推就会找出全部高阶模之间干涉的尖峰, 从而得到待测光纤高阶模的信息。

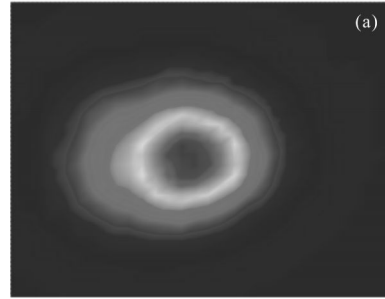
3 实验结果

为了进一步验证所提方法的可行性, 对单模光纤和一定弯曲直径下大模场双包层光纤进行了实验研究。实验装置如图 1 所示, 其中宽谱光源为放大自发辐射光源, 其波长范围为 1 040~1 090 nm; 透镜 L1 和透镜 L2 的焦距分别为 30 mm 和 200 mm, 即得到大约 7 倍的放大倍率。单模光纤探针采用的是一根大约 1 m 长的 1 060 nm 单模光纤, 其与一型号为 AQ6370C、分辨率为 0.02 nm、可探测波段为 600~1 700 nm 的光谱分析仪相耦合; 单模光纤探针的探测端固定在电控平移台上。实验中, 光谱分析仪的频谱测量分辨率设为 0.05 nm; 通过 LabView 软件控制电控平移台进行逐点扫描(30 点×30 点), 在扫描的同时控制光谱分析仪对每一个位置(x, y)的光谱干涉信号进行采集, 这样即可得到 30×30 个数据文件。每个数据文件对应每个点的光谱, 对每个点的光谱进行傅里叶变换后进行取模并把模值相加得到时域图, 由于不同模式间的群时延差异, 可以从时域图上得到几个尖峰; 而通过计算对应的 $f(x, y)$ 值, 可以得到高阶模的空间强度分布。

3.1 标准通信单模光纤

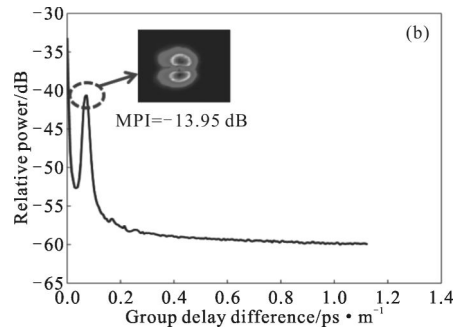
首先对标准通信单模光纤的模式进行测量。选取的标准通信单模光纤长度为 2.53 m、纤芯直径为 9 μm、NA 为 0.11, 其在 1 060 nm 波长下能支持 LP₀₁ 和 LP₁₁ 两种模式。实验结果如图 4 所示, 其中图 4 (a) 为对每一个(x, y)点的光谱干涉信号进行积分后复原得到的光斑强度分布图; 图 4(b) 为每个扫描测

量点(x, y)光谱的傅里叶变换后取模相加的结果。可以看出, 图 4(b) 中对应一个尖峰, 尖峰处重建的模式如图 4(b) 中插图所示, 即为 LP₁₁ 模, 计算得到它的 MPI 值为 -13.95 dB。从图 4 可以看出, 该光纤除了基模 LP₀₁ 外, 只存在高阶模 LP₁₁, 与根据光纤性质计算的结果值一致。



(a)重建的光强分布图

(a) Reconstructed intensity distribution



(b)每个扫描测量点(x, y)的干涉光谱的傅里叶变换值取模相加结果

(b) Sum of Fourier transforms of spectral intensity of all measured points

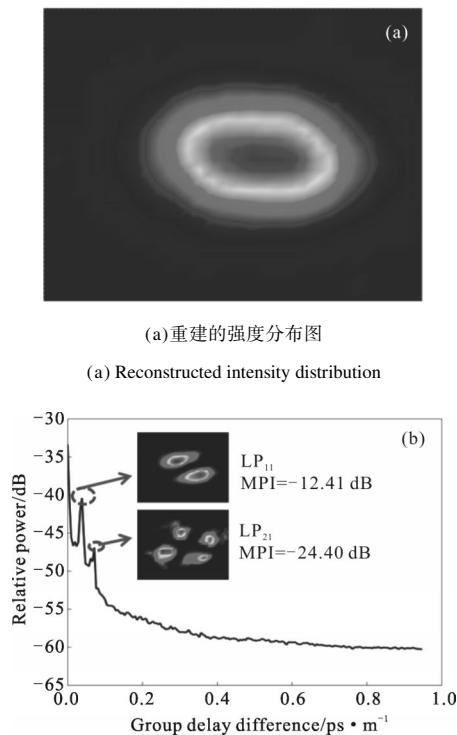
图 4 标准通信单模光纤模式测量实验结果

Fig.4 Measurement result of standard communication single-mode fiber

3.2 大模场双包层光纤

进一步的, 笔者还选取了一段长度为 3 m, 纤芯直径为 30 μm, 内包层直径为 400 μm 的大模场双包层光纤(LMA-GDF-30/400); 在 1 060 nm 处的内包层 NA 为 0.46, 纤芯 NA 为 0.06。当大模场双包层光纤弯曲直径为 30 cm 时, 得到的实验结果如图 5 所示。其中图 5(a) 为对每一个扫描位置(x, y)的干涉光谱信号进行积分后复原得到的光束强度分布; 图 5(b) 为每个扫描测量点(x, y)光谱的傅里叶变换后取模相加的结果。

可以看到, 图 5(b) 中存在两个尖峰, 插图是尖峰处重建的模式 LP₁₁ 和 LP₂₁, 对应的 MPI 分别为 -12.41 dB 和 -24.40 dB。因此, 在 30 cm 弯曲直径下存在高阶模



(a) 重建的强度分布图
(a) Reconstructed intensity distribution
(b) 每个扫描测量点(x, y)的光谱的傅里叶变换值取模相加结果
(b) Sum of Fourier transforms of spectral intensity of all measured points

图 5 大模场双包层光纤模式测量结果

Fig.5 Measurement result of double-clad large-mode-area fiber

LP_{11} 和 LP_{21} , 但是并不存在高阶模之间的干涉尖峰; 这是由于高阶模 LP_{11} 和 LP_{21} 相对基模的功率较小, 高阶模间的干涉不明显, 与前面理论推导和模拟分析的结果相吻合。

4 结论

采用一种基于空间和频谱分辨的光纤模式测量方法对光纤模式进行测量与分析。基于光纤中传输的激发模式具有不同群时延的特点, 建立了基模与高阶模之间干涉时忽略高阶模间干涉和考虑高阶模间干涉的理论分析模型, 给出了模式重建和模式功率成分分析的方法。同时, 在实验室条件下搭建了一套利用 LabView 软件同时控制电控平移台和光谱分析仪实现自动数据自动化采集的实验装置, 对标准通信单模光纤和一定弯曲直径下的大模场双包层光纤的模式分布和模式功率成分进行了实验研究。实验结果表明: 采用基于空间和频谱分辨测量光纤模式法可以确定光纤中激发模式的横向分布和相对功率水平; 在阶模相对基模功率较小时, 可以忽略高

阶模间的干涉。

参考文献:

- [1] Berdagué S, Facq P. Mode division multiplexing in optical fibers[J]. *Applied Optics*, 1982, 21(11): 1950–1955.
- [2] Poole C, Wiesenfeld J M, Digiovanni D J, et al. Optical fiber -based dispersion compensation using higher order modes near cutoff [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1994, 12(10): 1746–1758.
- [3] Posey R, Phillips L, Diggs D, et al. LP_{01} - LP_{02} interference using a spectrally extended light source: measurement of the non-step-refractive-index profile of optical fibers[J]. *Optics Letters*, 1996, 21(17): 1357–1359.
- [4] Ramachandran S, Wang Z, Yan M. Bandwidth control of long-period grating-based mode converters in few-mode fibers[J]. *Optics Letters*, 2002, 27(9): 698–700.
- [5] Ramachandran S, Das M, Wang Z, et al. High extinction, broadband polarisers using long-period fibre gratings in few-mode fibres[J]. *Electronics Letters*, 2002, 38(22): 1327–1328.
- [6] Szczepanek P S, Berthold III J W. Side launch excitation of selected modes in graded-index optical fibers [J]. *Applied Optics*, 1978, 17(20): 3245–3247.
- [7] Andermahr N, Theeg T, Fallnich C. Novel approach for polarization-sensitive measurements of transverse modes in few-mode optical fibers[J]. *Applied Physics B*, 2008, 91(2): 353–357.
- [8] Hamel P, Jaouen Y, Gabet R, et al. Optical low-coherence reflectometry for complete chromatic dispersion characterization of few-mode fibers[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(9): 1029–1031.
- [9] Nicholson J, Yablon A, Ramachandran S, et al. Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers[J]. *Optics Express*, 2008, 16(10): 7233–7243.
- [10] Nicholson J W, Yablon A D, Fini J M, et al. Measuring the modal content of large-mode-area fibers [J]. *IEEE JQE*, 2009, 15(1): 61–70.
- [11] Nguyen D M, Blin S, Nguyen T N, et al. Modal decomposition technique for multimode fibers [J]. *Applied Optics*, 2012, 51(4): 450–456.
- [12] Otto H -J, Jansen F, Stutzki F, et al. Improved modal reconstruction for spatially and spectrally resolved imaging (S2)[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2013, 31 (5–8): 1295–1299.
- [13] Sleiffer V A, Yongmin J, Baddela N K, et al. High capacity mode-division multiplexed optical transmission in a novel 37-cell hollow-core photonic bandgap fiber [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2014, 32(1–4): 854–863.
- [14] Ramachandran S, Nicholson J W, Ghalmi S, et al. Measurement of multipath interference in the coherent crosstalk regime[J]. *IEEE PTL*, 2003, 15(8): 1171–1173.