

# 光纤偏振态模式分布的干涉测量方法\*

王 涛 周柯江 叶 炜 杨国光

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

**摘 要** 研究一种高精度单模光纤偏振态模式耦合干涉测量方法, 运用短相干长度光源, 克服了传统的强度型测量光纤及光纤无源器件方法的缺点。该系统不仅可使测量精度达到-80 dB, 且可以精确地测量耦合点位置, 位置分辨率小于 10 mm。并给出对 Lyot 型光纤去偏器的测量结果。

**关键词** 白光干涉, 光纤模式分布, 相干测量。

随着光纤传感器的快速发展, 干涉型光纤传感器由于灵敏度高、测量精密而得到重视。在干涉型光纤传感器中, 控制光束的偏振态是十分重要的。这是由于光纤中偏振态模式(以下简称模式)跳转会使参与干涉的两束光的光程发生变化, 从而引起误差, 因此在干涉型光纤传感器中多使用偏振控制器件, 如保偏光纤、光纤起偏器、Lyot 去偏器等来控制光束的偏振态。与此相对应, 光纤偏振器件的测试成为一个新的研究课题。现在普遍将用于测试空间偏振器件的方法测试光纤偏振器件, 这些方法以光强测试为基础, 在测试空间偏振器件时, 由于作为中间介质的空气是各向同性介质, 光的偏振态在其中不会发生变化, 所以不会引起误差。而此方法用于检测光纤偏振器件时, 首先光纤中各点偏振态的变化均叠加在光强变化上; 其次光纤内的光波经透镜耦合进入空气中时, 将发生光模式的失配现象, 将改变偏振态两个分量的大小, 因此, 这一测试方法在测试光纤器件时会引入较大的误差。

“白光”干涉仪用宽带光源, 如超辐射发光管(SLD)、边发光二极管(ELED), 利用干涉方法测量光纤偏振器件。这一系统不仅测量精度高, 而且可以测出光纤中模式耦合分布; 同时在测量器件时, 不需要对被测件进行精密调整。

## 1 原 理

对于单模光纤偏振器件,  $HE_{11}^x$  模和  $HE_{11}^y$  模的传播速度不同。如图 1 所示, 设入射光为  $x$  方向振动的线偏振光, 振幅为  $E_0(t)$ , 在距光纤出射端  $L'$  产生模式耦合, 强度耦合率为  $\epsilon^2$ , 光源为准单色光, 则在出射处, 光场可表示为<sup>[1]</sup>:

$$\begin{aligned} E = E_x + E_y = & \sqrt{1 - \epsilon^2} \exp [j(\omega t - \beta_x L)] E_0(t - d\beta_x/d\omega L) i \\ & + \epsilon \exp \{j[\omega t - \beta_x(L - L') - \beta_y L']\} E_0[t - (d\beta_y/d\omega)(L - L') - (d\beta_y/d\omega)L'] j \end{aligned}$$

\* 国家科委 863 高科技项目。

收稿日期: 1996 年 5 月 17 日; 收到修改稿日期: 1996 年 7 月 15 日

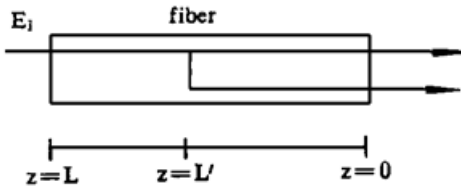


Fig. 1 Schematic diagram of mode coupling in a fiber

从入射端到耦合点这一段，由于光模式一样，因此光程也一样；从耦合点到出射端，有一部分光跳转为另一模式，这两束光的折射率不同，光程也不同。对于干涉而言，只有第二段有意义，因此可将上式等效为：

$$E = \sqrt{1 - \epsilon^2} E_0(t) i + \epsilon E_0(t - DL') j \quad (1)$$

式中， $D \equiv d\beta_x/d\omega - d\beta_y/d\omega$ ，是光纤的色散系数。将两束光经与  $x$  方向成  $45^\circ$  的检偏器入射到迈克尔逊干涉仪，使之形成干涉，当干涉仪两臂时差为  $\tau$  时，干涉强度

中的干涉项  $I^{[2]}$  为：

$$I = 2E_x(t) E_y^*(t - \tau) \text{Re } \mathcal{Y}(\tau) \propto \epsilon \sqrt{1 - \epsilon^2} \text{Re } \mathcal{Y}(\tau) \quad (2)$$

$\mathcal{Y}(\tau)$  为相干函数。当两臂时差  $\tau$  为某一数值时，可以使  $\mathcal{Y}(\tau)$  的模为 1，此时干涉强度

$$I \propto \epsilon \sqrt{1 - \epsilon^2} \quad (3)$$

从上面的分析可以看出，由于光纤内不同模式的传播速度不同，则在光纤内耦合点经过耦合的光波，与原光波在射出光纤后有时间差，这两束光射到干涉的反射镜上也有时间差。如光纤的色散为  $D$ ，则时差为  $DL'$ 。在白光干涉仪中使用宽带光源，光源的相干时间  $\Delta t$  很小，对于  $DL' > \Delta t$  的情况，原光波与耦合后的光波不具有相干性，无法形成干涉（这一间隔表征了最小能分离的两个耦合点之间的间距，称为白光干涉仪的分辨率）。为了使原光波与耦合后的光波能形成干涉，必须满足参与干涉的两束光的光程差小于光源的相干长度这一条件，这可以通过固定干涉仪的参考臂，平移干涉仪的测量臂完成。设测量臂的移动量为  $z$ ，归一化后，射到参考镜 A 和测量镜 B 的电场强度为：

$$\left. \begin{aligned} E_A &= \sqrt{1 - \epsilon^2} E_0(t) + \epsilon E_0(t - DL') \\ E_B &= \sqrt{1 - \epsilon^2} E_0(t - 2z/c) + \epsilon E_0[t - DL' - 2z/c] \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

图 2 为表示测量过程的示意图，参考镜的位置保持不变，测量镜前后移动以产生与参考镜的光程差（在此只考虑正光程差）；通过光纤后保持原模式的光波列用较大的三角表示，较小的三角代表耦合到另一模式的光波列，这两个波列之间的时差为  $DL'$ ；只有当参考镜与测量镜上的光波列有一个或两两对齐，才会形成干涉。当测量臂处于位置 2，参考镜上的波列与测量镜上的波列两两对齐，(4) 式中  $E_A$ 、 $E_B$  的第一项和第二项两两干涉；当测量臂处于位置 3，两镜间的光程差为  $z = cDL'/2$  时，测量镜上的“小”波列与参考镜上的“大”波列对齐，即(4) 式中  $E_A$  的第二项和  $E_B$  的第一项光程相等，形成干涉。而当测量臂在其他位置时，参考镜、测量镜上的各光波列的光程差均大于光源的相干长度，无法形成干涉。分析(3) 式与(4) 式，当  $\epsilon^2 \ll 1$  (弱耦合) 时，耦合光波与原光波干涉强度正比于  $\epsilon$ 。

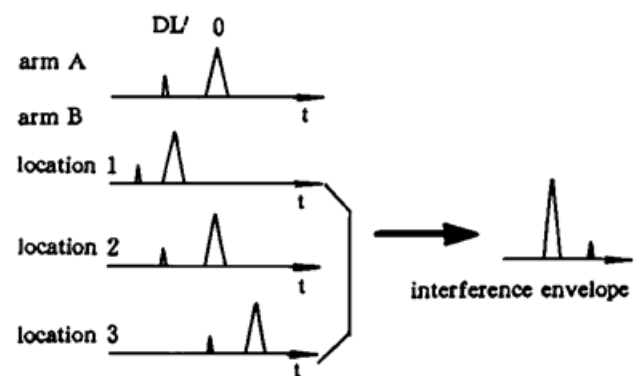


Fig. 2 Schematic diagram of interference envelopes Michelson interferometer

当光纤中存在多个耦合点时，设各耦合的强度耦合率为  $\epsilon_i^2$ ，距离光纤出射面的距离为  $l_i$ ，设各点为弱耦合（如非弱耦合，在测量时需采用更精确复杂的算法）。则干涉仪参考镜 A 和测

量镜 B 的电场强度为:

$$\begin{cases} E_A = \prod_{i=1}^n \sqrt{1 - \epsilon_i^2} E_0(t) + \sum_{i=1}^n \left[ \epsilon_i \prod_{j=1, j \neq i}^n \sqrt{1 - \epsilon_j^2} E_0(t - DL_i) \right] \\ E_B = \prod_{i=1}^n \sqrt{1 - \epsilon_i^2} E_0(t - \frac{2z}{c}) + \sum_{i=1}^n \left[ \epsilon_i \prod_{j=1, j \neq i}^n \sqrt{1 - \epsilon_j^2} E_0(t - DL_i - \frac{2z}{c}) \right] \end{cases}$$

干涉强度可表示为:

$$\begin{aligned} I &= \langle E_A E_B^* \rangle \\ &= \prod_{i=1}^n \sqrt{1 - \epsilon_i^2} \prod_{s=1}^n \sqrt{1 - \epsilon_s^2} \langle E_0(t) E_0^*(t - 2z/c) \rangle \\ &\quad + \sum_{i=1}^n \epsilon_i \prod_{j=1, j \neq i}^n \sqrt{1 - \epsilon_j^2} \prod_{s=1}^n \sqrt{1 - \epsilon_s^2} \langle E_0(t) E_0^*(t - DL_i - 2z/c) \rangle \\ &\quad + \sum_{i=1}^n \epsilon_i \prod_{j=1, j \neq i}^n \sqrt{1 - \epsilon_j^2} \prod_{s=1}^n \sqrt{1 - \epsilon_s^2} \langle E_0(t - DL_i) E_0^*(t - 2z/c) \rangle \\ &\quad + \sum_{i=1}^n \epsilon_i \prod_{j=1, j \neq i}^n \sqrt{1 - \epsilon_j^2} \left| \sum_{s=1}^n \epsilon_s \prod_{t=1, t \neq s}^n \sqrt{1 - \epsilon_t^2} [E_0(t - DL_i) E_0^*(t - DL_s - 2z/c)] \right| \end{aligned}$$

式中,  $\langle \rangle$  表示时间平均, 光纤中的耦合为弱耦合, 可以省略第四项。当  $\langle \rangle$  内的两项的时间差大于光的时间相干度  $\Delta t$ , 该项为零; 由于采用短相干长度光源,  $\Delta t$  很小, 可以假设当  $\langle \rangle$  内的两项的时间差不为零时, 时间平均是零。这样, 第一项只有当  $z = 0$  时可产生干涉信号, 第二项中的各项只有当  $z = -cDL_j/2$  时才可分别产生干涉信号, 第三项中的各项只有当  $z = cDL_j/2$  时才可分别产生干涉信号。这样, 不同的干涉仪测量臂位置  $z$ , 代表了光纤中不同的耦合位置  $L_i$ , 各耦合点的耦合情况可以分离, 从而测出光纤中耦合的分布状况。

可分离的耦合点的间距, 即白光干涉仪的分辨率, 应满足这两个耦合点之间的光程差小于光源的相干长度, 即  $l < l_c/cD$ 。一般超辐射发光管的相干长度约  $20 \mu\text{m}$ , 光纤的相对色散系数为  $600 \text{ ps/km}$ , 可以得到白光干涉仪的分辨率小于  $10 \text{ mm}$ 。

## 2 实验装置及结果

实验装置如图 3 所示, 用带尾纤的超辐射发光管 SLD 作为光源, 经过光纤起偏器  $P_1$  后将光引入到待测光纤器件, 在光纤器件的输出端, 经透镜 L 耦合, 将光入射到与光纤主轴成  $45^\circ$  方向放置的检偏器  $P_2$ , 然后进入迈克尔逊干涉仪检测其干涉信号。为了提高测量灵敏度, 减小噪声及误差, 采用相干检测方法, 即在干涉仪的参考臂加正弦调制, 则干涉的光信号也被调制, 经探测器光电转换, 输入到锁相器后得到解调的干涉强度。

待测光纤器件是 Lyot 型光纤去偏器<sup>[3]</sup>, 其原理是采用长度比为  $1:2$  的保偏光纤, 将两者的主轴方向调整到夹角  $45^\circ$  焊接而成, 线偏振光入射到去偏器, 出射光波为各向同性。实验所用的去偏器由  $6 \text{ m}$  熊猫型保偏光纤制成, 长度比为  $2 \text{ m}: 4 \text{ m}$ , 相对色散系数为  $600 \text{ ps/km}$ 。由于去偏器不是弱耦合, 所以其干涉强度不是正比于  $\epsilon$ , 而正比于  $\epsilon \sqrt{1 - \epsilon^2}$ 。

图 4 是测量的实验结果, 横坐标代表测量臂与参考臂的光程差, 纵坐标是参考臂位于不同位置时得到的干涉信号强度, 以零光程时的信号大小作为标准进行归一化后的分贝数。在光程差为  $380 \mu\text{m}$  时, 有一个  $-6.18 \text{ dB}$  的尖峰; 在光程差为  $570 \mu\text{m}$  时, 有一个  $-38.25 \text{ dB}$  的尖峰。前一尖峰是去偏器焊接点产生, 后一尖峰是光纤起偏器与去偏器未能精确对准主

轴,在其联结处产生。考虑输入光为非线偏振光的影响,根据实验数据可以计算得到,去偏器的偏振态强度耦合率为 55%,偏振度是 10%,耦合位置一个在 3.43 m 处,另一个在 5.13 m 处。这一结果与理论推导和实际的应用效果相吻合。

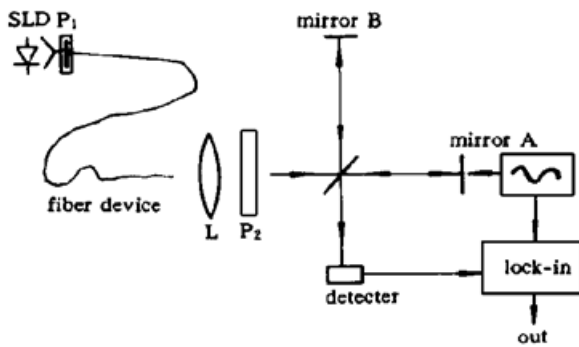


Fig. 3 Schematic diagram of “white-light” interferometer

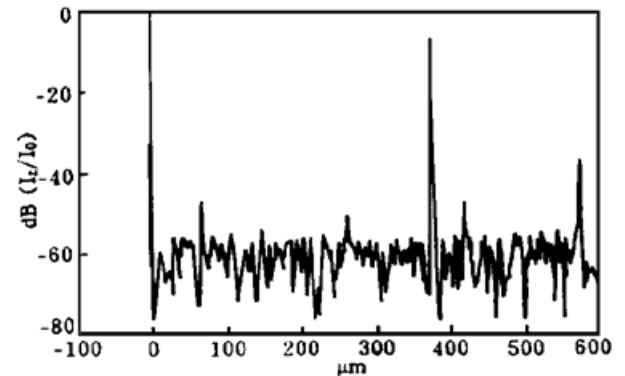


Fig. 4 Result of a Lyot depolarizer using “white-light” interferometer

**结 论** “白光”干涉这一新型的测量方式,不仅可测出光纤器件的偏振态耦合强度,而且能测出各耦合点的位置,得到光纤偏振态模式分布,有极高的精度和位置灵敏度。分析实验结果,其测量精度可达 $-80$  dB,位置灵敏度依赖于光源的相干度,一般在 10 mm 量级。由于可分离各点的耦合,输入光的非线偏振性可以通过计算校正,在测试时线偏振光与元件的调整误差并不影响测量精度,因此不需要精确调整,对光源的偏振度要求也不高。在测量时,对元件无需破坏,可以用于在线测量,在光纤及元件的制作过程中实时监控,保证其质量。

“白光”干涉测量调整方便、测量准确,用于光纤及元件的测试、制作,光纤模式的研究,光纤传播模型的研究等,具有极高的精度。本系统现已用于光纤陀螺研究中元器件的评价和筛选、敏感环的绕制控制,达到很好的效果。

### 参 考 文 献

- [1] K. Takada, J. Noda, Y. Sasaki, Simple measurement method for polarisation modal dispersion in polarisation-maintaining fibers. *Electron. Lett.*, 1983, **19**(24): 1015~ 1017
- [2] M. 玻恩, E. 沃耳夫, 光学原理, (下册), 北京, 科学出版社, 1981, 667~ 686
- [3] K. Mochizuki, Degree of polarization in jointed fiber: the Lyot depolarizer. *Appl. Opt.*, 1984, **23**(19): 3284~ 3288

## Interferometric Measurement of Polarization Mode Distribution in Fiber

Wang Tao    Zhong Kejiang    Ye Wei    Yang Guoguang

(State Key Laboratory of Modern Optical Instrument, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

(Received 17 May 1996; revised 15 July 1996)

**Abstract** A high-accuracy method for measuring polarization mode distribution in single-mode fiber is designed, which conquers the weakness of classic method measuring the fiber and fiber component. This system, using short coherent-length such as SLD, is of the accuracy of couple intensity up to  $-80$  dB and the resolution of survey distance is 10 mm. A result of measuring Lyot fiber-depolarizer is given in this paper.

**Key words** white-light interference, fiber mode distribution, coherent measurement.