

测量单模光纤模场直径的一种新方法

张 明 张申如
(南京通信工程学院)

提 要

本文根据单模光纤模场直径的横向位移定义,提出了一种测量模场直径的新方法——远场高斯掩模匹配法。讨论了几种测量及数据处理方法。最后给出了初步的实验结果。
关键词: 单模光纤; 模场直径; 横向位移法。

一、引 言

模场直径是单模光纤的一个重要参数,它与连接损耗、弯曲和微弯损耗、色散等有着密切的关系^[1,2]。并且,由模场直径随波长而变化的函数关系,还可找出单模光纤的截止波长^[3]。1984年,CCITT建议两种单模光纤模场直径的定义和相应的测量方法,即横向位移法和传输场法^[3]。其中,横向位移法测量模场直径是在光纤端面的近场进行的,需要高精度的微位移测定装置和极严格的端面处理,因而给实际工作带来一定困难。我们研究了一种新方法,称为远场高斯掩模匹配法。用该方法测得的模场直径符合横向位移法的定义。由于是远场测量,大大降低了对测量装置的要求。

二、测量原理及理论分析

横向位移法的模场直径定义为:功率传递函数与横向位移关系曲线的 $1/e$ 点之间的宽度^[3]。功率传递函数的定义为:

$$T(\xi, \theta_f) = |R(\xi, \theta_f)|^2. \quad (1)$$

这里 $R(\xi, \theta_f) = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty f(r, \theta) f(r', \theta') r dr d\theta$, 为近场 $f(r, \theta)$ 的自相关函数。在圆对称条件下,显然有:

$$T(\xi) = |R(\xi)|^2. \quad (2)$$

设远场 $F(q)$ 是近场 $f(r)$ 的汉克尔变换,则远场功率谱 $F^2(q)$ 是自相关函数 $R(\xi)$ 的汉克尔变换,即:

$$R(\xi) = 2\pi \int_0^\infty F^2(q) J_0(2\pi q \xi) q dq. \quad (3)$$

其中 $q = \sin \theta / \lambda$, θ 为远场锥角。

按上述模场直径的定义,设 ω_0 为模场半径,则有:

$$T(\omega_0) = T(0)/e, \quad (4)$$

即:

$$|R(\omega_0)| = |R(0)|/\sqrt{e}. \quad (5)$$

场为高斯分布时, $R(\xi)$ 也为高斯型分布,

即:

$$R(\xi) = K \cdot G(\xi) = K \cdot \frac{1}{\omega_0} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\omega_0^2}\right). \quad (6)$$

$R(\xi)$ 显然满足(5)式。

但在实际光纤中, $R(\xi)$ 往往偏离高斯型分布, 此时应使用形如(6)式中 $G(\xi)$ 的高斯函数对 $R(\xi)$ 进行匹配。匹配重叠积分为:

$$L(\omega) = \frac{\left[\int_0^\infty R(\xi) \frac{1}{\omega} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\omega^2}\right) \xi d\xi\right]^2}{\int_0^\infty R^2(\xi) \xi d\xi \cdot \int_0^\infty \left[\frac{1}{\omega} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\omega^2}\right)\right]^2 \xi d\xi}. \quad (7)$$

调整 ω , 使 $L(\omega)$ 达到极大值。此时的 ω 即为所求的模场半径 ω_0 。

由于(7)式中的分母与 ω 无关, 匹配等效于求下式的极大值:

$$I(\omega) = \int_0^\infty R(\xi) \frac{1}{\omega} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2\omega^2}\right) \xi d\xi. \quad (8)$$

把(3)式代入(8)式, 利用韦伯积分式:

$$\int_0^\infty \exp(-a^2x^2) J_n(bx) x^{n+1} dx = \frac{b^n}{(2a^2)^{n+1}} \exp\left(-\frac{b^2}{4a^2}\right), \text{ 可得:}$$

$$I(\omega) = \int_0^\infty F^2(q) 2\pi\omega \exp(-2\pi^2\omega^2q^2) q dq. \quad (9)$$

这就是匹配的远场形式。可见, 在近场对 $R(\xi)$ 进行匹配, 使(7)式中的 $L(\omega)$ 取极大值, 等效于在远场对 $F^2(q)$ 进行匹配, 使(9)式中的 $I(\omega)$ 取极大值。为完成(9)式的匹配, 可设计一块掩模板, 它的光强透过率函数为:

$$T(\rho) = T_0 \exp\left(-\frac{\rho^2}{R^2}\right). \quad (10)$$

其中, R 为掩模板的固有参数, 它表征透过率变化的快慢。 ρ 为放置掩模板的远场平面中极坐标的矢径大小, 且有关系式:

$$\rho = l \sin \theta = \lambda l q. \quad (11)$$

其中 l 为光纤端面到掩模板的距离(见图1)。透过掩模板的光功率为:

$$\begin{aligned} P(l) &= \int_0^\infty \int_0^{2\pi} F^2(q) T(\lambda l q) q dq d\varphi \\ &= 2\pi T_0 \int_0^\infty F^2(q) \exp\left(-\frac{\lambda^2 l^2 q^2}{R^2}\right) q dq. \end{aligned} \quad (12)$$

与(9)式相比较, 可令两个指数项相同, 得关系式:

$$l = \sqrt{2} \pi R \omega / \lambda. \quad (13)$$

(13)、(12)式相乘得:

$$l \cdot P(l) = 2\sqrt{2} \pi^2 T_0 R I(\omega) / \lambda. \quad (14)$$

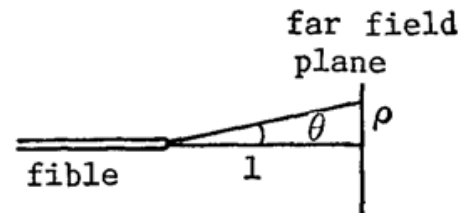


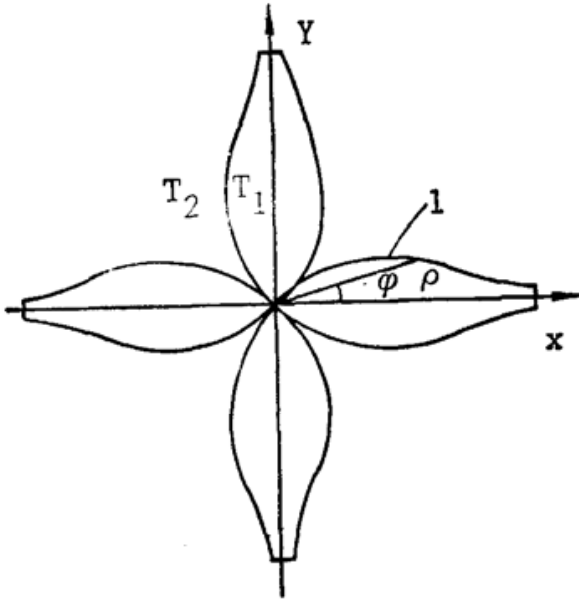
Fig. 1 The relation of some values

可以看出,当乘积 $l \cdot P(l)$ 达极大值时, $I(\omega)$ 也达极大值。所以,若选定 R, λ , 调整 ω 使 $I(\omega)$ 达极大值, 可由调整 l , 使乘积 $l \cdot P(l)$ 达极大值来实现。设 $l \cdot P(l)$ 在 l_0 处达极大值, 由 (13) 式可知, 模场半径为:

$$\omega_0 = \lambda l_0 / \sqrt{2} \pi R_0 \quad (15)$$

三、掩模板的制作及公式推导

按照 (10) 式给出的掩模板透过率分布, 考虑制作简便和在测量中便于中心对准, 采用了



如图 2 所示的掩模板。整个图形由 8 条高斯函数曲线组成。其中曲线 1 的表达式:

$$\varphi = \frac{\pi}{4} \exp\left(-\frac{\rho^2}{R^2}\right) \quad (16)$$

其余曲线方程可由对称性得到。曲线内为透光部分, 光强透过率为 T_1 , 曲线外为不透光部分, 残余的光强透过率为 T_2 。因为 $\rho = \lambda l q$, 所以在 0 到 $\pi/4$ 区间, 光强透过率函数为:

$$T(\lambda l q, \varphi) = \begin{cases} T_1 & \varphi < \frac{\pi}{4} \exp\left(-\frac{\lambda^2 l^2 q^2}{R^2}\right) \\ T_2 & \varphi > \frac{\pi}{4} \exp\left(-\frac{\lambda^2 l^2 q^2}{R^2}\right) \end{cases} \quad (17)$$

Fig. 2 Figure of a Gaussian mask plate

设计时考虑由掩模板尺寸有限使高斯函数曲线截断引起的透过光功率误差应小于 0.1%。

实验中使用的掩模板是采用微粒干板照相制成的, $T_1 \approx 0.796$, $T_2 (< 0.001) \approx 0.000$ 。 R 从 0.52 到 2.60 mm 不等。

为使推导方便设:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\infty F^2(q) q dq d\varphi = 1 \quad (18)$$

在远场中放入掩模板, 相对透光功率:

$$p(l) = 8 \int_0^{\pi/4} \int_0^\infty F^2(q) T(\lambda l q, \varphi) q dq d\varphi \quad (19)$$

(17) 式代入 (19) 式, 应用 (18)、(13)、(9) 式, 可得:

$$l[p(l) - T_2] = \sqrt{2} \pi R (T_1 - T_2) I(\omega) / \lambda \quad (20)$$

同 (14) 式相类似, (20) 式表明了通过调整 l , 使乘积 $l[p(l) - T_2]$ 达极大值, 等效于调整 ω 使 $I(\omega)$ 达极大值。

四、实验方法及数据处理

1. 多点测试法

实验光路如图 3 所示。在放入掩模板 G 之前, 调整光路, 使从光纤出射的光全部经透

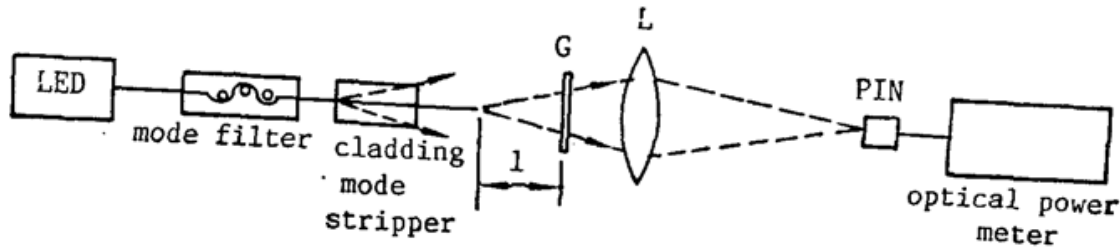


Fig. 3 Scheme of measurement setup

镜 L 由 PIN 探头收集, 从功率计上读出总光功率 P_0 值。然后在远场中放入掩模板, 细心调整, 保证掩模板纵向移动时, 其中心与光场中心始终对准。读取相应 l 处的透过光功率值 P , 以总光功率 P_0 归一化为相对光功率 p , 并计算出乘积值 $M = l(p - T_2)$ 。在 $l - M$ 坐标系中标出各实验点(见图 4), 其中的峰值点即对应于所要寻找的 l_0 。

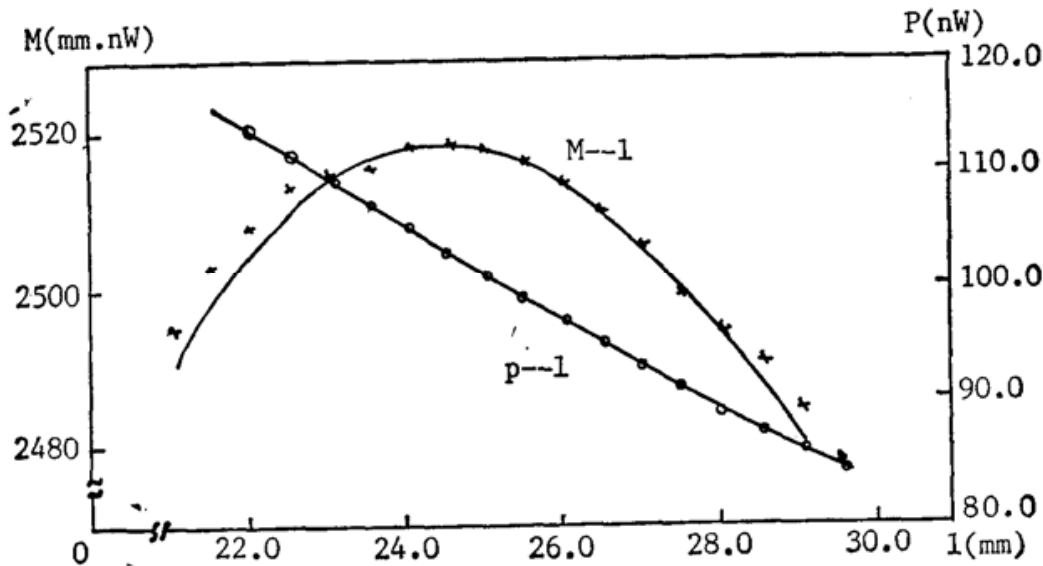


Fig. 4 Results of the multipoint method

对多点测试法, 可用下述两种数据处理方法得到 l_0 :

(1) 直接取点法 即取 M 最大值时的 l 值为 l_0 的值。由于实验条件所限制, 我们的测量数据是离散的。为了保证测量精度, 在 M 的极值点附近的实验数据要有足够的密度, 即 l 的步距 Δl 要足够的小。步距 Δl 可按下法估算。由(13)式知:

$$\Delta l = \sqrt{2\pi R \Delta \omega} / \lambda_0 \quad (21)$$

例如: 当 $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$, $R = 1.3 \text{ mm}$ 时, $\Delta l (\text{mm}) = 4.44 \Delta \omega (\mu\text{m})$ 。可以认为, 直接取点确定 l_0 值的误差为步距 Δl 之半。若要求此项由 l 不连续造成的 ω_0 的误差 $\Delta \omega_0 < 0.1 \mu\text{m}$, 则需步距 $\Delta l \leq 0.88 \text{ mm}$ 。

(2) 曲线拟合法 此法只需要在 M 的峰值附近有一定量的实验数据, 而对 Δl 可放宽要求。此法基于高斯场的近似假设。在高斯场近似下, 满足功率归一的远场分布为:

$$F(q) = \sqrt{2\pi} \omega_0 \exp(-\pi^2 \omega_0^2 q^2) \quad (22)$$

把(22)式代入(19)式, 应用(17)、(18)式, 积分后再经简单运算, 成为:

$$M(l) = 1/[Al + (B/l)] \quad (23)$$

其中: $M(l) = l[p(l) - T_2]$, $A = \lambda^2 / 2\pi^2 R^2 \omega_0^2 (T_1 - T_2)$, $B = 1/(T_1 - T_2)$ 。 A 、 B 在测量中为常数, 由(23)式右侧的函数形式可知, 必定存在某一 l_0 使 $M(l_0)$ 为极大值。对(23)式求导,

并令 $\left. \frac{dM}{dl} \right|_{l=l_0} = 0$, 可得:

$$l_0 = \sqrt{B/A} = \sqrt{2\pi R\omega_0/\lambda_0} \quad (24)$$

与(15)式表明的关系完全相同。实际上(23)式是(20)式在高斯场近似下的特例。由(24)式可得:

$$\omega_0 = \frac{\lambda}{\pi R} \sqrt{\frac{B}{2A}} \quad (25)$$

利用(23)式的函数形式, 便可对多个实验数据进行非线性拟合, 得参数 A 和 B , 再由(25)式计算出 ω_0 , 可不必算出 l_0 。采用拟合法, 可减小测量的偶然误差影响。

由于多点测量法是寻找作为极值数据的 l_0 或拟合系数 A 、 B , 故可用绝对光功率 $P(l)$ 代替 $p(l)$ 进行处理, 而无需测出 P_0 。另外, ω_0 的计算不需要 T_1 这个量。这可以省去对 T_1 的测量, 并避免了由 T_1 的测量误差造成的影响。特别是当需要测量多个波长的模场直径时, 由于 T_1 会随波长的改变而发生变化, 所以采用多点法是有利的。

2. 单点测试法

公式(23)表示高斯场近似下, 透过掩模板相对功率值 $p(l)$ 与距离 l 之间的关系。由此, 只要得知任一位置 l 处 $p(l)$ 的值, 就能算出所要测量的 ω_0 值。由(24)式可导出:

$$\omega_0 = \frac{l\lambda}{\sqrt{2\pi R}} \sqrt{\frac{p(l)-T_2}{T_1-p(l)}} \quad (26)$$

此即单点测试法公式。

与(15)式比较可知, 在 $l=l_0$ 处, 应有: $\frac{p(l_0)-T_2}{T_1-p(l_0)} = 1$, 即:

$$p(l_0) = (T_1+T_2)/2 \quad (27)$$

特别当 $T_2=0$ 时, 有:

$$p(l_0) = T_1/2 \quad (28)$$

根据这一结果, 也可迅速地从实验中找到 l_0 点。与多点法相比较, 单点法优点是测点少, 不需要寻找峰值点或进行拟合, 缺点是: (1) 易受偶然误差影响; (2) 必须测相对光功率; (3) 需预先精确测得 T_1 的值。

五、实验结果及分析

我们使用的是武汉邮电科学研究院提供的 $1.3 \mu\text{m}$ 单模光纤(芯径约 $10 \mu\text{m}$)、LED 稳定光源(稳定度 $<2\%$)。和数字式光功率计(精度为 0.1 nW)。典型的多点法测量结果见图 4, 图中“ \circ ”为测量点, “+”为由 P 计算得到的 M 值。可见, $P \sim l$ 呈单调递减的关系, 而 $M \sim l$ 则不单调, 有一个峰值, 对应 l_0 。 $M \sim l$ 曲线是由(23)式拟合得到的, 其参数 $A = 8.139 \times 10^{-6} \text{ nW}^{-1} \text{ mm}^{-2}$, $B = 4.844 \times 10^{-3} \text{ nW}^{-1}$ 。结果为:

直接取点法 $l_0 = 24.5 \text{ mm}$, $\omega_0 = 5.51 \mu\text{m}$;

多点拟合法 $l_0 = 24.4 \text{ mm}$, $\omega_0 = 5.49 \mu\text{m}$ 。

我们对端面不同处理的和不同尺寸的掩模板进行了多次测量, 有的还做了单点法测量,

Table 1 Result of the Gaussian mask method(μm)

sample No.	No.1	No.1	No.1	No.1	No.1	No.1	No.2	No.3
mask plate No.	2#	2#	2#	3#	1#	1#	2#	1#
direct method	5.51	5.51	5.63	5.63	5.57	5.40	5.63	4.56
fitting method	5.49	5.46	5.62	5.65	5.53	5.41	5.56	4.60
single-point method	5.47	5.74	5.57	5.55	----	----	----	----

结果见表 1。

由于实验条件所限,我们尚未能把上述结果同横向位移法的结果进行对比,但在现有条件下,我们对同一样品端面也做了其它一些方法的测量,虽然方法不同,测量结果对应的定义不同,不能严格的比较,但可做为参考(见表 2)。

Table 2 Results of the same sample for different methods

measurement method	knife edge scanning method		axial travelling aperture method		square mask method	gaussian mask method	
	average method	integrated method	multipoint method	single-point method		multipoint method	single-point method
result(μm)	5.30	5.45	5.29	5.30	5.35	5.51	5.47

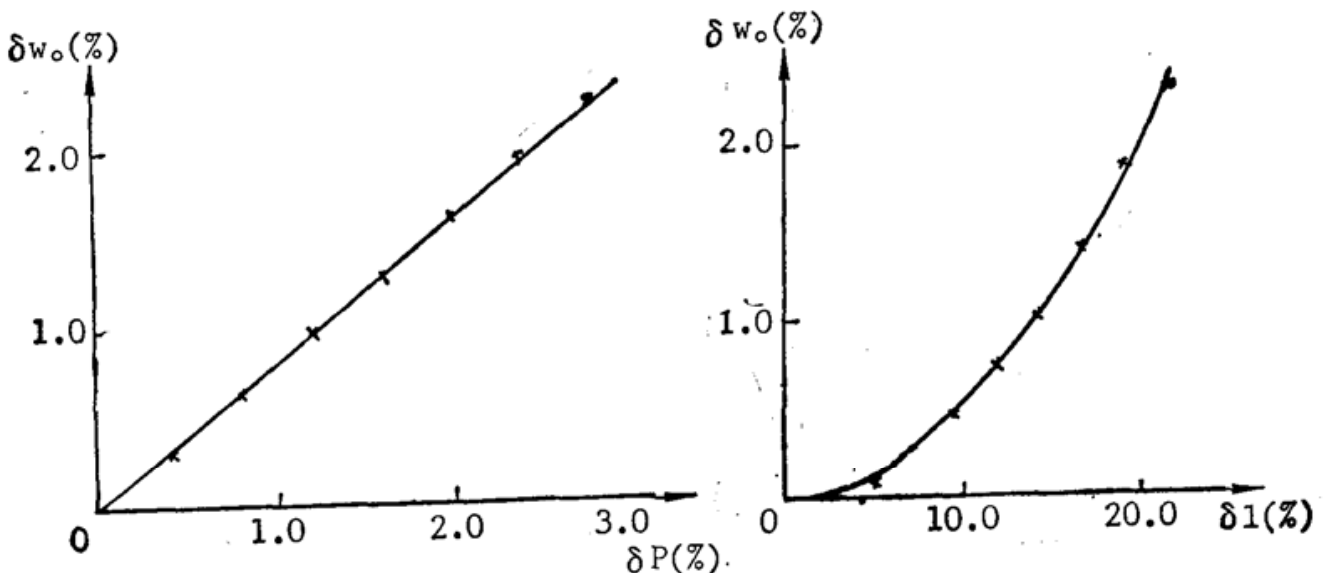
由上可知,对同一样品的测量结果是比较吻合的。

造成测量误差的因素除光源稳定性外,主要有:

(1) 由于制作工艺、材料等造成的分辨率限制,使掩模板中心存在一个完全透明区,造成接收光功率偏大。实测表明,中心透明区的半径 R 与掩模板参数 G 的比值平均为 0.153,用高斯光束进行近似计算,在 $l=l_0$,即匹配时,造成的接收光功率的相对误差为 4.6%。

(2) 掩模板中心与光场中心对准精度不够,轴向移动时更容易失对准。测量表明,两中心偏离达 0.2 mm 时,接收光功率的相对误差可达 3% 或更多。

以上因素造成接收光功率 P 的误差,同时还存在距离 l 的测量误差。这两种误差都将影响 ω_0 结果的准确性。对于存在系统相对误差 δP 和 δl 的情况,我们分析和计算了采用直

Fig. 5 Influence of δP and δl on $\delta \omega$ in the direct method

接取点法时,它们对结果相对误差 $\delta\omega_0$ 的影响(见图 5)。可见, $\delta\omega_0$ 与 δP 大小相近, 而比 δl 小得多, 因此主要误差由 δP 引起, 而由 δl 引起的误差较小, 因而该方法允许 l 有较大的系统误差, 这一点在实际应用中比较有利。

六、结 束 语

本文所研究的单模光纤模场直径测量方法与其它方法比较有其独特的优点。它把 CCITT 的近场定义化为远场测量, 降低了对测量装置精度的要求。由于该方法所需装置比较简单, 数据处理也简便, 可由此发展制备直读式的单模光纤模场直径测量仪, 这对于光纤制造和使用者来说是很需要的。

参 考 文 献

- [1] Luc B. Jeunhomme; "Single-mode Fibler Optics", (Marcel Dekker, Inc., New York, 1903), 88~103.
- [2] C. Pask; *Electronics Letter*, 1984, 20, No. 3(Feb), 144~145.
- [3] CCITT, *AP VIII-103E*, (1984).
- [4] 罗.N. 布拉斯伯尔; «傅里叶变换及其应用», (人民邮电出版社, 北京, 1986), 286~294.

A new method for measuring mode-field-diameter of single-mode fibers

ZHANG MING AND ZHANG SHENRU

(Nanjing Institute of Communication Engineering)

(Received 20 October 1989; revised 19 March 1990)

Abstract

Based on the definition of transverse offset of the mode-field-diameter for single-mode fibers, a new method for the mode-field-diameter measurement—the far-field Gaussian-mask matching method is presented. Several methods for measuring and data processing are discussed. The preliminary experimental result is given.

Key words: single-mode fiber; mode-field-diameter; transverse offset technique.