第 22 卷 第 3 期 中 国 激 光 Vol. A22, No. 3
1995 年 3 月 CHINESE JOURNAL OF LASERS March, 1995

单模光纤激光器耦合损耗分析

王 劼 程瑞华 干福熹
(中国科学院上海光机所，上海 201800)

提要 用函数逼近方法，将单模光纤中的光场分解为若干个高斯光束的迭加。在此基础上讨论了光纤端面相距反射镜为 L 时的耦合损耗。解释了实验中观测到的光纤耦合损耗行为。

关键词 单模光纤激光器，耦合损耗

1 引 言

光纤型激光器作为波导器件的一种，大部分采用了 Fabry-Perot 腔，即将光纤端面紧贴于激光腔片上。因而分析这种情况下的耦合损耗(butted loss)具有一定的实际意义。在普通的波导激光器中已有耦合损耗的讨论，可是由于光纤是波长量级的波导，根据理论分析，光纤的外层中仍有能量分布，因此如果再类似于普通波导那样将外层能量忽略不计将不再合理。本文中将光纤中的场分布作为一个整体统一考虑，以期获得更为符合实际的处理结果。考虑到分析的方便和实际中大部分光纤激光器为单模，故下面以单模光纤激光器为主。

2 理论分析

对于弱传导阶跃形光纤，通常用 LP 模近似描述光纤中的光场行为[1]。LP 模的横向电场分量由下式给出[2]

$$E_{\nu\mu}=\begin{cases}J_\nu\left(\dfrac{u}{a}r\right)\exp(i\nu\varphi)\,\exp(-i\beta z) & r\leqslant a\\ \dfrac{J_\nu(u)}{K_\nu(w)}K_\nu\left(\dfrac{w}{a}r\right)\,\exp(i\nu\varphi)\,\exp(-i\beta z) & r>a\end{cases}\tag{1}$$

式中 J_ν, K_ν 分别为 ν 阶 Bessel 函数和变型的 Bessel 函数，a 为芯半径，$u=a\sqrt{k_0^2n_1^2-\beta^2}$，$w=a\sqrt{\beta^2-k_0^2n_2^2}$，$k_0=2\pi/\lambda$。对于单模光纤，其场分布为

$$\mathrm{LP}_{01}=\begin{cases}J_0\left(\dfrac{u}{a}r\right)\exp(-i\beta z) & r\leqslant a\\ \dfrac{J_0(u)}{K_0(w)}K_0\left(\dfrac{w}{a}r\right)\,\exp(-i\beta z) & r>a\end{cases}\tag{2}$$

式中 u, w 由下列本征方程求得[3]

收稿日期：1994 年 3 月 29 日；收到修改稿日期：1994 年 8 月 9 日

$$\frac{wK_1(w)}{K_0(w)} = \frac{uJ_1(u)}{J_0(u)} \tag{3}$$

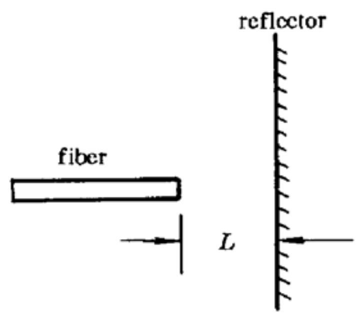

Fig. 1 A part of a F-P cavity of a fiber laser. The distance between the fiber end and the mirror is L

考虑图1的情况，腔镜为一足够大的平面镜，反射率为1，光纤端面距离反射镜为 L。由于对 LP_{01} 模在自由空间的传播规律尚不清楚，因此在处理上必须用某些波动函数逼近 LP_{01} 模。而这些函数的传播规律又是已知的。最适宜的是拉盖尔-高斯函数(以下称 L-G 函数)。它不仅有确定的传播规律，而且还在 $r \in (0,\infty)$ 上正交。取

$$X_m(r,\ \omega_0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{1}{\omega_0}L_m\left(\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right)\exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) \tag{4}$$

式中 L_m 为 m 阶拉盖尔函数，ω_0 为光束的束腰，$\sqrt{2/\pi}(1/\omega_0)$ 为归一化系数。则光纤端面上的场分布可表示为

$$LP_{01} = \sum_{m=0}^{\infty} A_m(\omega_0)\ X_m(r,\ \omega_0) \tag{5}$$

式中

$$A_m(\omega_0) = \int_0^{\infty} LP_{01}\, X_m(r,\ \omega_0) 2\pi r\mathrm{d}r \tag{6}$$

表示了第 m 个 L-G 光束的分振幅。将(2)式代入，得

$$A_m(\omega_0) = \int_0^a J_0\left(\frac{u}{a}r\right)\ X_m(r,\ \omega_0)2\pi r\mathrm{d}r + \frac{J_0(u)}{K_0(w)}\int_0^{\infty} K_0\left(\frac{w}{a}r\right)\ X_m(r,\ \omega_0)2\pi r\mathrm{d}r \tag{7}$$

(5) 式为一无穷级数。为使其收敛得足够快，取 ω_0 使得 $A_0(\omega_0)$ 最大，即

$$\mathrm{d}A_0(\omega_0)/\mathrm{d}\omega_0 = 0 \tag{8}$$

将(7) 式代入(8) 式得

$$A_1(\omega_0) = 0 \tag{9}$$

解此方程可求得 ω_0。

对于单模光纤，归一化频率 $v < 2.405$。取 $v = 2.4$，本征方程(3) 的近似解为[2]

$$\begin{cases} u = (1+\sqrt{2})v/(1+\sqrt[4]{4+v^4}) \\ w = v^2 - u^2 \end{cases} \tag{10}$$

代入(9) 式，得方程解为

$$\omega_0/a = 1.083 \tag{11}$$

从实用的观点看，当级数收敛得足够快时，则(5)式可用有限次迭加近似 LP_{01}。我们关心的是能量的变化情况，LP_{01} 模在端面的总能量为

$$P_{\text{tot}} = \int_0^a J_0^2\left(\frac{u}{a}r\right)2\pi r\mathrm{d}r + \int_a^{\infty}\frac{J_0^2(u)}{K_0^2(w)}K_0^2\left(\frac{w}{a}r\right)2\pi r\mathrm{d}r \tag{12}$$

而前 m 项 L-G 光束的能量为

$$P_{\leqslant m} = \sum_{i=0}^{m}\ |A_i(\omega_0)|^2 \tag{13}$$

将(6)，(11)式代入，可求得能量比

$$T = P_{\leqslant m}/P_{\text{tot}}$$

的值。计算结果表明，当 m 取至5时，$T \sim 99.99\%$。故在(5) 式中只需取6项，则认为迭加是足够好的。表1给出了 $A_0 \sim A_5$ 的计算值。

Table 1　Amplitude components of a L-G beam for $v = 2.4$

$A_0(\omega_0) = 1.3773a$	$A_1(\omega_0) = -6.9018 \times 10^{-5}a$	$A_2(\omega_0) = 6.1751 \times 10^{-2}a$
$A_3(\omega_0) = -4.8929 \times 10^{-2}a$	$A_4(\omega_0) = -1.3918 \times 10^{-2}a$	$A_5(\omega_0) = -2.4789 \times 10^{-2}a$
$P_{\leqslant m} = 1.9041a^2$	$P_{\rm tot} = 1.9043a^2$	

Note：a is the core radius of the fiber.

这样我们以有限个 L-G 光束拟合了光纤端面的 LP_{01} 分布。进而认为 LP_{01} 模在自由空间中某一点的场分布也是由这些 L-G 光束的迭加表示出来。下面据此讨论腔镜对 LP_{01} 的耦合损耗。

根据高斯光束的传播规律，返回光纤端面的光束为

$$X'_m(r,\omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{1}{\omega}L_m\left(\frac{2r^2}{\omega^2}\right)\exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2}\right)\ \exp[-2i(2m+1)\mathrm{arctg}(L/f)] \tag{14}$$

式中 $\omega = \omega_0[1+(2L/f)^2]^{1/2}$，$f = \pi\omega_0^2/\lambda$，$\sqrt{2/\pi}(1/\omega)$ 仍是保证 $X'_m(r,\omega)$ 正交归一的系数。因此返回的光场在光纤端面的光场为

$$E'(r) = \sum_{m=0}^{5} A_m(\omega_0)\ X'_m(r,\omega) \tag{15}$$

式中已认为各 L-G 光束在传播过程中的振幅保持不变。定义耦合损耗

$$\delta = \frac{\text{芯径中出射的能量} - \text{返回到芯径上的能量}}{\text{芯径中出射的能量}} \tag{16}$$

将(14)，(15)式代入(16)式，得

$$\delta = 1 - \frac{1}{P_{\rm core}}\sum_{i,j} A_i(\omega_0)A_j(\omega_0)\cos[4(i-j)\mathrm{arctg}(L/f)]\int_0^v L_i(x)L_j(x)\ e^{-x}\mathrm{d}x \tag{17}$$

式中 $v = 2a^2/\omega_0^2[1+(2L/f)^2]$。

3　结果与讨论

表 1 给出了 $v = 2.4$ 时 $A_0 \sim A_5$ 的计算值。利用这些结果，代入(17)式得到了耦合损耗(图 2)。当 $L/f \leqslant 0.03$，基本可认为耦合为零，随着 L/f 的增加，损耗增长很快，而且当 $L/f > 0.25$ 时，呈现加速增长趋势。在 $L/f \leqslant 0.25$ 阶段，单位 L/f 的变化引入约 2.3 dB 的损耗，而当 $L/f > 0.25$ 时，单位 L/f 的变化引起的损耗约 5 dB，L/f 对损耗的影响主要表现在两个方面，一是由于光在距离 L 上引入的位相变化导致的损耗，另一就是高斯光束在空间的衍射引起的。因为高斯光束被限制在很小的范围内[从(11)式可看出，ω_0 与 a 在同一数量级]，即使很小的传播距离，其衍射效应也是明显的。根据平面镜的对称性，返回的高斯光束可以认为是距光纤端面 $2L$ 处的场传播到光纤后的分布，所以有 $\omega = \omega_0[1+(2L/f)^2]^{1/2}$，当 $L/f \leqslant 0.25$ 时，上式可近似为 $\omega = \omega_0[1+2(L/f)^2]$，则 ω 相对于 L/f 的变化速率 $\mathrm{d}\omega/\mathrm{d}(L/f) \propto 4L/f$，而当 $L/f > 0.25$ 时，变化速率为 $4L/f[1+4(L/f)^2]^{-1/2}$。由于在 $0.25 < L/f < 1$ 范围内 $4L/f$ 的变化比 $[1+4(L/f)^1/2]$ 快，因而损耗曲线的斜率逐渐变大，呈现加速趋势。

L/f 对返回场的影响，也从对 LP_{01} 模的拟合中反映出来。我们分别计算了 $v = 2.4$，2，1.8，1.5 的能量比 T，发现对于前 6 项的值分别为 99.99%，99.98%，99.97% 和 99.95%。进而还就 $v = 1.5$ 的情况进行了损耗计算，在同样 L/f 值下，损耗比 $v = 2.4$ 的大。事实上，当 λ，a 一

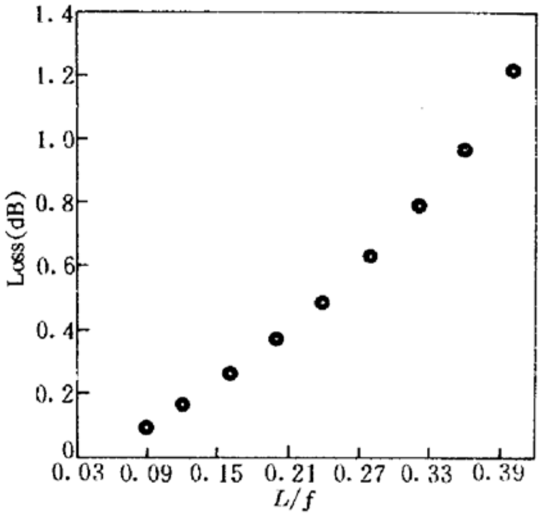

Fig. 2 The butted loss vs. the L/f for $v = 2.4$

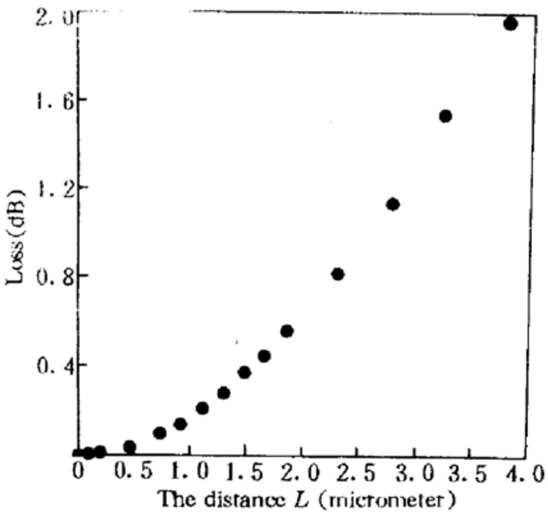

Fig. 3 The dependence of the butted loss on the L. The parameters used in the calculation refer to the text

定时,v 越小,表示能进入光纤芯中的光线范围越小,即损耗越大。可以预见,若用一凹面镜将 ω_0 变换为某一适合的 ω,则耦合损耗有可能降至一极小值。

最后我们计算了损耗相对于绝对距离 L 的变化。以单模石英光纤为例,取参数 $2a = 2.7$ μm, $N \cdot A = 0.24$, $\lambda = 1.064$ μm。求得 $v = 1.91$, $\omega_0 = 1.77$ μm, $f = 9.25$ μm。计算的损耗见图 3,可见即使存在微小的间隔(μm 量级),耦合损耗也相当大了。这也说明了尽管光纤"紧贴"在腔片上,仍会有～2－4%的耦合损耗[4,5]。

综上所述,以光束分解方法首次求得了单模光纤激光器的耦合损耗。结果表明,由于光纤芯径对光束的极端约束,使得出射场在自由空间中有相当的扩展,成为引入损耗的重要因素,以至于极微小距离也会导致很高的耦合损耗。从这个意义上看,这种耦合损耗是不可避免的。

参 考 文 献

1 D. Gloge. Weakly guiding fibers. *Appl. Opt.*, 1971, **10**: 2252
2 S. E. Miller, A. G. Chynoweth. Optical fiber telecommunications. New York: Academic Press, Inc., 1979
3 李景镇. 光学手册. 西安: 陕西科学技术出版社, 1986
4 P. R. Morkel, M. C. Farries, D. N. Payne. Losses in fiber laser cavities. *Electron. Lett.*, 1988, **2**: 92
5 T. Komukai, Y. Fukasaku, T. Sugawa *et al.*. Highly efficient and tunable Nd^{3+} doped fluoride fiber laser operating in 1.3 μm band. *Electron. Lett.*, 1993, **29**: 755

The Analysis of Butted Loss in a Single-mode Fiber Laser

Wang Jie Cheng Rihua Gan Fuxi

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai* 201800)

Abstract The electric field component of LP_{01} mode at the end of a monomode fiber is expanded into a superposition of Gauss- Laguerre series in terms of the function approximation method. The butted loss has been calculated when the distance between the fiber end and the mirror is L. The butted loss measured in the experiemts has thus been explained.

Key words monomode fiber laser, butted loss