

# 液芯激光腔中的倏逝波对 LP<sub>0m</sub> 模的放大作用

刘力 易国光

(湖南师范大学物理系)

**提要:** 利用波导染料激光管中形成的“液芯光纤”证实了倏逝波对 LP<sub>0m</sub> 模的放大作用。

## Amplification effect of the evanescent wave on LP<sub>0m</sub> modes in the liquid core laser cavity

Liu Li, Yi Guoguang

(Physics Department, Hunan Normal University)

**Abstract:** Making use of the liquid core optical fiber formed in the waveguide dye laser tube, we have proved the amplification effect of the evanescent wave on LP<sub>0m</sub> modes.

### 一、引言

与封闭的金属波导不同,由介质波导引导的电磁波能量的一部份将在波导芯区之外的包层中传输,而且这一部份能量还将不断地与波导芯区内传输的能量发生交换。这一现象不仅是集成光学中许多耦合元件工作的基础,而且也是对光纤中传输的光信号可以直接进行光放大的理论与实验依据。我们利用染料波导激光管中形成的“液芯光纤”证实了这一现象对纤芯中的 LP<sub>0m</sub> 模的放大作用。

### 二、全反射时界面之外的倏逝波

若折射定律  $\sin \theta_i / \sin \theta_t = n_1 / n_2$  在大于

临界角的情况下仍然成立,此时  $n_2 < n_1$ , 那么  $\sin \theta_t$  将成为一虚数,亦可表示为

$$\begin{aligned} \cos \theta_t &= (1 - \sin^2 \theta_t)^{1/2} \\ &= \left(1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2 \theta_i\right)^{1/2} = \pm i\beta \end{aligned} \quad (1)$$

式中  $\beta$  为一正实数,那么由折射波的表达式可写出全反射时的“透射波”又称为倏逝波的方程:

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{A} \exp[i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]$$

在图 1(a) 所示的坐标方位情况下,上式可改写为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_t &= \mathbf{A} \exp[i(K_{tx}x + K_{tz}z - \omega t)] \\ &= \mathbf{A} \exp[i(n_2 K_{0x} \cos \theta_i \\ &\quad + n_2 K_{0z} \sin \theta_i - \omega t)] \end{aligned}$$

收稿日期: 1985年4月29日。

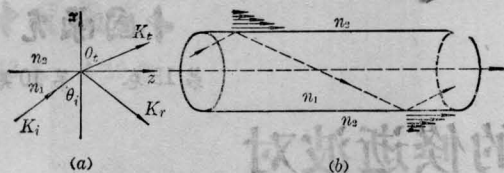


图 1

将(1)式代入上式

$$E_z = A \exp(\mp n_2 K_0 \beta x) \times \exp\{i[n_2 K_0 z(1 + \beta^2)^{1/2} - \omega t]\} \quad (2)$$

式中  $K_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $A \exp(\mp n_2 K_0 \beta x)$  式中的负号说明倏逝波在折射率较小的媒质中, 其振幅以指数方式沿  $x$  方向衰减, 在无穷远处将趋近于零, 若此式取正号, 数学上虽说成立, 但此时  $E_z$  将随  $x$  的增加而增加, 这是与物理实验的结果不相符的。(2)式右边的虚函数则表示渗透到边界之外的电磁波能量并非一去不回, 此时界面之外的光疏媒质对介质波导所传输的能量而言, 起着一种能够存储部份能量而有些类似于传输电路中的  $LC$  元件的作用。由此虚函数亦可知倏逝波将沿着界面而平行于  $z$  轴传播。如图 1(b)所示, 界外的短划箭头组, 示意倏逝波沿  $x$  方向的衰减以及沿  $z$  方向的传播。

由(2)式可知, 若

$$x_e = (-n_2 K_0 \beta)^{-1} = [2\pi(n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2)^{1/2}]^{-1} \cdot \lambda \quad (3)$$

则倏逝波的幅度已降至离开边界时的  $1/e$ , 而且由(3)式还可得出:

(a)  $n_2$  与  $n_1$  的差值愈小,  $x_e$  值愈大, 即倏逝波渗透得愈深;

(b) 若入射角愈接近于临界角,  $x_e$  值也愈大。此外, 由费涅耳的透反系数等公式还可推知;

(c) 在掠入射的情况下, 特别是在临界角较大时,  $x_e$  值与入射光束的偏振方位无关。

上述三点结论是在利用倏逝波作为光学元件之间的耦合场时必须考虑的关键性因素。

### 三、LP<sub>0m</sub> 模

介质波导或光纤内传输模式的数目决定于波导半径以及波导内外媒质的折射率之差值, 在半径不变的情况下, 随着折射率差值的减小, 纤芯中所能传输的束缚模式的数量将迅速减少。D. Gloge 最先分析了在

$$\Delta = (n_1 - n_2)/n_2 \ll 1$$

的情况下, 称之为弱导光纤中传输的模式结构与能量分布<sup>[1]</sup>。其特点之一是低阶传输模式的纵向分量非常小, 幅度与横向分量之比值与  $\Delta$  在同一数量级, 因而称其为 LP<sub>lm</sub> 模式是恰当的(LP 为 Linearly Polarization——线偏振之缩写)。LP<sub>lm</sub> 模式中对应于子午光线的 LP<sub>0m</sub> 模的强度分布花样类似于圆孔衍射的环形,  $l=0$  意味着沿环形的周边没有节点,  $m$  代表环圈的数目, 即对应于半径方向上的节点数。由于外界的干扰以及内在结构上的不完整, 一般光纤中传输的 LP 模式的偏振方位在空间及时间上都是不稳定的。但若使光纤的结构各向异性, 如制作出椭圆芯光纤或使其内部应力各向异性以及折射率分布各向异性等, 都能使光纤中的 LP 模式成为一稳态模。这就是近几年来发展起来的偏振面保持光纤<sup>[2]</sup>。不过要注意的是光纤中的每一个模式都可以具有各自的偏振方位与偏振态, 这其中包括对应于不交轴光线的圆偏振态, 因此多模光纤中整个光束的偏振态是十分复杂的, 而偏振面保持光纤一般只能是对单模光纤中唯一的一个 LP 模式而言<sup>[3]</sup>。

正如前节所述, 由于倏逝场的存在, 光纤中传输的各种束缚模式的部份能量是在包层中传输, 对于圆形阶跃型光纤中传输的电磁能流的分布, 理论上已有简明的推证。例如在弱导光纤的情况下, 每一模式在芯区与包层中的能流分配可简单地表示为

$$\frac{P_{\text{core}}}{P_{\text{total}}} \rightarrow 1 - \frac{1}{\sqrt{V^2 + 1}} \quad (4)$$

$$\frac{P_{\text{clad}}}{P_{\text{total}}} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{l^2+1}} \quad (5)$$

式中  $P_{\text{core}}$ 、 $P_{\text{clad}}$ 、 $P_{\text{total}}$  分别为芯区、包层以及总的传输功率,  $l$  即  $LP_{lm}$  模中的第一个脚标。由此可知, 当  $l \rightarrow 0$  时大部份传输能量都将进入包层<sup>[4]</sup>。这一结论完全可由一单模光纤的实验来证明。例如设法用与包层材料折射率相同的溶液浸润光纤包层, 而将包层模所携带的能量引导出光纤, 那么此时测得光纤传输的总功率将大幅度减小。

我们根据(3)式计算了几个实际的例子, 在表1给出倏逝场在包层中的渗透深度与有关参量之间的关系。表中  $\delta$  为芯区与包层之间的折射率之差,  $n_1$  为纤芯的折射率;  $\theta_c$  为临界角,  $\theta_i$  为入射角,  $x_e$  为倏逝波的渗透深度(衰减至最初幅度的  $1/e$ ),  $\lambda$  为光波波长。

表 1

$\delta$	$n_1$	$\theta_c$	$\theta_i$	$x_e$
0.01	1.5	83°24'	89°30'	0.923 $\lambda$
			84°	2.18 $\lambda$
0.001	1.5	87°54'	89°30'	2.99 $\lambda$
			88°	9.89 $\lambda$
0.0001	1.5	89°20'	89°30'	14.03 $\lambda$

由表1可知,  $\delta$  愈小临界角愈大。光纤中所能传输的模式愈接近于掠射即其模式的阶数愈低, 而此时其倏逝场将穿透得愈深。

#### 四、实验及其说明

如若将光纤中的一段包层去掉后浸入受激的染料溶液中, 那么在光纤中传输信号的倏逝波将在受激的染料溶液中得到放大<sup>[5]</sup>。由于倏逝波能量与纤芯内传输的能量之间的交换, 而使纤芯内传输的信号本身由于其倏逝波的放大而被放大。为了增强这一效果, 可以根据前两节所得出的一些结论调整有关

的参数。我们的实验证实了在弱导光纤的情况下, 被放大的正是在包层中倏逝波最强的  $LP_{0m}$  模。

我们利用一台自制的由闪光灯泵浦的波导染料激光器来进行实验。选择直径为1 mm、长为250 mm的圆柱形染料波导管, 在其中没有插入光纤芯线的情况下同样地也拍摄到由倏逝波放大的  $LP_{0m}$  模的照片。实验装置及得到的  $LP_{0m}$  模照片见图2(a)、(b)。

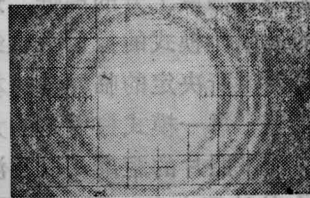
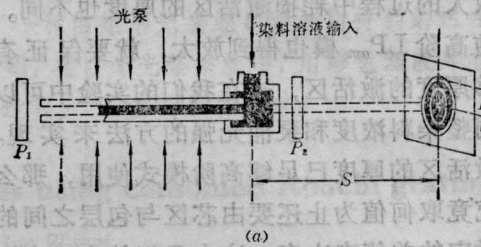


图 2

能拍摄到这一照片的原理是, 在激光染料溶液的浓度较高时, 在管内溶液静止的情况下以适当的光强进行泵浦, 由于溶液对泵浦光的迅速吸收即使得波导管内的受激程度在靠近波导管壁的外层部份比中心区域强得多, 同时由于泵浦光的热效应也使得这一区域内溶液的折射率有所减小。经实验测定, 溶液的温度每升高一摄氏度, 其折射率约减小0.00055。但此时波导管中心区域内的折射率未变或变化更小。因而对整个波导管中的染料溶液而言, 在受到光泵的瞬时将形成一典型的弱导光纤, 而且其包层为已激活的溶液。因此在此液芯光纤中存在的  $LP_{0m}$  模式的电磁波, 则会由于其倏逝场经外层的受激区而会被迅速地放大。若此时在染料波导

管的两端加上共振腔，可以使得这一放大的效应更为突出。也就能够观察到并能拍摄到这一现象的照片。照片的中心亮斑是由于芯区也具有一定的激活程度，在腔片的作用下而产生的激光斑。根据环圈的大小及拍摄的距离也可以判断出此环形的花样并非衍射图形。

当 $m$ 为不同数值时的每一个 $LP_{om}$ 模式的倏逝波渗透进入包层的厚度是不同的，因而在放大的过程中损耗激活区的厚度也不同。要使高阶 $LP_{om}$ 模也得到放大，就要保证有足够厚度的激活区，这在我们的实验中可以用调整染料浓度和泵浦光强的方法来实现。若激活区的厚度已足够高阶模式使用，那么 $m$ 究竟取何值为止还要由芯区与包层之间的折射率的差值来决定。这在我们的实验中则决定于受激溶液温度上升的高低，这相应于能够出现的最高阶模式的掠射角也绝不会超过由折射率差值所决定的临界角的补角——即超过截止模。每一模式掠射角的大小，可以由实验中拍摄照片的距离 $S$ 以及测量每一环圈的半径 $R$ 计算出来，再根据最高阶的 $LP_{om}$ 模式的掠射角可以推算出折射率之差值以及溶液上升之温度。

例如从实验中测定若丹明 6G 染料约  $5 \times 10^{-8}$  mol 的乙醇溶液在  $15^\circ\text{C}$  时的折射率为 1.3730，由于泵浦光强的不同  $m$  值可以为 9~15。若取  $m=12$ ，此时环圈的半径为 3.2 cm，拍摄的距离为 45 cm，由此计算出来的掠射角为  $4^\circ 0' 42''$ ，其补角即为入射角  $\theta_i$ ，那么由  $\sin\theta_i = n_2/n_1$  可计算出  $n_2 \approx 1.36953$ 。再根据每升高一摄氏度折射率减小 0.00055，由此可求得溶液的温度应上升  $6 \sim 7^\circ\text{C}$ ，这与实验测量的结果相符合。

染料浓度与泵浦光强的调整还决定了在实验中是只出现唯一的中央激光斑还是同时出现  $LP_{om}$  模的关键。这是由于这两个因素决定了染料管中心区域内的激活程度。若中心区域内的激活程度足够强，则意味着整个

波导管内的溶液对泵浦光的吸收均匀，温度上升也均匀而形成不了“液芯光纤”，此时只会出现单一的激光斑<sup>[6]</sup>。若中心区域内的激活程度很弱，则将出现上述的“弱导液芯光纤”的现象，此时环圈花样中心的激光斑即  $LP_{01}$  模。由于腔片的作用以及也会由于其本身的倏逝波的被放大而得到放大。

## 五、结束语

在早期的电磁波传播理论与实验研究中，由于非倏逝波的作用占据着绝对的优势以及检测技术水平的限制，因而倏逝波的一些现象被掩盖或忽略了。从理论上来说倏逝波也是一普适性波动方程的三个解答中的一个<sup>[7]</sup>。近十多年来，由于单分子层敷设技术的进步，以及采用荧光染料溶液的受激辐射来作为倏逝波的探测剂<sup>[8]</sup>，因而在光频领域内对倏逝波的研究已十分活跃。近几年来，倏逝波也已作为一种实用的物理现象在科学研究的有关领域中得到了应用，特别是在光纤通信的传输线路中，利用这一现象可能会制作出不用切断光纤芯线，而可以对其中传输的光信号直接进行光放大的中继器。

## 参 考 文 献

- [1] D. Gloge; *Appl. Opt.*, 1971, **10**, 2252-2258.
- [2] I. P. Kaminow; *IEEE Quant. Electr.*, 1981, **QE-17**, 15-22.
- [3] 刘力, 张小康; 《自然杂志》, 1985, **8**, No. 9, 637-640.
- [4] J. E. Midwinter; *Optical Fibers for Transmission*, by John Wiley and Sons, Inc. 1979, 70-72.
- [5] W. V. Sorin *et al.*; *Electron Lett.*, 1983, **19**, 820-823.
- [6] 刘力, 易国光; 《中国激光》, 1984, **11**, No. 8, 471-476.
- [7] S. G. Lipson, H. Lipson; *Optical Physics*, Cambridge University Press, 1981, 21-24.
- [8] K. H. Drexhage; Edited by E. Wolf, *Progress in Optics*, North-Holland, 1974, 167.