

# 波导染料激光器中的波导效应

刘力 易国光 黄瑞如

(湖南师范学院物理系)

**提要:** 虽然染料溶液的折射率低于容器的折射率,但由于光波在容器内表面掠射时具有的高反射率以及染料溶液的高增益性质,使得接触容器内表面的“漏波”仍可以支撑一定数量的低阶漏模。而且由于泵浦光及激光束本身对染料溶液的作用,将造成溶液内折射率的非均匀分布,因而使得溶液本身也具有“自导”的作用。我们的实验及拍摄的照片证实了这样的分析。

## Waveguide effects in the waveguide dye laser

Liu Li, Yi Guoguang, Huang Ruiyu

(Department of Physics, Hunan Teacher's College)

**Abstract:** Although the refractive index of the dye solutions is lower than that of the cell material, the reflectivity is high as the light beam grazes at the inner surface of the cell and the solution is of high gain, a number of low order leaky modes can be supported by the leaky waves. Furthermore, the influence of the pump light and the laser beam on the dye solution will bring about the nonuniform distribution of the refractive index of the solution, so the solution can be self-guided. Our experiments and the photos have proved the above analysis.

### 一、导 言

在圆柱形染料池中,若丹明 6G 乙醇溶液的折射率低于玻璃容器的折射率,光波在圆柱形内壁上就不可能产生全反射作用。在这种情况下,由空心电介质波导理论提出了所谓漏模波导理论。若以激活物质作为波导材料,当单位长度的增益高于传导中的损耗时,漏模的波导作用将与外腔镜一起对整个激光器的模式起限制作用,这种结构的激光器可称为波导激光器。

为了得到较大的超辐射输出,又考虑到泵浦氙灯的长度、染料的荧光寿命等因素,我们选取了 20 厘米及 30 厘米两种长度的玻璃毛细管作为波导染料池,毛细管的内径在 0.6~2 毫米的范围内选择。氙灯电极距长 180 毫米及 280 毫米,气压为 250 托及 300 托,管径为 8 毫米及 10 毫米两种。整机的输入能量为 40~70 焦耳,氙灯的放电电压为 8~14 千伏。激活物质为若丹明 6G 及香豆素 120、香豆素-4 的乙醇溶液,染料浓度在  $1 \times 10^{-6} \sim 1 \times 10^{-2}$  克分子/升之间变化。

收稿日期:1982年4月3日。

## 二、由掠入射支撑的漏模

在我们的实验中,若选取的管径为1毫米,管长为300毫米,则可求出传输光线与内管壁碰撞一次后出射的最大掠射角 $i_1$ ,如图1所示 $i_1 > i_c$ ,计算得 $i_c = 0^\circ 11' 27''$ , $i_1$ 也只有 $0^\circ 22' 55''$ ,因此光线对界面的入射角 $\theta_1 \approx \pi/2$ 。在 $n_1 < n_2$ 的情况下,费涅耳公式对任意入射角度的光线都是正确的。

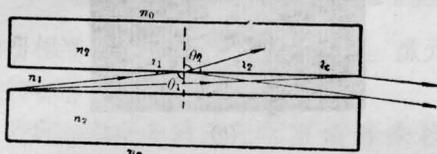


图 1

在这种波导中掠射的反射率接近于全反射,因而在一定的传输距离内可以由漏波支撑一定数量的低阶漏模。漏波的损耗系数可以根据[1]报导的公式进行计算。取 $\lambda = 6000$ 埃, $d = 1$ 毫米, $n_1 = 1.36$ , $n_2 = 1.5$ ,在模数 $N = 1$ 的情况下,求得子午光线的损耗系数是:

$$2\alpha = 0.202 \text{ 分贝/米}$$

这样的损耗值是不算大的。但在实际上,加工一支长1米而内表面光洁、平整,且无任何弯曲(即使管径为1毫米的玻璃毛细管)是很困难的。若 $N = 3$ ,损耗将增加十倍,当 $d$ 减小到50微米时,则功率损耗为每米4分贝,若再考虑内表面的不平整、弯曲、污染及管径的不一致,以及溶液的吸收、散射等因素,则实际的损耗将要比这计算的结果高得多,因此将这样的波导用于光讯息或光能的长距离传输是没有什么意义的。但在较短的激光谐振腔体中,这样大小的损耗完全可以由增益来补偿,如若丹明6G乙醇溶液的增益可达50~250分贝/米<sup>[2]</sup>,这样一来,由于漏波的传输损耗得到了足够的补偿,因而完全可以将 $n_1 > n_2$ 的情况下的电介质光波导理论应用于

$n_1 < n_2$ 的高增益的波导激光器,因而也就可得出无论是在气体波导激光器或液体波导激光器中,其运转的主模仍是EH<sub>mn</sub>混合模。

## 三、包层的影响

为了防止泵浦光中的紫外成分对染料的光解作用,增加了玻璃毛细管的管壁厚度,在我们的实验中,管壁厚度可达4~6毫米,如图2所示。包层的作用还可象柱面透镜一样对泵浦光起会聚作用,使其集中在半径为 $R/n_2$ 的圆柱体之内,因而也就提高了泵浦光密度。但随着管壁厚度的增加,管壁内传递的光通量也增加,而且经内管壁透射进入管壁内的光线,在一定的角度范围内将由管外壁的全反射作用而再次进入波导管内,这样一来外管壁将对一部分光线起着无损的导引作用,如图3所示。 $\theta'_1$ 为在外管壁上发生全反射时的入射角,但经外管壁全反射而再次进入内管壁时,也是由光密媒质进入光疏媒质,因而在一定的入射角度下也将发生全反射,若此时的入射角为 $\theta'_3$ ,按 $n_1 = 1.36$ , $n_2 = 1.5$ , $n_0 = 1$ 计算得 $\theta'_1 = 41^\circ 48'$ , $\theta'_3 = 65^\circ 03'$ 。由此可知,在管壁内对内外管壁的入射角大于 $65^\circ 03'$ 的光线将不能再经内外管壁而透射出管壁之外。计算可得,相对于 $\theta'_3$ 的入射线对内管壁的入射角 $\angle AOE = \theta_3 = 88^\circ 48'$ ,相对于 $\theta'_1$ 的入射线对内管壁的入射角 $\angle COE = \theta_1 = 46^\circ 55'$ ,也就是说只有对内壁的入射角在 $46^\circ 55' \sim 88^\circ 48'$ 之间的光线才能再次进入内管壁。但内管中的激活溶液产生的超辐射是需要有一定的增益距离的,因而必须基本上沿着管轴的方向前进一段距离后才能达到一定的强度,我们称这一距离为超辐射的最小增益距离。根据我们的实验,可确定若丹明6G在 $1 \times 10^{-4}$ 克分子/升浓度的情况下,随泵浦光强的变化,其最小增益距离在2.5~6厘米的范围内变化。若取最小增益距离为3厘米,在管径为1毫米的情况下

求得此时对管壁的最入射角  $\angle BOE = \theta_2 = 90^\circ - \text{tg}^{-1} 1/30 = 88^\circ 06'$ ，而且可以求得此光线再次返回内管壁后的掠射角  $i \approx 5^\circ$ 。若最小增益距离增加， $i$  角将随之减小，在最小增益距离为 4 厘米时， $i = 3^\circ$ 。在  $\theta_2$  接近  $\theta_3$  时，由于掠射反射率的增加，实际上能进入管壁内的光通量也迅速减小，因而出射时  $i \rightarrow 0^\circ$  的光通量也将减少。如图 4 所示的一组超辐射照片，即可对上述作一小结。

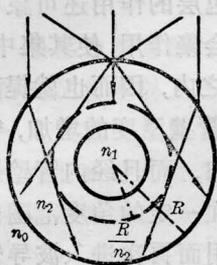


图 2

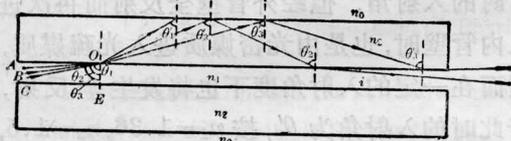
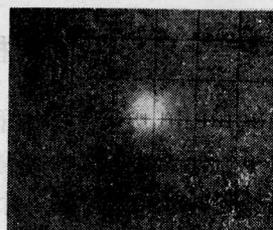
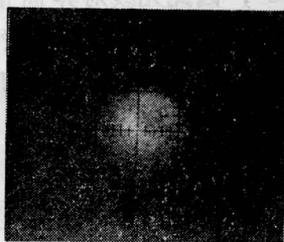


图 3

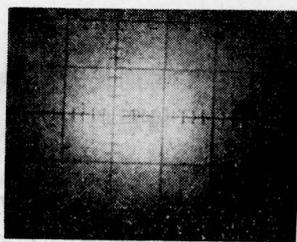
图 4 为浓度在  $1 \times 10^{-6}$  克分子/升、管径为 1 毫米，(a) 内管壁被磨毛，(b) 外管壁被磨毛，(c) 内外管壁均为光洁表面的情况下，在同一距离 34 厘米处所拍摄的一组照片。图 4(a) 说明在失去了内外管壁导引的情况下，由管口直接出射的超辐射，由其最大张角可确定此时溶液的最小增益距离在 5.5 厘米左右。图 4(b) 说明了内管壁参与了导引作用，亦可计算出其最大掠射角  $i_1$  为  $1 \sim 2^\circ$  左右。图 4(c) 说明内外管壁都参与了导引作用，其中心强度稍低，正好说明了外壁的全反射起了明显的作用。由于内外壁的光洁，使溶液受到了较好的激发，此时整个光束的张角在  $6^\circ$  以内，而  $i < 3^\circ$ ，这与我们前面的计算是相符的。



(a)



(b)



(c)

图 4

#### 四、溶液的自导效应

在一定强度的泵浦光强作用下，若染料浓度增加或内管径增加，使得在溶液内形成温度的梯度分布，或在溶液内产生的激光束的强度超过一定的数值（如  $> 10^{11}$  瓦/厘米<sup>2</sup>），都将使溶液本身对在其中传播的光线产生非线性作用。

在泵浦光强度或激光束强度较弱的情况下，溶液吸收光能而产生的热效应将是主要的，它将引起溶液的温度、密度发生变化，因而使溶液的介电常数发生变化。在适当的浓度及管径的配合下，若能使得毛细管的芯区也能受到充分激发的话，轴芯区的激光振荡所产生的激光束本身，又将使染料溶液中的热梯度为内高外低。由这两种热梯度效应所

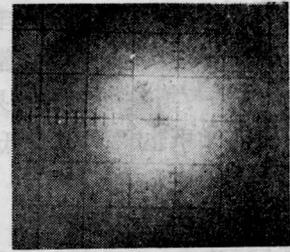
产生的介电常数的变化是相反的,若能使这两种热梯度的变化适当地配合而又能抵消光束传播时由于衍射产生的自行发散效应的话,那么圆柱型筒内的染料溶液本身就可认为是一种具有自导效应的波导。

若泵浦光束的强度或溶液中激光束的强度足以使溶液中的有极分子转向,或无极分子极化而产生克尔效应的话,这也将改变溶液的介电常数,变化大小将随光强而变化。由于泵浦光随吸收的深度而减弱或激光束本身的高斯型分布,将引起溶液中的介电常数出现非均匀分布。在圆柱型波导染料激光器中,泵浦光与溶液中的激光束所造成的介电常数的变化也是相反的。适当考虑这两种光强而又能抵消衍射的发散效应的话,那么激光束在此溶液内的传输光路,同样也可以认为是一种波导。

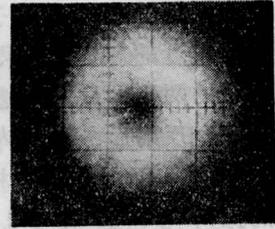
在这种自导式波导中,对在其中传输的光束无需有形的边界限制,而且能够允许多路激光束在同一导管内传输而不会相互影响。这样就能解释如图5所示的一组超辐射照片了。

这组照片是在染料浓度较高( $1 \times 10^{-3}$ 克分子/升)的情况下拍摄的。(a)导管内壁被磨毛,(b)导管外壁被磨毛,(c)内外管壁均为光洁,(d)为端面装上布儒斯特窗口后,使原出射的圆柱型光束经窗口平面折射而成为一椭圆型光束。照片中(a)、(b)、(c)出射时张角不同的原因与图4的说明一样。

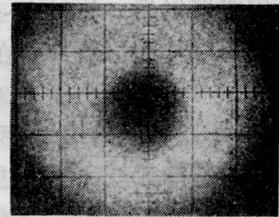
照片中的环状分布花样用光线径迹的描述方法可以这样来解释:在浓度较高的情况下,溶液对泵浦光的吸收较快,使得圆柱型导管的芯区不能受到充分的激发而形成一环状的受激辐射区。同时溶液内对泵浦光的热效应使得溶液内折射率按梯度分布而成为自导式波导,那么在子午面内平行于管轴的光线中,愈接近于管壁的光线所受到的增益愈高。而那些在子午面内对管轴有一定交角的光线将形成正弦式径迹。而不在子午面内与子午



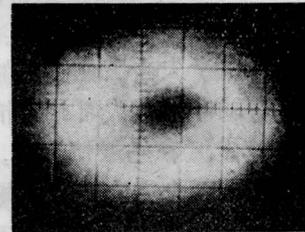
(a)



(b)



(c)



(d)

图 5

光线相比占有主要比例的倾斜光线将形成螺旋光,那些螺旋半径较大愈接近于管壁的螺旋光,也将受到较大的增益。于是由受到较大增益的接近于管壁平行于光轴的子午光线,以及接近于管壁的螺旋光线一起从波导出口出射以后,也就形成了环状分布花样。此外从电磁波理论的模式结构来分析,则可以说是其环状的高增区对那些环状的模式特别有利,如  $EH_{12}$ 、 $EH_{21}$ 、 $EH_{23}$ 、 $EH_{31}$  等模式,这是由于这些模式的电磁波总是通过此环状

的高增区而得到了显著的放大。但在这种由漏波支撑的波导中，随着模式的增高损耗将迅速增加，而损耗与增益平衡的结果，使得从波导端口出射的光束也只是数种低阶模式的迭加。

若再进一步增加染料的浓度，使得泵浦光在内管壁表层即被迅速吸收，因而形成一较薄的环状发光区域。此时占有主要比例的、径迹在管壁附近的螺旋光将得到极高的增益。图6所示的两张照片即是进入管壁的螺旋光经外管壁全反射后，再经内壁出射所形成的花样。如同前面的分析一样，也只有那些对管壁的掠射角在近似于 $1\sim 2^\circ$ 的范围内的螺旋光在透射进入管壁经外管壁全反射再次进入内管壁以后，将以 $2\sim 3^\circ$ 的掠射角出射。因此由照片上可以看出在这一张角内的光量较强。对于那些小于 $1^\circ$ 左右以下的入射光线，由于内管壁的掠射-反射率的增高，而且这样角度的光线在再次进入内壁时的掠射-反射率也会增高，因此形成的螺旋光的内圈较暗。大于 $2^\circ$ 左右以上的那些入射光线，由于增益不够也将迅速减弱。若内壁或外壁被磨毛，由于失去了外管壁的导引作用，明显的螺旋线即将消失而此时拍摄的照片将如同图5一样。在一般情况下，圆柱型波导管内产生左右两个方向相反的螺旋光的条件，几率是一样的，因此在图6所示的照片中正是两个方向相反的螺旋线的组合，而且在螺旋交迭的地方光量也较强。图6(c)、(d)即是照片(a)、(b)的示意图。图6(a)拍摄的距离是30厘米，(b)为40厘米，照片中的每大格为1厘米，由此计算出来的角度完全证实了上述的分析。

若再进一步增加染料的浓度，使得溶液中的受激区只是靠近内管壁极薄的一层圆“面”，那么此时的螺旋光对管壁的掠射角也变得很小了，即使部分进入管壁的光线在再次进入内管壁时也将遭受到全反射。因此随着浓度进一步增加，出射的螺旋光强将逐渐

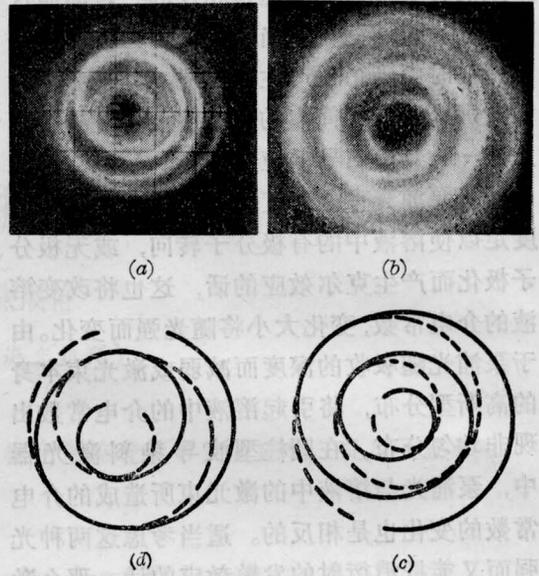


图 6

减弱。但在增强泵浦光强的情况下，在染料浓度为 $1\times 10^{-2}$ 克分子/升，并将内管壁磨毛，因而在失去了内外壁导引的时候，我们拍摄了如图7所示的照片。它与图6(b)的中心圈正好是一样的，这就说明了此时溶液本身具有的对螺旋光的自导作用是确实存在的，其出射的张角也与计算的结果相符合。

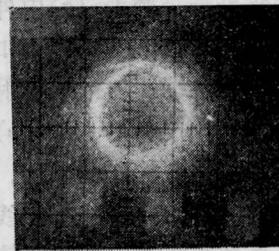


图 7

## 五、激光器的输出模式

在整个波导激光器中，振荡输出的激光模式是由外腔镜与波导管共同作用的结果。为了求得在波导端口外壁外腔镜之间的自由空间模与波导模之间的最佳耦合，在波导气体激光器的研制过程中已作了许多工作。如

前所述, 假定在波导中存在两个最低阶的混合模为  $\text{EH}_{11}$  与  $\text{EH}_{12}$ , 那么在通过长为  $l_1$ 、半径为  $a$  的波导管后, 这两种模之间所产生的相移为<sup>[3]</sup>:

$$\Delta\phi = -(u_{02}^2 - u_{01}^2) \frac{l\lambda}{4\pi a^2}$$

式中  $u_{01}=2.405$ ,  $u_{02}=5.52$  是第一类贝塞尔函数  $J_0(u_{01}r/a)$  与  $J_0(u_{02}r/a)$  的零阶一次根与二次根;  $\lambda$  为光波的波长。在  $\Delta\phi = n \cdot 2\pi$  时, 这两种模在输出端的合成将获得极大值。而出射合成波的曲率半径为  $R = 2\pi\omega_0^2/\lambda$ , 式中  $\omega_0$  为波导端口处的光束的半宽度。在我们的实验中, 由于采用的波导管的管径为 1 毫米, 因而计算出来的  $\Delta\phi$  值极小, 即  $\text{EH}_{11}$  与  $\text{EH}_{12}$  模之间的相移可以忽略不计。若设  $\lambda = 6000$  埃,  $\omega_0 = 0.6a$ , 计算出来的合成波的曲率半径  $R = 1.07$  米, 那么外腔镜的曲率半径就应该为同一数值时才能与合成波的波阵面相合而获得最佳耦合。由此可知, 在  $a \gg \lambda$  的情况下, 不必严格地考虑波导的长度, 而且由于  $R$  的数值也很大, 在近似的情况下也可以用平面镜来代替曲面镜作为外腔镜。此时若能使得整个波导管内的染料溶液受到较均匀的激发, 那么我们仍能得到较

好的单模输出, 如图 8 的照片所示; 其能量用半径典的方法测试估计也有数十毫焦耳。在拍摄这种照片的时候, 若使染料浓度逐渐增加, 则超辐射的衬底将明显地增强, 而当浓度增加到使得波导的轴芯区不再能受到充分的激发时, 就会只剩下环型的超辐射输出, 而其中心就不会再出现激光斑了。

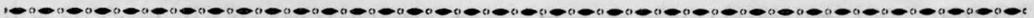


图 8

感谢上海亚明灯泡厂为我们试制了氙灯, 感谢天津化学试剂研究所为我们提供了荧光染料。

### 参 考 文 献

- [1] D. Marcuse; "Theory of Dielectric Optical Waveguides", Academic Press New York and London, 1974, p. 45.
- [2] P. Burlamacchi et al.; *Appl. Opt.*, 1976, **15**, 2684.
- [3] M. Lyszyk et al.; *Opt. Commun.*, 1981, **33**, 327.



(上接第 31 页)

(即两束光功率之和, 其中  $\theta_0$  方向振荡的耦合输出光强约是另一束光强的 1.25 倍)。可以看到, 随着  $\theta_0$  角越接近自准条件, 谱线的输出功率越大。

另外, 图中还给出了三条谱线在自准条件下振荡即光栅腔时的输出功率(图中三个孤立的记号), 与光栅色散腔比较, 输出要大得多, 这是由于光栅色散腔经过两次耦合输出, 总输出耦合率处于非最佳状态的缘故。假如采用高集光效率的光栅, 在腔的另一端耦

合输出, 则将会大大提高谱线的输出功率, 而又可保持其提高谱线分辨力的特点。

### 参 考 文 献

- [1] 王裕民, 张顺怡, 归振兴; 《科学通报》, 1980, No. 24, 1116,
- [2] R. G. Harrlson, S. R. Butcher; *Phys. Lett.*, 1977, **61A**, No. 3, 154.
- [3] 王裕民, 归振兴, 张顺怡, 《光学学报》, 1981, **1**, No. 4, 313.
- [4] 刁永富; 《仪器制造》, 1975, No. 6, 12.