

# 光纤回音壁模式激光产生长度的实验与理论研究\*

祝昆 周丽 尤洪海 江楠 普小云†

(云南大学物理系, 昆明 650091)

(2010年6月26日收到; 2010年7月23日收到修改稿)

采用沿光纤轴向光抽运消逝场激励增益的方式, 获得了沿光纤轴向较长范围的回音壁模式激光辐射. 研究了这种激光器的激光产生长度与抽运能量间的关系. 实验发现: 当抽运能量刚超过激光产生阈值时, 激光产生长度迅速增长; 随抽运能量的继续增加, 产生长度的增长趋势变缓; 产生长度随抽运能量的变化关系决定于增益包层溶液的染料浓度和溶液折射率. 根据抽运光沿光纤轴向以受抑全反射方式传播的物理特性, 在抽运能量中引入了遵循比尔吸收定律的指数衰减函数, 结合消逝场激励增益的回音壁模式激光理论, 在分析系统增益和损耗的基础上由激光阈值条件推导出了激光沿光纤轴向的产生长度与抽运能量关系的理论公式, 理论计算结果和与实验数据符合甚好.

**关键词:** 回音壁模式, 受抑全反射, 消逝场, 激光产生长度

**PACS:** 42.55. Wd, 42.55. Mv, 42.60. Lh

## 1. 引言

消逝场增益耦合的回音壁模式 (whispering gallery mode, WGM) 微腔激光器, 例如, 圆柱形微腔<sup>[1-4]</sup>、球形微腔<sup>[5-8]</sup>、毛细管微腔<sup>[9]</sup>和光纤结微腔<sup>[10]</sup>激光器, 受到光学微腔研究人员的高度重视<sup>[11, 12]</sup>. 在这一类微腔激光器中, 微腔和增益介质是相互分离的, WGM的消逝场处于增益场内, 并由WGM提供光学反馈后形成激光振荡. 为在微腔外部产生一个环绕微腔的增益场, 通常采用侧向<sup>[1-5]</sup>和轴向<sup>[6-10]</sup>两种不同的光抽运方式. 对侧向抽运方式, 抽运光直接激励微腔外的增益介质; 对轴向抽运方式, 抽运光沿微腔的轴向或近轴向以全反射方式进入腔体, 其在微腔外的消逝场激励介质产生增益. 和侧向抽运方式相比, 轴向抽运方式具有增益场和微腔WGM的消逝场之间空间重叠性<sup>[13, 14]</sup>好的结构特点, 这一特点使得微腔激光器的抽运阈值低, 并沿微腔轴向具有较长的WGM激光产生范围. 利用微腔轴向WGM激光辐射范围长的特性, 我们将单一折射率的石英裸光纤分段插入作为增益包层介质的不同激光染料溶液中, 发明了“消逝波激励及增益耦合的多波段回音壁模式光纤激光

器”<sup>[15, 16]</sup>. 这种多波段光纤激光器, 可以作为“光流体装置”(optofluidic device)<sup>[17, 18]</sup>中的激光或荧光辐射源, 在“芯片上的实验室”(lab-on-a-chip)设计中有应用价值. 采用抽运光的消逝场激励增益, 由于消逝场处在有损耗的包层溶液中, 抽运光在光纤内以“受抑全反射”(frustrated total internal reflection)方式传播, WGM激光沿光纤轴向的产生长度和抽运能量、增益包层染料溶液的吸收系数以及折射率密切相关. 本文从实验和理论两个方面对如上问题开展了探索性的研究.

## 2. 实验设置及结果

### 2.1. 实验设置

实验装置的详细描述见文献[14]. 首先在内径 $\phi = 1$  mm, 长 $L = 120$  mm的玻璃套管内注入罗丹明6G乙醇溶液, 溶液的折射率( $n_2 = 1.361$ )小于石英裸光纤的折射率( $n_1 = 1.458$ ), 染料溶液起光纤的增益包层介质作用. 用YAG激光器(北京镭宝公司生产, 脉宽为7 ns)波长为532 nm的倍频脉冲激光作为抽运光, 抽运光先后经过一组偏振片 $P_1$ 和 $P_2$ , 旋转 $P_1$ 的通光方向获得需要的抽运能量, 用 $P_2$ 的

\* 国家自然科学基金(批准号: 60877037)资助的课题.

† 通信联系人. E-mail: xyphu@163.com

通光方向确定抽运光的偏振方向. 在光路中放置分束片, 以便由激光能量计 (MELLES GRIOT, 13PEM001) 测出即时抽运能量值. 抽运光由一块焦距为 75 mm 的透镜会聚在光纤端前面 (如图 1 所示), 并以  $\theta_i = 7.6^\circ$  的圆锥角沿轴线进入直径为 196  $\mu\text{m}$  的单一折射率石英光纤. 抽运光进入光纤端面的圆锥角小于  $\theta_{ic} = 31.7^\circ$  时, 光线进入光纤后沿光纤子午面<sup>[19]</sup> 以受抑全反射方式传播. 如图 1 所示, 抽运光在染料乙醇溶液中的消逝场 ( $E_p$ )

激励染料产生增益, 圆柱形微腔 WGM 的消逝场 ( $E_{WGM}$ ) 中的光子在染料增益中产生受激辐射, 并将受激辐射光耦合进入微腔, 在 WGM 的支持下 (提供光学反馈) 形成激光振荡. WGM 激光的光能 ( $L_{WGM}$ ) 从光纤表面沿垂直于 Z 轴的平面辐射出来, 由导光光纤送至光谱采集系统 (ICCD: PI-MAX; Spectrometer: Spectrapro 500i) 的进光狭缝口. 激光沿 Z 轴的产生长度由一平行于 Z 轴的直尺测量.

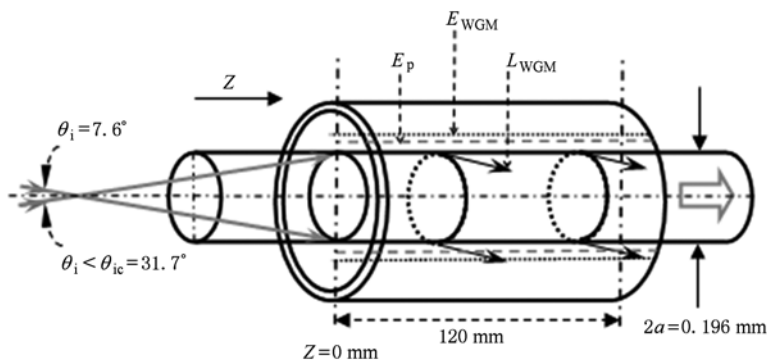


图 1 圆柱形微腔结构示意图及各种光场的分布示意图

## 2.2. 实验结果以及规律

在图 1 所示的玻璃套管内注入浓度为  $4 \times 10^{-3}$  mol/L、折射率为 1.361 的罗丹明 6G 乙醇溶液. 采用沿石英光纤 (直径为 196  $\mu\text{m}$ ) 轴向 (Z 轴) 光抽运方式, 逐渐增加抽运能量, 在能量较低时, 只能在光纤外的染料区观察到暗黄色的荧光辐射. 当抽运能量增加到一定的数值后, 在  $Z = 0$  mm 的抽运点位置, 即玻璃套管的前端端面处沿光纤的边缘出现耀眼的橙黄光. 用肉眼在垂直于纤轴方向的截面内观察, 此橙黄光的强度最大; 偏离此截面沿纤轴向后, 强度急剧减弱, 不能观察到耀眼橙黄光. 可见, 此耀眼橙黄光的辐射具有圆柱形微腔 WGM 激光辐射的方向性特征. 激光辐射光谱如图 2 所示, WGM 之间的平均模式间隔等于 0.383 nm. 根据确定 WGM 共振位置的近似公式, 计算出石英光纤的光谱直径是 193  $\mu\text{m}$ . 光谱直径值约小于实测光纤直径值 (196  $\mu\text{m}$ ) 是合理的<sup>[20]</sup>.

图 3 是距离玻璃套管前端  $Z = 50$  mm 处的光辐射强度和抽运能量的关系图. 图中实心圆点为实验数据值, 虚线为拟合曲线. 图中显示两条拟合曲线的斜率不同, 其中斜率较小的一条表示随着抽运能量的增加光辐射强度缓慢增加, 辐射出荧光; 当

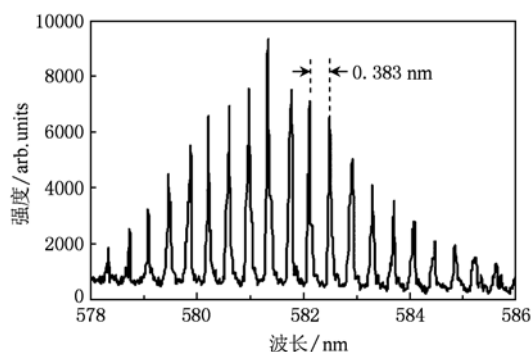


图 2 光纤 WGM 的激光光谱 (石英光纤的直径是 196  $\mu\text{m}$ , 包层溶液是浓度为  $4 \times 10^{-3}$  mol/L、折射率为 1.361 的罗丹明 6G 乙醇溶液)

抽运能量超过 100  $\mu\text{J}$  时, 辐射强度呈急剧增加趋势, 对应肉眼刚刚观察到“耀眼橙黄光”. 两条拟合曲线的交点能量值 (100  $\mu\text{J}$ ) 就是 WGM 激光在距离玻璃套管前端  $Z = 50$  mm 处产生的抽运阈值, 对应“耀眼橙黄光”的出现时的抽运能量值.

图 4 是距离玻璃套管前端  $Z = 80$  mm 处的光辐射强度和抽运能量的关系图. 由图 4 可见, 在  $Z = 80$  mm 处 WGM 激光产生的阈值能量是 190  $\mu\text{J}$ , 明显地高于 50 mm 处激光产生的阈值能量 (100  $\mu\text{J}$ ). 显然, 由于抽运光的消逝场处于损耗介质 (包层染料

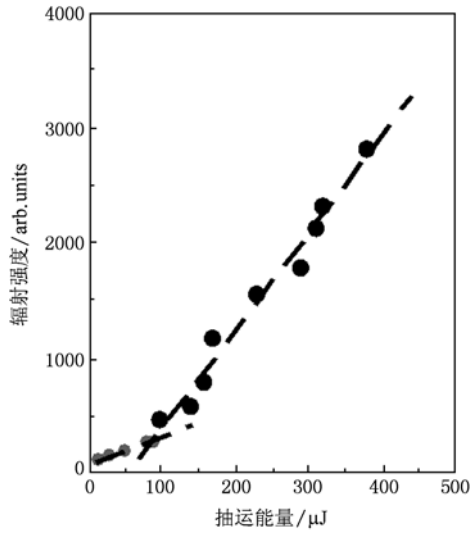


图3 Z = 50 mm 处抽运能量与辐射强度关系图(圆点为实验数据,虚线为拟合曲线)

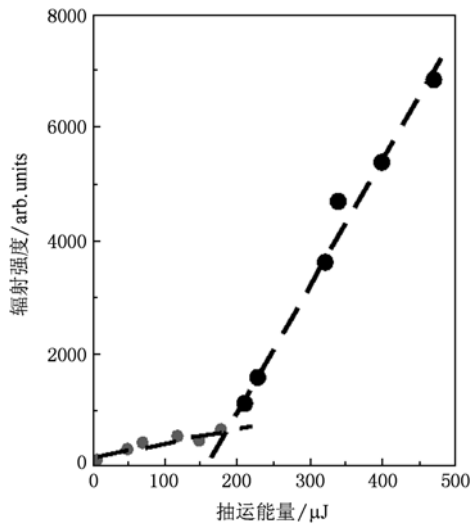


图4 Z = 80 mm 处抽运能量与辐射强度关系图(圆点为实验数据,虚线为拟合曲线)

介质)中,在其沿光纤轴向以受抑全反射方式传播的过程中强度是不断衰减的,并造成不同位置WGM激光产生阈值的差异.由此产生了两个重要问题,第一,激光沿光纤轴向的产生长度和抽运能量之间遵循什么实验规律?第二,在一定的抽运能量条件下,哪些实验因素影响着激光的产生长度?

为研究不同实验条件对WGM激光产生长度的影响,对一定直径的石英光纤(196 μm),我们在增益包层溶液折射率一定的条件下(乙醇溶液,  $n_2 = 1.361$ ),实验研究了不同的激光染料浓度(罗丹明

6G 乙醇溶液,  $c = 4 \times 10^{-3}$  mol/L,  $8 \times 10^{-3}$  mol/L)对激光产生长度的影响,结果如图5和图6所示;在激光染料浓度(罗丹明6G,  $c = 4 \times 10^{-3}$  mol/L)一定的条件下,实验研究了不同的包层溶液折射率(乙醇溶液、乙醇和乙二醇的混合溶液,  $n_2 = 1.361, 1.402$ )对激光产生长度的影响,结果如图5和图7所示.

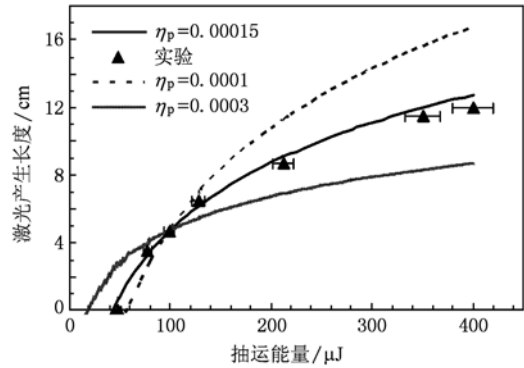


图5 染料浓度  $c = 4 \times 10^{-3}$  mol/L、包层溶液折射率  $n_2 = 1.361$  时,WGM 激光产生长度随抽运能量的变化曲线(其中,符号▲表示实验数据;曲线组表示  $\eta_p = 0.0001, 0.00015, 0.0003$  时的计算结果)

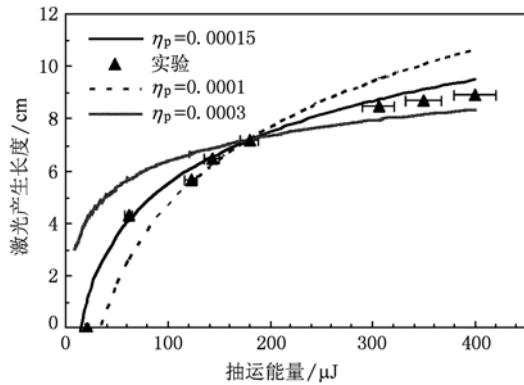


图6 染料浓度  $c = 8 \times 10^{-3}$  mol/L(其余同图5)

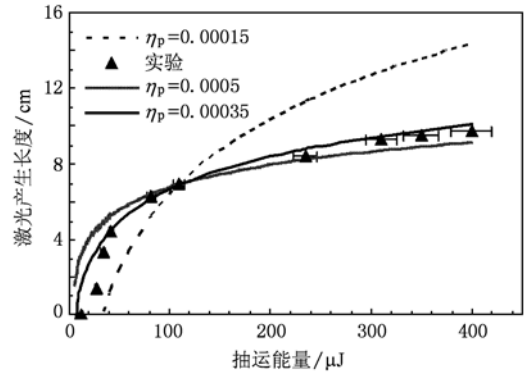


图7 包层溶液折射率  $n_2 = 1.402$  (其余同图5,曲线组表示  $\eta_p = 0.00015, 0.00035, 0.0005$  时的计算结果)

图5—7都反映了一个共同的实验规律:在抽运能量较低时,随着能量的增加激光的产生长度迅速增加;在激光产生长度达到一定的数值后,产生长度随抽运能量增加而增长的趋势迅速变缓,此时,继续加大能量并不能显著地增加激光的产生长度.

比较图5和图6,在相同的包层溶液折射率条件下,随染料浓度的增加,激光在抽运点位置( $Z = 0$  mm)处的产生阈值减低(染料浓度  $c = 4 \times 10^{-3}$  mol/L 和  $8 \times 10^{-3}$  mol/L 时,激光产生的阈值能量分别是  $49 \mu\text{J}$  和  $22 \mu\text{J}$ );在最大抽运能量( $400 \mu\text{J}$ ,当抽运能量大于  $400 \mu\text{J}$  时,光纤端面容易被激光损坏)时,激光的产生长度随染料浓度的增加而变短(染料浓度  $c = 4 \times 10^{-3}$  mol/L 和  $8 \times 10^{-3}$  mol/L 时,激光的产生长度分别等于  $120$  mm 和  $89$  mm).

比较图5和图7,在相同的染料浓度条件下,当包层溶液的折射率  $n_2$  从  $1.361$  增加到  $1.402$  后,图7中激光在抽运点位置( $Z = 0$  mm)处的产生阈值显著地从  $49 \mu\text{J}$  减低到  $13 \mu\text{J}$ ;然而,最大实验抽运能量( $400 \mu\text{J}$ )对应的激光产生长度也从图5的  $120$  mm 降低到  $97$  mm.

图5—7反映出来的实验规律,可以用消逝波激励增益的回音壁模式激光理论结合比尔吸收定律做出解释.

### 3. 激光产生长度的相关理论

在抽运能量一定的条件下,WGM 激光沿光纤轴向的终极辐射长度点对应激光产生的阈值条件.下面首先分析消逝波激励及增益耦合的 WGM 激光辐射过程中的增益和损耗,由此推导出 WGM 激光沿光纤轴向的辐射长度随抽运能量变化的理论计算公式.

#### 3.1. 增益的轴向分布

在轴向抽运光消逝波激励条件下,激光增益由抽运光在光纤界面外的消逝场  $E_p(r)$  激励染料分子而产生,  $E_p(r) = E_{p0} \exp[-k\beta(r-a)]$ . 其中,  $k = 2\pi n_2/\lambda_p$  是抽运光在染料溶液中的波矢,  $\lambda_p$  是抽运光的波长;  $\beta = [n_1^2 \sin^2 \theta_1 / n_2^2 - 1]^{1/2}$  是衰减因子.  $n_1$  为纤芯的折射率,  $n_2$  为包层的折射率,  $\theta_1$  为抽运光在光纤界面上的全反射角. 设激光染料溶液中染料分子的浓度为  $N_0$ ,  $I(r) = E_p^2(r)$  ( $r \geq a$ ) 为消逝场的强度,激光小信号增益沿光纤径向的空间分布  $g(r)$

正比于  $N_0$  和  $I(r)$  的乘积. 为和实验结果相比较,设脉冲激光在  $Z = 0$  mm 处的抽运能量是  $\varepsilon_{p0}$ ,  $g(r)$  可以表示为

$$g(r) = CN_0 \varepsilon_{p0} \exp[-2k\beta(r-a)], (r \geq a), \quad (1)$$

式中,  $C$  是由抽运能量的耦合效率及染料分子的荧光量子效率等因素确定的常数. 在轴向光抽运消逝场激励增益条件下,计算结果表明<sup>[13]</sup>:激光增益总是处于微腔 WGM 模场的空间分布范围内. 因此,激光的总增益可以用沿光纤径向的积分表示为

$$G = \int_a^\infty g(r) dr = \int_0^\infty CN_0 \varepsilon_{p0} \exp[-2k\beta R] dR \\ = \frac{CN_0 \lambda_p \varepsilon_{p0}}{4\pi [n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2]^{1/2}}. \quad (2)$$

抽运光在光纤内以受抑全反射方式传播,抽运能量在光纤内沿轴向是逐渐衰减的. 设其衰减规律满足比尔定律,  $\varepsilon_p(Z) = \varepsilon_{p0} \exp[-\alpha_{\text{abs}}^p Z]$ . 其中,  $\alpha_{\text{abs}}^p$  是抽运光的吸收系数,由腔内光纤介质的吸收系数  $\alpha_{\text{abs,in}}^p$  和腔外染料溶液的吸收系数  $\alpha_{\text{abs,out}}^p$  两个部分组成. 再设抽运光在光纤外以及光纤内外沿径向的积分强度之比为  $\eta_p$ ,  $\alpha_{\text{abs}}^p = \eta_p \alpha_{\text{abs,out}}^p + \alpha_{\text{abs,in}}^p (1 - \eta_p)$ . 将  $\alpha_{\text{abs}}^p$  代入  $\varepsilon_p(Z)$ , 并用  $\varepsilon_p(Z)$  取代(2)式中的  $\varepsilon_{p0}$  后得到激光增益沿光纤轴向的分布满足如下关系:

$$G(Z) = \frac{CN_0 \lambda_p \varepsilon_p(Z)}{4\pi [n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2]^{1/2}} \\ \times \exp\{-[\eta_p \alpha_{\text{abs,out}}^p + \alpha_{\text{abs,in}}^p (1 - \eta_p)]Z\}. \quad (3)$$

#### 3.2. 回音壁模式的损耗

对于圆柱形微腔,WGM 的损耗由三部分组成,即  $\alpha_{\text{tol}}^{\text{WGM}} = \alpha_{\text{abs}}^{\text{WGM}} + \alpha_{\text{leak}}^{\text{WGM}} + \alpha_{\text{scat}}^{\text{WGM}}$ . 其中,  $\alpha_{\text{abs}}^{\text{WGM}}$ ,  $\alpha_{\text{leak}}^{\text{WGM}}$  和  $\alpha_{\text{scat}}^{\text{WGM}}$  分别是吸收损耗、由 WGM 的激光辐射引起的泄露损耗和散射损耗系数. WGM 的损耗可以用微腔的品质因素  $Q$  表示为

$$\frac{1}{Q_{\text{tol}}} = \frac{1}{Q_{\text{abs}}} + \frac{1}{Q_{\text{leak}}} + \frac{1}{Q_{\text{scat}}}, \quad (4)$$

式中,  $Q_{\text{abs}}$ ,  $Q_{\text{leak}}$  和  $Q_{\text{scat}}$  分别是损耗  $\alpha_{\text{abs}}^{\text{WGM}}$ ,  $\alpha_{\text{leak}}^{\text{WGM}}$  和  $\alpha_{\text{scat}}^{\text{WGM}}$  对应的微腔  $Q$  值,  $Q_{\text{tol}}$  是微腔的总  $Q$  值. 对表面均匀和光滑的石英光纤,由散射损耗  $\alpha_{\text{scat}}^{\text{WGM}}$  决定的  $Q_{\text{scat}} > 10^{12}$ <sup>[14]</sup>;对直径在  $\sim 200 \mu\text{m}$  的石英光纤,在其包层溶液的折射率  $n_2 \leq 1.402$  时,由 WGM 的光能泄露  $\alpha_{\text{leak}}^{\text{WGM}}$  决定的  $Q_{\text{leak}} > 10^{10}$ <sup>[14]</sup>;对实验所用的石英光纤,在摩尔浓度为  $\sim 10^{-3}$  mol/L 的包层溶液

中,和波长在 580 nm 附近的吸收损耗  $\alpha_{\text{abs}}^{\text{WGM}}$  对应的  $Q_{\text{abs}} \sim 10^6$  [14]. 因此,对本文的实验光学系统,由石英裸光纤截面构成的圆柱型微腔的  $Q_{\text{tot}} \sim Q_{\text{abs}}, \alpha_{\text{tot}}^{\text{WGM}} \sim \alpha_{\text{abs}}^{\text{WGM}}$ .

和抽运光由腔内场及腔外的消逝场构成类似,圆柱形微腔 WGM 的模场也由微腔内场 ( $r \leq a$ ) 和微腔外场 ( $r \geq a$ , 消逝场) 两个部分组成. 设 WGM 的消逝场与总模场 ( $0 \leq r < \infty$ ) 的积分强度之比为  $\eta_{\text{WGM}}$ , 则  $\alpha_{\text{tot}}^{\text{WGM}}$  可以表示为

$$\alpha_{\text{tot}}^{\text{WGM}} = \eta_{\text{WGM}} \alpha_{\text{abs}}^{\text{out}} + (1 - \eta_{\text{WGM}}) \alpha_{\text{abs}}^{\text{in}}, \quad (5)$$

式中,  $\alpha_{\text{abs}}^{\text{out}}$  是 WGM 的共振波长在增益包层溶液中的吸收系数;  $\alpha_{\text{abs}}^{\text{in}}$  是 WGM 的共振波长在石英介质中的吸收系数.  $\alpha_{\text{tot}}^{\text{WGM}}$  是一个和光纤轴向长度无关的吸收系数.

### 3.3. 回音壁模式的激光产生长度

在抽运能量一定的条件下, WGM 激光沿光纤轴向的终极长度点 ( $Z_{\text{max}}$ ) 对应激光产生的阈值条件, 即  $G(Z_{\text{max}}) = \alpha_{\text{tot}}^{\text{WGM}}$ . 联立(3)和(5)式, 得到在消逝场激励增益条件下,  $Z_{\text{max}}$  对应的抽运阈值能量  $\varepsilon_{\text{p}}^{\text{th}}(Z_{\text{max}})$  满足

$$\varepsilon_{\text{p}}^{\text{th}}(Z_{\text{max}}) = \frac{4\pi[n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2]^{1/2} [\eta_{\text{WGM}} \alpha_{\text{abs}}^{\text{out}} + (1 - \eta_{\text{WGM}}) \alpha_{\text{abs}}^{\text{in}}]}{CN_0 \lambda_{\text{p}} \exp\{-[\eta_{\text{p}} \alpha_{\text{abs, out}}^{\text{p}} + \alpha_{\text{abs, in}}^{\text{p}} (1 - \eta_{\text{p}})] Z_{\text{max}}\}}. \quad (6)$$

由(6)式, 反解出  $Z_{\text{max}}$  满足

$$Z_{\text{max}} = \frac{1}{\eta_{\text{p}} \alpha_{\text{abs, out}}^{\text{p}} + \alpha_{\text{abs, in}}^{\text{p}} (1 - \eta_{\text{p}})} \{ \ln[CN_0 \lambda_{\text{p}} \varepsilon_{\text{p}}^{\text{th}}(Z_{\text{max}})] - \ln[4\pi(n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2)^{1/2} \times (\eta_{\text{WGM}} \alpha_{\text{abs}}^{\text{out}} + (1 - \eta_{\text{WGM}}) \alpha_{\text{abs}}^{\text{in}})] \}. \quad (7)$$

## 4. 实验结果的理论分析及解释

对本文使用的实验光学系统, (7)式中除  $\eta_{\text{p}}$ ,  $C$  和  $\varepsilon_{\text{p}}^{\text{th}}(Z_{\text{max}})$  外, 其余每一个量都有确定的实验或解析数值. 例如,  $\eta_{\text{WGM}}$  可以通过计算确定的 WGM 的模场分布 [20] 获得; 对实验所用的多模光纤,  $\sin^2 \theta_1$  可以用抽运光在光纤界面的入射角  $\theta_1$  至  $\pi/2$  间的统计平均值  $\overline{\sin^2 \theta_1}$  替代. 为和实验结果直接比较, 可以将(7)式简写为如下形式:

$$Z_{\text{max}} = \frac{C' + \ln[\varepsilon_{\text{p}}^{\text{th}}(Z_{\text{max}})]}{\eta_{\text{p}} \alpha_{\text{abs, out}}^{\text{p}} + \alpha_{\text{abs, in}}^{\text{p}} (1 - \eta_{\text{p}})}, \quad (8)$$

其中

$$C' = \ln\{CN_0 \lambda_{\text{p}} / [4\pi(\overline{\sin^2 \theta_1} - n_2^2)^{1/2} \times (\eta_{\text{WGM}} \alpha_{\text{abs}}^{\text{out}} + (1 - \eta_{\text{WGM}}) \alpha_{\text{abs}}^{\text{in}})]\}.$$

对实验所用的石英光纤, 在可见光范围内每米透光率为 97%—99%, 折合吸收系数  $\alpha_{\text{abs, in}}^{\text{p}} \sim 0.0002 \text{ cm}^{-1}$ ; 罗丹明 6 G 乙醇溶液在 532 nm 波长处的吸收截面  $\sigma_{\text{abs}} = 4.8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ , 对浓度  $c = 4 \times 10^{-3} \text{ mol/L}$  和  $8 \times 10^{-3} \text{ mol/L}$  的溶液, 其吸收系数  $\alpha_{\text{abs, out}}^{\text{p}}$  分别为  $1156 \text{ cm}^{-1}$  和  $2312 \text{ cm}^{-1}$ .  $\eta_{\text{p}}$  是抽运光在光纤外以及光纤内外沿径向的积分强度之比, 对实验所用的多模光纤, 我们目前还不能计算出  $\eta_{\text{p}}$  的解析数值, 本文采用试探值的方法结合实验数据拟合得到  $\eta_{\text{p}}$  值. 任取一对实验数据点 ( $\varepsilon_{\text{p}}^{\text{th}}(Z_{\text{max}}), Z_{\text{max}}$ ) 和一系列试探值  $\eta_{\text{p}}$ , 代入(8)式后可以确定不同的  $C'$  值, 由确定  $C'$  值后的(8)式计算出 ( $\varepsilon_{\text{p}}^{\text{th}}(Z_{\text{max}}), Z_{\text{max}}$ ) 的分布曲线. 和实验值符合最好的试探值  $\eta_{\text{p}}$ , 就是真实的  $\eta_{\text{p}}$  值.

在图 5 中, 取 ( $\varepsilon_{\text{p}}^{\text{th}}(Z_{\text{max}}), Z_{\text{max}}$ ) = (99  $\mu\text{J}$ , 4.7 cm) 的实验值确定待定系数  $C'$ , 当  $\eta_{\text{p}} = 0.00015, 0.0001, 0.0003$  时, 得到 ( $\varepsilon_{\text{p}}^{\text{th}}(Z_{\text{max}}), Z_{\text{max}}$ ) 的分布曲线如图中实线所示. 图 5 的拟合结果表明,  $\eta_{\text{p}} = 0.00015$  就是在增益包层溶液的折射率  $n_2 = 1.361$ 、染料浓度  $c = 4 \times 10^{-3} \text{ mol/L}$  条件下的真实  $\eta_{\text{p}}$  值. 在图 6 中, 取 ( $\varepsilon_{\text{p}}^{\text{th}}(Z_{\text{max}}), Z_{\text{max}}$ ) = (180  $\mu\text{J}$ , 7.4 cm) 的实验值确定待定系数  $C'$ , 当  $\eta_{\text{p}} = 0.00015, 0.0001, 0.0003$  时, 得到的 ( $\varepsilon_{\text{p}}^{\text{th}}(Z_{\text{max}}), Z_{\text{max}}$ ) 分布曲线如图中实线所示. 图 6 的拟合结果表明, 虽然染料浓度 ( $c = 8 \times 10^{-3} \text{ mol/L}$ ) 增加了两倍, 在增益包层溶液的折射率 ( $n_2 = 1.361$ ) 一定的条件下,  $\eta_{\text{p}}$  值 ( $\eta_{\text{p}} = 0.00015$ ) 是不变的.

比较图 5 和图 6, 对相同的  $n_2$  值, 抽运光的消逝场渗透到包层溶液中的深度, 进而  $\eta_{\text{p}}$  值应该是相同的,  $\eta_{\text{p}}$  和染料浓度没有关系. 但是, 一方面高浓度的增益包层溶液中含有的染料分子数大于低浓度溶液, 由(6)式, 在  $Z_{\text{max}} = 0 \text{ mm}$  位置高浓度溶液的激光阈值必然低于低浓度溶液; 另一方面, 由(8)式, 高浓度溶液的  $\alpha_{\text{abs, out}}^{\text{p}}$  值大于低浓度溶液, 在抽运能量一定的条件下, 高浓度溶液的激光产生长度必然也低于低浓度溶液.

在图 7 中, 取 ( $\varepsilon_{\text{p}}^{\text{th}}(Z_{\text{max}}), Z_{\text{max}}$ ) = (110  $\mu\text{J}$ , 6.9 cm) 的实验值确定待定系数  $C'$ , 当  $\eta_{\text{p}} = 0.00035, 0.00015, 0.0005$  时, 得到的 ( $\varepsilon_{\text{p}}^{\text{th}}(Z_{\text{max}}), Z_{\text{max}}$ ) 分布曲线如图中实线所示. 图 7 的拟合结果表明,  $\eta_{\text{p}} =$

0.00035 就是在增益包层溶液的染料浓度  $c = 4 \times 10^{-3} \text{ mol/L}$  (同图 5), 但是折射率  $n_2 = 1.402$  时真实的  $\eta_p$  值. 比较图 5 和图 7, 较大的包层溶液的折射率  $n_2$  意味着抽运光的消逝场渗透到较深的包层溶液中,  $\eta_p(n_2 = 1.402) > \eta_p(n_2 = 1.361)$  的结果是完全合理的. 在(8)式的分母中,  $\eta_p \alpha_{\text{abs,out}}^p + \alpha_{\text{abs,in}}^p (1 - \eta_p) \sim \eta_p \alpha_{\text{abs,out}}^p$ , 较大的  $\eta_p$  值表示抽运光沿光纤轴向传播时遭遇到较强的吸收. 由(8)式, 对相同的染料浓度,  $n_2$  值较大的包层溶液的激光产生长度必然小于  $n_2$  值较小的包层溶液. 另一方面, 抽运光的消逝场渗透到较深的增益包层溶液中, 意味着更多的染料分子被激励, 由(6)式, 在  $Z_{\text{max}} = 0 \text{ mm}$  位置较大的  $n_2$  值对应较小的  $[n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2]^{1/2}$ , 尽管  $[\eta_{\text{WGM}} \alpha_{\text{abs}}^{\text{out}} + (1 - \eta_{\text{WGM}}) \alpha_{\text{abs}}^{\text{in}}]$  一项随  $n_2$  值的增加而增加, 两项的乘积 (即(6)式的分子) 仍然随  $n_2$  值的增加而减小. 换言之, 对相同的染料浓度, 在  $Z_{\text{max}} = 0 \text{ mm}$  处较大的包层溶液折射率对应的激光阈值低于折射率较小的包层溶液.

由于在增益沿  $Z$  轴分布的关系式, 即(3)式中引入了抽运能量随  $Z$  坐标衰减的指数函数,  $Z_{\text{max}}$  和  $\varepsilon_p^{\text{th}}(Z_{\text{max}})$  之间满足(8)式表示的对数关系. (8)

式的计算曲线和实验数据的良好符合, 说明我们对本文实验光学系统物理机理的理解是正确的. 至此, 我们用消逝波激励增益的回音壁模式激光理论, 对图 5—7 反映出的实验规律做出了合理的解释.

## 5. 结 论

对消逝场激励及增益耦合的光纤 WGM 激光器, 激光沿光纤轴向的产生长度随抽运能量按非线性方式增长. 当抽运能量刚超过激光产生阈值时, 激光产生长度迅速增长; 随抽运能量的继续增加, 产生长度的增长趋势变缓, 其随抽运能量的变化关系决定于增益包层溶液的染料浓度和溶液折射率. 根据抽运光沿光纤轴向以受抑全反射方式传播的物理特性, 在抽运能量中引入了遵循比尔吸收定律的指数衰减关系  $\varepsilon_p(Z) = \varepsilon_{p0} \exp(-\alpha_{\text{abs}}^p Z)$ , 结合消逝场激励增益的回音壁模式激光理论, 由激光阈值条件推导出了激光沿光纤轴向的产生长度与抽运能量关系的理论公式. 用此理论公式满意地解释了本文发现的实验规律.

- [1] Moon H J, Choung Y T, An K 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3161
- [2] Kazes M, Lewis D Y, Ebenstein Y, Mokari T, Banin U 2002 *Adv. Mater* **14** 317
- [3] Moon H J, Park G W, Lee S B, An K, Lee J H 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 4547
- [4] Chen N K, Zhang L Y, Hsu K C, Hu L L, Chi S, Lai Y C, Tseng S M, Shy J T 2006 *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** 6328
- [5] Fujiwarra H, Sasaki K 1999 *Jpn. J. Appl. Phys.* **28** 5101
- [6] Choi Y S, Moon H J, An K Y, Lee S B, Lee J H, Chang J S 2001 *J. Korean Phys. Soc.* **39** 928
- [7] Li Y M, Liu Q, Tian X T, Zhang K S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2324
- [8] Wu Y, Yang X 2001 *J. Phys. B* **34** 2281
- [9] Shevchenko A, Lindfors K, Buchter S C, Kaivola M 2005 *Opt. Commun.* **245** 349
- [10] Jiang X, Song Q, Xu L, Fu J, Tong L 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 233501
- [11] Chen W, Du X Y, Ren G, Wang K, Xing M X, Zhang Y J, Zheng W H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3955 (in Chinese) [陈微、杜晓宇、任刚、王科、邢名欣、张冶金、郑婉华 2009 物理学报 **58** 3955]
- [12] Xu D 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2781 (in Chinese) [徐登 2009 物理学报 **58** 2781]
- [13] Pu X Y, Jiang N, Han D Y, Feng Y L, Ren Y T 2010 *Chin. Phys. B* **90** 054207
- [14] Zhang Y X, Pu X Y, Zhu K, Han D Y, Jiang N 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3179 (in Chinese) [张远宪、普小云、祝昆、韩德昱、江楠 2009 物理学报 **58** 3179]
- [15] Pu X Y, Jiang N, Bai R, Xiang W L, Zhang Y X, Han D Y 2009 Chinese Patent 200810058304.8 [普小云、江楠、白然、向文丽、张远宪、韩德昱 2009 中国发明专利 200810058304.8]
- [16] Pu X Y, Bai R, Xiang W L, Du F, Jiang N 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3923 (in Chinese) [普小云、白然、向文丽、杜飞、江楠 2009 物理学报 **58** 3923]
- [17] Monat C, Domachuk P, Eggleton B J 2007 *Nature Photonics* **1** 106
- [18] Psaltis D, Quake S R, Yang C H 2007 *Nature* **442** 381
- [19] Djiafar K M, Lowell L S 2002 *Fibre-Optic Communications Technology* (Beijing: Science Press) 2002, 106—108
- [20] Yang R, Yu W H, Bao Y, Zhang Y X, Pu X Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6412 (in Chinese) [杨睿、於文华、鲍洋、张远宪、普小云 2008 物理学报 **57** 6412]

# The study on the produced length of whispering-gallery-mode fiber laser\*

Zhu Kun Zhou Li You Hong-Hai Jiang Nan Pu Xiao-Yun<sup>†</sup>

(Department of Physics, Yunnan University, Kunming 650091, China)

(Received 26 June 2010; revised manuscript received 23 July 2010)

## Abstract

Long length of whispering-gallery-mode fiber lasing emission along a fiber's axis is obtained by using the method of evanescence-wave optically pumped and gain coupled fiber laser. The relationship between produced length of lasing emission and pumping energy has been investigated. With the increasing of pumping energy, it is found from our experiment that the length of whispering-gallery-mode lasing emission along the fiber's axis is increased sharply, when the pumping energy is just larger than the threshold energy. However, the increasing trend of the produced length is slow when the pumping energy is much larger than the threshold energy. It was also found from the experiment that both dye concentration and refractive index of cladding gain solution have key affects on the produced length. Based on the characteristic of frustrated totally internal reflection of light traveling along the fiber, and the theory of evanescence-wave pumped and gain coupled fiber laser, an equation determining the produced length of lasing emission has been deduced, the calculated result with the equation matches the experimental data very well.

**Keywords:** whispering gallery mode, frustrated totally internal reflection, evanescent field, produced length of lasing emission

**PACS:** 42.55. Wd, 42.55. Mv, 42.60. Lh

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60877037).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: xypu@163.com