

# 光纤激光器光场谐振中的附加相移\*

王唯质 徐森禄

(浙江大学光仪系, 310027)

## Additional phase shift of resonant field in optical fiber lasers

Wang Weishi, Xu Senlu

(Dept. of Optical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou)

**Abstract:** In optical fiber lasers, the electromagnetic field is confined by the reflecting mirrors of the laser cavity and the fiber waveguide. As in the bulk laser cavity, there is an additional phase shift in the laser beam as it resonates in the fiber laser cavity.

**Key words:** laser, fiber, phase

### 一、引言

光纤激光器作为一种新型激光器或有源光纤器件为国内外研究者所注目。自80年代以来,从光纤激光器的激活介质到工作形式都有较大的发展。但所研究的激光器一般分为两类:掺杂晶体光纤激光器<sup>[1]</sup>和掺杂玻璃光纤激光器<sup>[2]</sup>。谐振腔的形式既有在光纤端面镀反射膜的封闭腔式,也有将光纤置于通常谐振腔的外腔式<sup>[3,4]</sup>。光纤激光器与普通激光器的不同点在于:光场在腔内不仅受到反射镜的限制,还受到光纤波导的约束。本文从光纤激光器光场谐振条件出发,提出了光纤激光器中存在光场谐振中的附加相移,并导出了谐振频率与光纤波导参数的关系。

### 二、封闭腔光纤激光器的谐振条件与附加相移

封闭腔式光纤激光器如图1所示。泵浦光采用端面输入。由于光纤中掺杂的激活离子的能级结构在泵浦光作用下形成粒子数反转,自发辐射在腔的作用下输出受激辐射的激光。如对于掺钕YAG单晶光纤激光器,  $Nd^{3+}$  的  $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$  能级跃迁发射出波长为  $1.06 \mu m$  的激光。这时激光器的工作状态为一振荡器,光场在腔内应该满足振荡条件与相位自洽条件<sup>[5]</sup>。振幅条件的满足取决于激光介质的增益特性和腔的损耗;而相位自洽条件则确定了谐振频率。

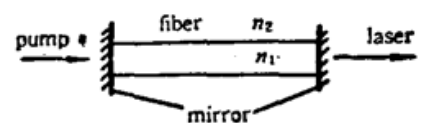


Fig. 1 Self-contained fiber laser

\* 本研究为国家教委博士点基金项目。

相位自洽条件是指光场在腔内往返一周后所经历的相移应为  $2\pi$  的整数倍。在普通开腔式激光器中, 激光模在腔内的相移一般不能被认为与由腔的几何长度所决定的几何相移相等。在光纤激光器中也是这样。这时的光场在光纤腔中经历的相移亦不一定等同于由传播常数与几何长度相乘而得到的相位经历。由于在光纤中传播的光场必须满足光纤所决定的传播特性, 这样光纤激光器的谐振条件中应引入一附加相移的项。

设光纤折射率为  $n_1$ , 周围介质折射率为  $n_2$ , 长度为  $L$ , 光纤半径为  $a$ , 端面镀介质反射膜。

根据波导理论, 在光纤中传播的导模的特征参数或传播常数应满足特征方程。不失一般性, 我们讨论 HE 模满足的方程<sup>[6]</sup>:

$$\frac{J_{n-1}(u)}{J_n(u)} = -\frac{\bar{\varepsilon}}{\varepsilon_1} \frac{uK'_n(w)}{wK_n(w)} + u \left\{ \frac{n}{u^2} - \left[ \left( \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_1} \frac{K'_n(w)}{wK_n(w)} \right)^2 + n^2 \left( \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left( \frac{1}{u^2} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{1}{w^2} \right) \right]^{1/2} \right\} \quad (1)$$

其中  $J_n(u)$ ,  $K_n(w)$  为  $n$  阶贝塞尔函数和修正贝塞尔函数,  $K'_n(w)$  表示  $K_n(w)$  对自变量的一阶导数, 而

$$\Delta\varepsilon = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/2 = (n_1^2 - n_2^2)/2 \quad (2)$$

$$\bar{\varepsilon} = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2 = (n_1^2 + n_2^2)/2 \quad (3)$$

参数  $u$ 、 $w$  与传播常数  $\beta$  的关系是 ( $\lambda$  是激光波长)

$$u = [(2\pi/\lambda)^2 n_1^2 - \beta^2]^{1/2} \cdot a \quad (4a)$$

$$w = [\beta^2 - (2\pi/\lambda)^2 n_2^2]^{1/2} \cdot a \quad (4b)$$

且有

$$u^2 + w^2 = (2\pi/\lambda)^2 a^2 (n_1^2 - n_2^2) \equiv V^2 \quad (4c)$$

则传播常数

$$\beta = [(2\pi/\lambda)^2 n_1^2 a^2 - u^2]^{1/2} / a \quad (5)$$

波导模在传播过程中所经历的相位移为  $\phi = \beta \cdot z$ ,  $z$  为经历的几何距离。对于光纤激光器, 相位自洽条件应表示为

$$2 \cdot \beta L + \Delta\phi = q \cdot 2\pi \quad (6)$$

其中  $q$  为整数,  $\Delta\phi$  为附加相移。

由(5)、(6)两式, 可以得到光场的附加相移为

$$\Delta\phi = q \cdot 2\pi - 2L(K^2 n_1^2 a^2 - u^2)^{1/2} / a \quad (7)$$

$K = 2\pi/\lambda$ 。这样通过求解特征方程(1)得到  $u$  值便可获得相应的附加相移。

由于特征方程(1)是一个复杂的超越方程, 一般只能得到数值解。在大  $V$  值的条件下, 对远离截止的波导模, 可以利用近似方法得到特征方程的解。

在远离截止的条件下, 即  $u \ll V \sim w \gg 1$  时, 将方程(1)左端对于点  $U$  展开,  $U$  满足  $J_n(U) = 0$ , 亦即特征方程在  $V \rightarrow \infty$  时的解。略去方程(1)右端关于  $(u/V)$  的高阶项,  $K_n(w)$  利用大自变量渐近式代入便可得到特征方程为

$$\left( \frac{J_{n-1}(u)}{uJ_n(u)} \right)'_{|U} (u - U) + \frac{1}{2} \left( \frac{J_{n-1}(u)}{uJ_n(u)} \right)''_{|U} (u - U)^2 = -\bar{\varepsilon}/\varepsilon_1 V \quad (8)$$

其中撇号表示求导, 角标  $U$  表示导数的取值点。利用

$$(J_{n-1}(u)/uJ_n(u))'_{|U} = 1/U;$$

$$\begin{aligned} (J_{n-1}(u)/uJ_n(u))'_U &= -(2n+3)/U^2; \\ (J_{n-1}(u)/uJ_n(u))_U &= 0 \end{aligned}$$

可以得到

$$u \simeq U [1 - (\bar{\epsilon}/\epsilon_1 V) (1 - (2n+3)\bar{\epsilon}/8\epsilon_1 V)] \tag{9a}$$

$$w \simeq V \tag{9b}$$

精度为  $V^{-1}$  的二阶近似。

由上述表达式描述的光纤中导模的传播特性在一些场合具有足够的精度。如  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  单晶光纤激光器中  $n_1=1.82$ ,  $n_2=1.0$ ,  $\lambda=1.06 \mu\text{m}$ ,  $a \simeq 100 \sim 150 \mu\text{m}$ , 此时  $V$  值达  $10^3$ , 在激光器低阶模操作时(实际上也是这样), 以上的结论是足够精确的。

如图 2 所示为附加相移随光纤  $V$  值及半径  $a$  的变化曲线, 参数同上述  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  单晶光纤激光器, 腔长为  $L=15 \text{ mm}$ , 其中  $\text{HE}_{11}^*$  所示为腔长  $L=10 \text{ mm}$  时的情形。在光纤激光器的光场谐振中, 不同的模具有不同的传播常数, 亦即有不同的附加相移。通常相位超前或滞后的值都取在  $-\pi \sim \pi$  间, 这样由 (7) 式计算  $\Delta\phi$  时, 其中的  $q$  值便依此原则决定。

附加相移  $\Delta\phi$  是唯一地提出的, 在封闭腔的光纤激光器中, 它包含了由腔反射镜复振幅反射系数不全同为实数时的相位影响, 对于不同的横模, 这种影响对  $\Delta\phi$  的贡献是可能不同的。

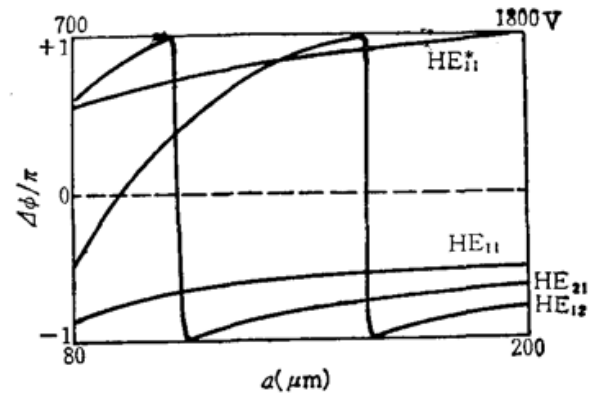


Fig. 2 Additional phase shift vs.  $V$ -value (radius) of fiber

### 三、外腔式光纤激光器中的附加相移问题

前面讨论了封闭腔中光场谐振时各阶模的附加相移。在外腔结构的光纤激光器中情形基本相同。图 3 中由于为使光场在反射镜与光纤波导间有效地耦合, 光纤端面与反射镜之间的距离都设计得非常小。光纤激光器的谐振自洽方程为

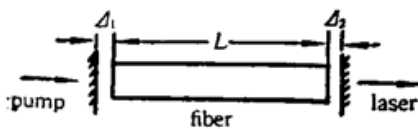


Fig. 3 External cavity fiber laser

$$2\beta L + 2K(\Delta_1 + \Delta_2) + \Delta\phi = q \cdot 2\pi \tag{10}$$

其中  $\Delta_i$  为光纤端面至反射镜的距离, 其它参数同前。方程 (10) 表明了光场在腔内往返一周的相移不等于由几何腔长确定的相位经历。在外腔式的结构中, 由光纤端面至腔镜之间的光场往返实际是衍射传播过程,  $\Delta\phi$  中包含了这一过程对光场相位的影响。虽然式 (10) 得到的附加相移随各参数的变化与封闭不会完全相同, 但由于封闭腔结构中光场受到的是一有限大小的端面反射, 实质也是一个衍射过程, 所以两种结构中, 附加相移的物理含义没有本质的变化。

### 四、光纤激光器的谐振频率

仍对封闭腔光纤激光器作谐振频率的讨论。由方程 (7)

$$\Delta\phi_{nm} = q \cdot 2\pi - \frac{2L}{a} (n_1^2 K^2 a^2 - u_{nm}^2)^{1/2}$$

得到

$$\nu_{nmq} = \frac{c}{2\pi n_1 a} \left\{ \left[ (q \cdot 2\pi - \Delta\phi_{nm}) \frac{a}{2L} \right]^2 + u_{nm}^2 \right\}^{1/2} \quad (11)$$

其中  $u_{nm}$  表示 HE 模的第  $n$  阶模的特征方程(1)的第  $m$  个根,  $c$  为真空中光速,  $\nu_{nmq}$  为激光的谐振频率。式(11)表明了谐振频率与光纤参数及模参数  $n$ 、 $m$ 、 $q$  之间的关系。

在低阶模激光振荡下,  $u_{nm}$  值比较小

$$\nu_{nmq} \approx \frac{c}{2\pi n_1 a} (q \cdot 2\pi - \Delta\phi_{nm}) a / 2L = q \cdot \frac{c}{2n_1 L} - \frac{\Delta\phi_{nm}}{2\pi} \cdot \frac{c}{2n_1 L} \quad (12)$$

由上式可以看出, 附加相移导致的频移为

$$\Delta\nu_{nm} = -\frac{\Delta\phi_{nm}}{2\pi} \cdot \frac{c}{2n_1 L} \quad (13)$$

它与通常激光的平面波理论中得到的  $\nu = q \cdot c / 2n_1 L$  之和为光纤激光器中的谐振频率, 两个纵模之间的间隔仍可表示为  $\Delta\nu_q = c / 2n_1 L$ 。

可以认为在光纤激光器中, 附加相移导致的附加频移实际上是由于横向的光纤波导的约束而产生的。由于  $\Delta\phi_{nm}$  一般只在几度到几十度的数量级, 例如在前述的  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  光纤激光器中  $\Delta\nu_{11} \approx 6 \times 10^8 \text{ Hz}$ ,  $\Delta\nu_{21} \approx 10^8 \text{ Hz}$ 。可见利用普通的  $\nu = q \cdot c / 2n_1 L$  来估算谐振频率也足够准确。一般晶体光纤激光器腔长较短, 由(13)可以看出, 这一附加频移将比激光器腔长较长的玻璃光纤激光器的附加频移要大得多。

### 参 考 文 献

- 1 J. Stone, *Fiber and Integrated Optics*, **2** (1), 19 (1979)
- 2 I. P. Alcock *et al.*, *Elect. Lett.*, **22** (2), 84 (1986)
- 3 M. Dignon *et al.*, *IEEE Lightwave Technology*, **LT-4**, **4**, 454 (1986)
- 4 J. L. Nightingale *et al.*, *Opt. Lett.*, **11** (7), 437 (1986)
- 5 A. Yariv, *Quantum Electronics*, John Wiley & Sons, Inc., 1975, 175~183
- 6 N. S. Kapany, J. J. Burke, *Optical Waveguides*, Academic Press, 1972, 90~158

(收稿日期: 1989年2月13日)

.....  
(上接第 376 页)

应应按自由基型机理聚合, 属于自由基型。

至此, 我们可以得知: 由波长为  $10.6 \mu\text{m}$  连续单模  $\text{CO}_2$  激光引发甲基丙烯酸甲酯聚合时, 根据不同的辐照条件, 甲基丙烯酸甲酯单体可以按自由基型或阴离子型聚合机理进行聚合, 当用短脉冲激光照射时, 聚合过程为自由基型, 当用长脉冲激光照射时, 聚合过程为阴离子型。

高压液相色谱仪对实验(1)、(3)所获聚合物的测定结果分别如图 4(a)、(b)所示, 由图可知, 其峰型均为双峰, 所不同的是分子量分布存在着明显的差异。在阴离子型聚合所得产物的双峰图谱中, 前者峰形大, 后者峰形小; 而在自由基型聚合所得产物的双峰图谱中, 前者峰形小, 后者较大。这表明无论在那一种形式的聚合中, 其分子量分布均存在着双峰型。

### 参 考 文 献

- 1 R. K. Sadhir *et al.*, *J. Polym. Sci., Polym. Chem. Ed.*, **21**, 1315 (1983)
- 2 R. K. Sadhir *et al.*, *J. Polym. Sci., Polym. Chem. Ed.*, **23**, 411 (1985)
- 3 岳传龙 *et al.*, *高分子材料科学与工程*, 1987.10.27
- 4 潘祖仁, 孙经武, *高分子化学*, p. 154
- 5 A. D. Jenkins, A. Ledwith, *Reactivity, Mechanism and Structure in Polymer Chemistry*, 1974, p. 156