

# 用双折射晶体相位延迟法选纵模的理论分析和实验研究\*

沈小华 陈绍和 林尊琪 邓锡铭

(中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)

**摘 要** 提出了一种新的固体激光器纵模选择技术, 分析了该方法的损耗调制原理, 用半经典理论建立二模光场竞争的运动方程, 并对这种方法的纵模选择能力进行了计算。实验中用 KTP 和方解石两种双折射晶体都实现了固体激光器的单纵模振荡, 用 KTP 晶体获得了 CW 44 mW 的单纵模激光输出, 稳定性优于  $\pm 3\%$ 。实验表明在半导体激光泵浦的中小功率固体激光器中用该方法选纵模具有稳定、可靠的优点。

**关键词** 相位延迟, 单纵模, 损耗调制, 纵模竞争。

在固体激光器中实现单纵模输出的方法有两类: 一是通过对腔的特殊设计, 消除增益的空间烧孔效应, 对均匀加宽的激光器自然获得单纵模的输出, 如环形腔、扭转模腔等。二是对各个纵模附加不同的损耗调制, 竞争结果只支持一个纵模振荡, 如标准具法。在中小功率的固体激光器上半导体激光器已广泛取代闪光灯作为泵浦源, 原有的纵模选择技术在半导体激光泵浦的固体激光器(DPL)上遇到了新的问题, 同时根据半导体激光泵浦的固体激光器件的特点, 有可能发展新的纵模选择技术<sup>[1]</sup>。本文提出了一种基于损耗调制原理的新的纵模选择技术, 对其进行了详细的理论分析和计算, 初步的实验结果表明该技术具有高成功率、稳定输出的优点。

## 1 腔内双折射晶体对不同模式的损耗调制原理

双折射晶体对频谱的损耗调制原理早先被运用于染料激光器<sup>[2, 3]</sup>, 其作用相当于一精细的滤光片, 实现对染料激光器的调谐。本文利用双折射晶体产生的相位延迟特性, 对固体激光器的各纵模带来不同的附加损耗调制的原理, 设计了一个损耗调制的选模机构, 如图 1 所示。该损耗调制器由一块双折射晶体和一块布儒斯特角放置的平板组成。

这个腔内损耗调制器的透过率可以通过求解它的琼斯矩阵的本征方程获得。图 1 中,  $y$  方向即为光通过布儒斯特角平板时损耗为零的偏振方向( $y$  偏振方向),  $x$  即为  $s$  偏振方向。这样, 它的琼斯矩阵为:

\* 本工作得到国家高技术 863 基金资助。

收稿日期: 1994 年 11 月 8 日; 收到修改稿日期: 1995 年 2 月 12 日

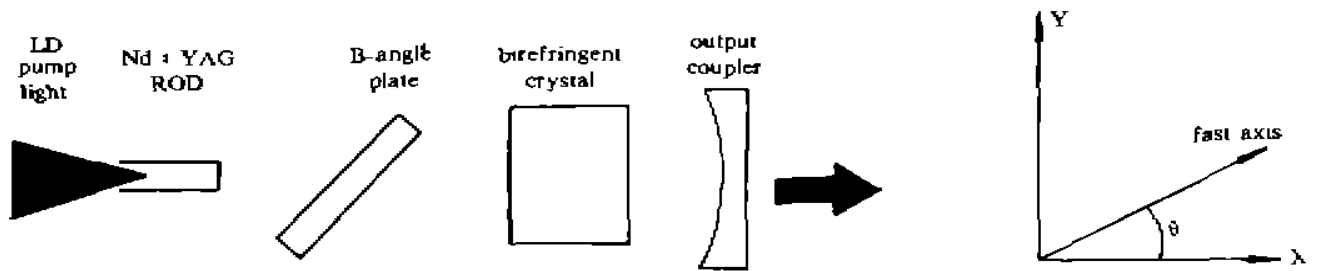


Fig. 1 Layout of selecting single longitudinal mode (SLM) by birefringent crystal

$$M_q = \begin{bmatrix} q^2 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中  $q = 2n/(1+n^2)$ 。对  $K_9$  玻璃  $n = 1.5$ ,  $q = 0.92$ 。为了避免光通过双折射晶体时由于双折射引起的光束分离, 图 1 中双折射晶体的光轴与光束传播方向垂直, 这样 o 光、e 光之间只产生相位延迟而不分离, 它的琼斯矩阵可表示为  $M_b$ :

$$M_b = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta \exp(i\Phi) + \sin^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \exp(i\Phi) - \cos \theta \sin \theta \\ \sin \theta \cos \theta \exp(i\Phi) - \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \exp(i\Phi) + \cos^2 \theta \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中  $\theta$  为图 1 所示的 s 偏振方向与双折射晶体快轴的夹角,  $\Phi$  为双折射晶体的相位延迟角,

$$\Phi = 2\pi \Delta n d / \lambda, \quad \Delta n = |n_e - n_o| \quad (3)$$

式中  $d$  为双折射晶体的厚度。由双折射晶体和布儒斯特角平板组成的损耗调制器来回一周的琼斯矩阵  $M = M_q M_b M_q M_b$ ,

$$M = \exp(i\Phi) \begin{bmatrix} q^4 [\cos^2 \theta \exp(i\Phi) + \sin^2 \theta \exp(-i\Phi)] & 2iq^2 \cos \theta \sin \theta \sin \Phi \\ 2iq^2 \cos \theta \sin \theta \sin \Phi & \cos^2 \theta \exp(-i\Phi) + \sin^2 \theta \exp(i\Phi) \end{bmatrix} \quad (4)$$

本征方程  $ME = \xi E$  的两个解  $\xi_1$ 、 $\xi_2$  的模的平方就是激光往返经过这个调制器一周在两个偏振方向上的透过率。本征方程的数值解示于图 2, 结果表明相位延迟角对透过率的调制周期为  $180^\circ$ , 因此  $\Phi$  中可以略去  $180^\circ$  的整数倍。布儒斯特角平板的起偏方向与双折射晶体快慢轴的夹角  $\theta$  对透过率调制的影响非常大,  $\theta = 45^\circ$  时有最大的调制深度, 并且在低透过率的范围内 p 偏振、s 偏振透过率曲线相重合。  $\theta = 45^\circ$  时, 本征值有简单的函数表达式:

$$\xi_{1,2} = [\cos \Phi + q^4 \cos \Phi \pm \sqrt{\cos^2 \Phi (1 - q^4)^2 - 4q^4 \sin^2 \Phi}] / 2 \quad (5)$$

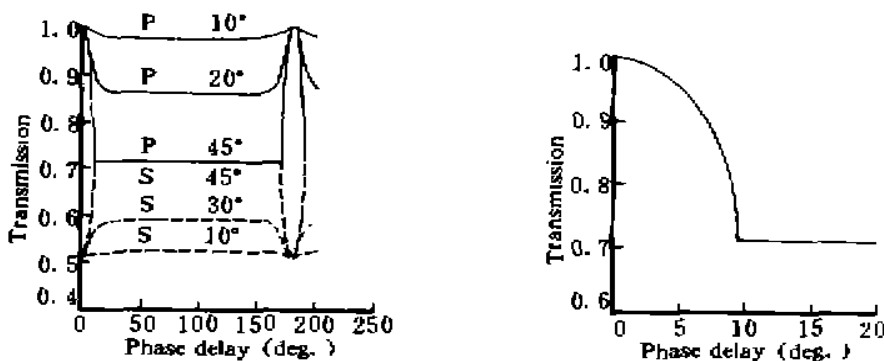


Fig. 2 Round trip transmittances depend on phase delay angles

a) different  $\theta$ , b) sector amplification,  $\theta = 45$

从图 2 中可以看到任何的  $\theta$ 、 $\Phi$ , s 偏振始终有很大的损耗, 因此一般不会起振, 输出为 p 偏振光。  $\theta = 45^\circ$ , p 偏振光也只有当  $|\Phi| < 10^\circ$  有接近于 1 的透过率, 损耗最小, 起振的激光纵模

产生的相位延迟角一般也就在这个范围。在(3)式中对  $\Phi$  关于  $\lambda$  取微分,

$$\Delta\Phi = -2\pi\Delta nd\Delta\lambda/\lambda^2 \quad (6a)$$

对腔长为  $L$  的驻波腔, 纵模间隔为  $\Delta\lambda = \lambda^2/2L$ , 因此两个相邻纵模产生的相位延迟差为:

$$\Delta\Phi = \pi\Delta nd/L \quad (6b)$$

不同的纵模产生不同的相位延迟, 对应于图 2 上有不同的透过率, 这就是腔内双折射晶体对纵模的损耗调制原理。

## 2 损耗调制下的纵模竞争

在固体激光的驻波腔内由于增益烧孔效应, 一般支持多个纵模振荡。如果在腔内引入损耗调制, 在驻波腔内获得单纵模振荡也是可能的, 标准具限模就是这样的例子。但到目前为止, 对驻波腔内的模式竞争, 从半经典理论出发只作过原理性分析, 其结果不能与实验直接对照。在本文中作者仍从半经典理论出发, 结合在相位延迟损耗调制下模式竞争的特点, 给出的两模竞争方程中只包含实验中可测量值, 因此提供了一种可以与实验相比较的分析方法。

### 2.1 腔内光强为小信号

#### 2.1.1 单模工作时的增益与增益饱和

为了分析两模竞争的需要, 首先分析激光器小信号单模工作时的状况。设腔内只存在第  $n$  个模振荡, 其传播方向为  $z$  方向, 则电场强度可表示为<sup>[4]</sup>:

$$E_n(z, t) = [E_n(t)/2] \sin k_n z \exp\{-[\omega_n t + \varphi_n(t)]\} + C.C \quad (7)$$

其中  $E_n(t)$ 、 $\varphi_n(t)$  均为时间的缓变函数,  $C.C$  表示复共扼。激光两跃迁能级间的微扰矩阵元  $V(t)$ ,

$$V(t) = -(\mu/2) E_n(t) \sin k_n z \exp\{-[\omega_n t + \varphi_n(t)]\} + C.C \quad (8)$$

$\mu$  为激光跃迁能级间的电偶极矩矩阵元。在旋转波近似条件下, 求解二能级原子系统密度矩阵的运动方程, 可以得到极化强度的空间傅里叶频谱的正频分量  $P_n(t)$  分量:

$$P_n(t) = -\left. \begin{aligned} & \frac{\mu^2 E_n^2}{\hbar} \frac{(\omega_0 - \omega_n) + i\Gamma}{(\omega_0 - \omega_n)^2 + \Gamma^2} \frac{2}{L} \int_0^L \frac{N(z) \sin^2 k_n z}{1 + R/R_s} dz \\ & R = \frac{\mu^2 E_n^2 \sin^2 k_n z}{2\hbar^2} \frac{\Gamma}{(\omega_0 - \omega_n)^2 + \Gamma^2} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$\omega_0$  是增益介质线型中心处的角频率;  $N(z)$  是反转粒子密度;  $\Gamma_s$ 、 $\Gamma_b$  分别代表上下能级的衰减常数,  $\Gamma_a$  是它们的平均衰减率;  $\Gamma$  是计及原子间、离子间的弹性碰撞后的平均衰减率, 它对应于跃迁线宽;  $R$  代表受激跃迁速率;  $R_s$  是增益介质决定的饱和参量;  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  是普朗克常数。

单模工作时,  $N(z)$  在光波长范围内可近似不变。小信号时腔内光强远小于饱和光强, 即满足  $R/R_s \ll 1$ , 可对(9)式积分式关于  $R/R_s$  作一阶级数近似展开, 则  $P_n(t)$  相对于  $E_n(t)$  为三阶, 在上述的两个近似条件下, 可得到  $P_n$  的三阶近似值:

$$P_n(t) = \left. \begin{aligned} & \frac{\mu^2 E_n \bar{N}}{\hbar} \frac{(\omega_0 - \omega_n) + i\Gamma}{(\omega_0 - \omega_n)^2 + \Gamma^2} \left[ 1 - \frac{3}{2} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(\omega_0 - \omega_n)^2 + \Gamma^2} \right] \\ & \Gamma_m = \mu^2 E_n^2 / 2\hbar^2 \Gamma_s \Gamma_b \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$I_m$  是无量纲光强。 $P_s(t)$  三阶近似可以用来处理小信号时的线性增益和增益饱和。把(9)式代入半经典理论中的光强自洽方程<sup>[4]</sup>，作适当的变换后，得到无量纲光强随时间变化的运动方程：

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_m &= 2I_m(-\omega_m/2Q_m + g_{Lm} - g_{Nm}), & g_{Lm} &= \omega_m \mu^2 \bar{N} \mathcal{L}(\omega_0 - \omega_m)/2\epsilon_0 \hbar T \\ g_{Nm} &= 3\omega_m \mu^2 I_m \bar{N} \mathcal{L}^2(\omega_0 - \omega_m) I_m / 4\epsilon_0 \hbar T^2 \\ \bar{N} &= (1/L) \int_0^L N(z) dz, & \mathcal{L}(\omega_0 - \omega_m) &= T^2 / [(\omega_0 - \omega_m)^2 + T^2] \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$Q_m$  为激光器的品质因子， $\bar{N}$  为腔内平均反转粒子数密度， $\mathcal{L}(\omega_0 - \omega_m)$  为洛仑兹线型函数， $\epsilon_0$  是真空中介电常数。(11)式中第一式的第一项是腔内损耗项，第二项是激光的线性增益项  $g_{Lm}$ ，第三项则是光强的增益自饱和项  $g_{Nm}$ ，其自饱和系数为：

$$C_{N_m} = 3\omega_m \mu^2 I_m \bar{N} \mathcal{L}^2(\omega_0 - \omega_m) / 4\epsilon_0 \hbar T^2.$$

### 2.1.2 腔内两模竞争

如果腔内有多模式发生竞争时，在计算  $P_s(t)$  时，由于模式竞争的拍频效应，腔内反转粒子数中含有频率为模间隔整数倍的脉动变化，在密度矩阵的运动方程中不能用速率方程近似，只能用微扰方法来获得密度矩阵的近似解，解的最后结果是在原单模工作时，增加一项互饱和项，如果激光器的振荡频谱宽度远小于增益线宽，第  $m$  个模对  $n$  个模的互饱和增益  $\theta_{nm}$ <sup>[4]</sup>：

$$\left. \begin{aligned} \theta_{nm} &= \frac{3\omega_n \mu^2 I_m \bar{N} I_{pm}}{4\epsilon_0 \hbar T^2} \mathcal{L}(\omega_0 - \omega_n) \mathcal{L}(\omega_0 - \omega_m) \frac{1}{3} [2 + N_{2(n-m)} / \bar{N}] \\ N_{2(n-m)} &= (1/L) \int_0^L N(z) \cos [2\pi(n-m)z/L] dz \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

二模竞争时的光强运动方程：

$$\dot{I}_{p1} = 2I_{p1}(-\omega_1/2Q_1 + g_{L1} - g_{N1} - \theta_{12}), \quad \dot{I}_{p2} = 2I_{p2}(-\omega_2/2Q_2 + g_{L2} - g_{N2} - \theta_{21}) \quad (13)$$

线性增益  $g_{Lm}$  与(11)式一致， $[2 + N_{2(n-m)} / \bar{N}] / 3$  被称为增益烧孔系数，是增益烧孔效应在增益互饱和上的贡献，在驻波腔内其值小于 1，如果腔内没有限模器件，那么腔内一般为多个纵模共存。

### 2.2 腔内光强为大信号

上面的分析是基于腔内光强远小于饱和强度时的情况，但是固体激光器腔内光强往往接近或大于饱和光强，此时仍用上面的小信号近似下的光强运动方程来处理，误差很大。在单模工作时，(9)式中的  $P_s(t)$  不用级数展开也能获得严格的积分表达式，仍根据上面同样的思路，得到强信号时严格的单模光场运动方程：

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_m &= 2I_m(-\omega_m/2Q_m + g_{om}), & g_{om} &= \omega_m \mu^2 \bar{N} \mathcal{L}(\omega_0 - \omega_m) f(U_m) / 2\epsilon_0 \hbar T, \\ f(U_m) &= 2 / \{U_m [1 - (1 + U_m)^{-1/2}]\}, & U_m &= 2II_m I_{pm} / [(\omega_0 - \omega_m)^2 + T^2] \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

$g_{om}$  中包含了线性增益和增益自饱和两部分，其中线性增益部分仍与(11)式  $g_{Lm}$  表示相一致，则自饱和项  $g_{Nm}$ ：

$$g_{Nm} = g_{Lm} - g_{om}$$

当腔内光强与饱和强度相当或超过时，还用微扰理论来处理模式竞争问题显得不够合理，但是在多模竞争时由于存在粒子数脉动，它的频率与增益的谱宽量级相当，直接求解密度矩阵

的运动方程变得非常困难。本文采用了一种简单的处理方法, 在小信号近似条件时, 在(11)式和(12)式中发现互饱和系数实际上是增益烧孔系数与自饱和系数的乘积, 在强信号下假定这种关系仍然成立, 因此容易获得二模竞争时的互饱和增益  $\theta_{nm}$ :

$$\theta_{nm} = \frac{\omega_n \mu^2 \bar{N}}{2\epsilon_0 \hbar \Gamma} \mathcal{L}(\omega_0 - \omega_n) [1 - f(U_m)] \frac{1}{3} [2 + N_{2(\omega-m)}/\bar{N}] \quad (15)$$

在强信号下腔内存在 1, 2 二个纵模竞争时的光场运动方程为:

$$\dot{I}_{p1} = 2I_{p1}(-\omega_1/2Q_1 + g_{\omega_1} - \theta_{12}), \quad \dot{I}_{p2} = 2I_{p2}(-\omega_2/2Q_2 + g_{\omega_2} - \theta_{21}). \quad (16)$$

为了实际计算的需要, 在方程中把无量纲光强  $I_p$  变成有量纲光强  $I_s$ , 用增益介质的宏观可测量的特征参量替换  $\mu$ 、 $\Gamma$  等物理分析量, 通过这些变换, 最后得到的二模光强随时间变化的运动方程:

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_1 &= 2I_1 \left\{ -\omega_1/2Q_1 + (3/2)cn\sigma_c \bar{N} \mathcal{L}(\omega_0 - \omega_1) f(U_1) \right. \\ &\quad \left. + (1/2)cn\sigma_c \bar{N} [f(U_2) - 1] \mathcal{L}(\omega_0 - \omega_2) (2 + N_{2(\omega-2)}/\bar{N}) \right\} \\ \dot{I}_2 &= 2I_2 \left\{ -\omega_2/2Q_2 + (3/2)cn\sigma_c \bar{N} \mathcal{L}(\omega_0 - \omega_2) f(U_2) \right. \\ &\quad \left. + (1/2)cn\sigma_c \bar{N} [f(U_1) - 1] \mathcal{L}(\omega_0 - \omega_1) (2 + N_{2(\omega-1)}/\bar{N}) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

使用的变换关系:

$$I_s = \hbar^2 \epsilon_0 c \Gamma_a \Gamma_b I_p / \mu^2, \quad \sigma_c = \omega_n \mu^2 / 3 \hbar \epsilon_0 c n \Gamma \quad (18)$$

(17)式中,  $c$  为真空中的光速,  $n$  为增益介质折射率,  $\sigma_c$  是激光介质的增益截面。该方程不仅对强信号下的纵模竞争适用, 对弱信号时也同样满足。通过求解给定情况下的光强运动方程, 可以知道最终腔内存在振荡的是多个纵模还是单个纵模, 或者说只存在单个纵模振荡的最大功率是多少。

### 3 计算与分析

从双折射晶体的相位延迟产生损耗的原理上看, 损耗最小的纵模附加相位延迟应接近于 0, 而该纵模不一定在增益线的中心, 如图 3 所示, 这不仅导致增益下降, 而且纵模选择能力也发生变化。根据上述导出二模竞争的运动方程, 分别计算了振荡纵模与增益线中心偏离量与增益线的半宽度之比 ( $2|\omega_n - \omega_0|/\Delta\omega$ ) 为 0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.5 时的纵模选择能力, 如图 4 所示。从图中可以发现, 在同样情况下零相位延迟的纵模偏离增益中心时, 极限的单模输

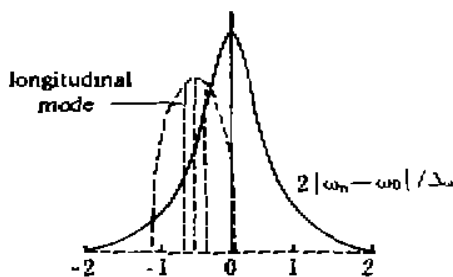


Fig. 3 Transmittance curve of loss modulator situated in gain profile (solid line-gain profile, dashed line-transmittance curve)

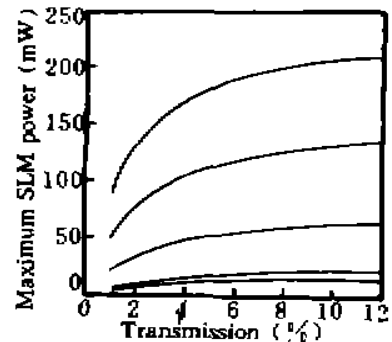


Fig. 4 SLM power drops with deflecting of oscillating mode from gain center. (Upper to below,  $2|\omega_n - \omega_0|/\Delta\omega$  is 0, 0.1, 0.2, 0.4, 0.5 respectively)

出功率下降, 损耗调制器的模式选择能力将降低。图 5 可以看出, 在腔内固有损耗(除了附加损耗、输出耦合以外的腔内损耗)和附加损耗不变的情况下, 增加输出耦合, 虽会降低腔内最大的单模振荡强度, 但是由于输出透过率的增加, 实际的最大输出功率呈增长趋势。图 6 是在不同的损耗调制下, 最大的单模输出功率变化情况, 损耗调制幅度增加, 单模的功率也增加, 这是预料中的事情, 只是发现只要百分之几的损耗调制就能获得几十至几百毫瓦的单模激光输出功率, 而这样的损耗调制对于短腔的半导体激光泵浦的固体激光器件是容易实现的。上述数值计算的对象是半导体激光泵浦的 Nd:YAG 激光器, 它的参数如下: 增益截面  $\sigma_e = 5.0 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ , 折射率 1.82, 荧光寿命  $300 \mu\text{s}$ , 腔内固有双程损耗 4%, 激光器腔长  $60 \sim 120 \text{ mm}$ , 基模束腰半径  $100 \mu\text{m}$ 。

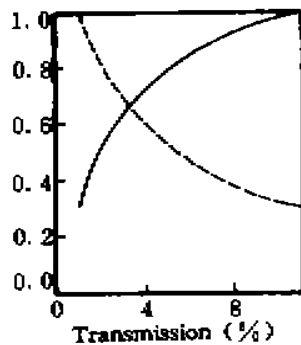


Fig. 5 Normalizing output power and intracavity intensity depend on output transmittance (solid line-output power, dashed line-intracavity light intensity)

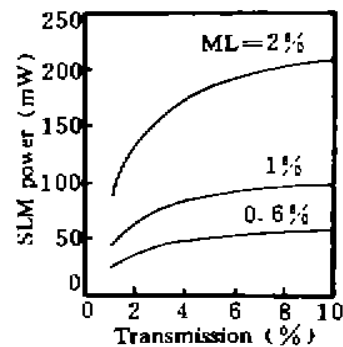


Fig. 6 SLM output power depend on modulation loss (ML)  $\omega_s = \omega_0$

## 4 实验装置

双折射晶体相位延迟法选纵模的实验装置如图 7 所示。损耗调制器由二个元件组成: 一块布儒斯特角放置的 K<sub>9</sub> 玻璃平板, 在腔内作为选偏元件; 一块光轴与通光方向垂直的双折射晶体, 作为相位延迟元件。腔内两相邻纵模经过这个双折射晶体产生的相位延迟角之差  $\Delta\phi = \pi \Delta n d / L$ ,  $\Delta n = |n_o - n_e|$ ,  $\Delta\phi$  的值对应于相邻纵模之间的损耗调制幅度。损耗调制幅度取决于双折射晶体和激光器的腔长, 为了达到用损耗调制选纵模的目的, 应该选择  $\Delta n$  较大的双折射晶体。在本文的实验中选择了 KTP 和方解石两种双折射晶体材料, 它们的  $\Delta n$  在  $1.06 \mu\text{m}$  激光波长分别达到 0.084, 0.16。KTP 晶体具有优良的光学质量且有较大的  $\Delta n$ , 适合于作为选模用的双折射晶体。本实验中的 KTP 晶体尺寸为  $4 \times 4 \times 5 \text{ mm}^3$ , 切割方向与 II 类匹配的 KTP 倍频晶体一样。激光器腔长为  $40 \sim 100 \text{ mm}$  时, 该晶体对两相邻纵模产生的相位延迟角之差为  $1.9^\circ \sim 0.76^\circ$ , 从图 8 可得对应的损耗调制  $0.69\% \sim 0.12\%$ 。实验中试用的另一块双折射晶体是方解石晶体, 其长度  $10 \text{ mm}$ , 激光器腔长为  $40 \sim 100 \text{ mm}$  时, 对应的相邻纵模的损耗调制为  $10.6\% \sim 1.8\%$ 。

泵浦源为 CW 输出 1W 的半导体激光器(型号 SDL2361-H1), 半导体激光器的中心波长是  $809 \text{ nm}$ , 半宽度  $2 \text{ nm}$ , 泵浦光经两个耦合透镜聚焦到 Nd:YAG 激光晶体端面上, 该面也是激光器的后腔面, 与另一曲率半径  $R = 150 \text{ mm}$  的输出镜构成稳定的平凹腔结构, 根据实验要求可以调换不同透过率的输出镜。

实验中用快响应 PIN 光电管和 Tektronix 485 示波器监视激光器脉冲工作时的振荡波形;

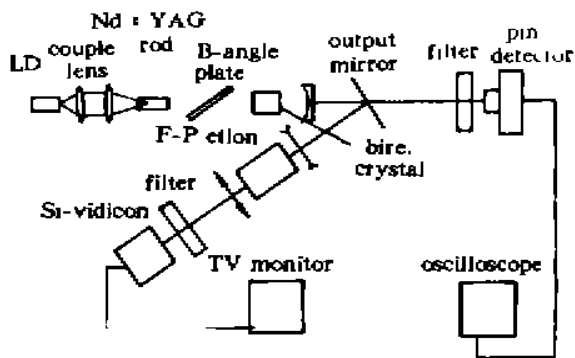


Fig. 7 A schematic of the experimental setup

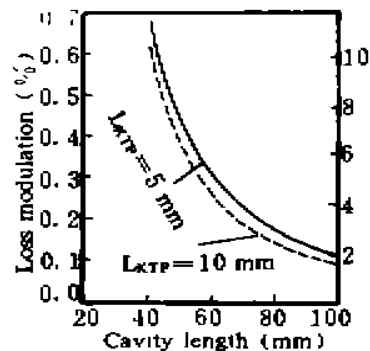


Fig. 8 Loss modulation amplitude depends on cavity length when birefringent crystal is static.

(a) 5 mm KTP crystal, (b) 10 mm KTP crystal

用一法布罗-珀罗标准具与摄像机组合作监测输出激光的频谱，激光器连续或脉冲工作时，能在电视监视器上直接观测法布罗-珀罗产生的干涉图样，可以方便地判断输出激光包含的纵模数，该标准具的长度 50 mm，材料为 K<sub>9</sub>，反射率 90%，其对应的最小分辨波差和自由光谱范围分别  $2.6 \times 10^{-4}$  nm、 $7.4 \times 10^{-3}$  nm。激光器腔长为 40~100 mm 时，纵模间隔是  $1.1 \times 10^{-2}$  nm~ $5.6 \times 10^{-3}$  nm，虽然该范围的纵模间隔有部分落在法布罗-珀罗的自由光谱之外，但只表现为两纵模产生的相邻干涉图样级数上的一致，因为纵模间隔大于法布罗-珀罗的极限分辨波差，所以用该法布罗-珀罗能测量激光器腔长在 40~100 mm 范围内输出激光的纵模数。

### 5 实验结果与分析

在自由运转的半导体激光泵浦的 Nd:YAG 激光器中插入已镀增透膜的 KTP 晶体，通过晶体绕光轴转动，使晶体的快、慢轴与布儒斯特平板的 P 偏振方向成 45°，此时激光器应有最大的选模能力。图 9(a)是激光器脉冲工作时，腔内插入 KTP 晶体前输出激光在示波器上的波形。图 9(b)是腔内插入 KTP 晶体后激光器的振荡以指数规律趋于稳定，说明激光器工作在单模状态。同时用一法布罗-珀罗标准具监测激光器的输出纵模数，图 10 是输出激光为单模、二模时的法布罗-珀罗干涉图。根据本文实验，在激光器腔长为 20~100 mm 时，在无选模元件的情况下激光器输出一般有 2~4 个纵模，只有在激光器稍超出振荡阈值时才维持单纵模振荡，估计单模输出的功率只有几百微瓦。加入选模元件后，使激光器的单模输出功率大大地提高。



Fig. 9 Oscilloscope trace of relaxation oscillation (a) single-longitudinal-mode, (b) multi-longitudinal-modes

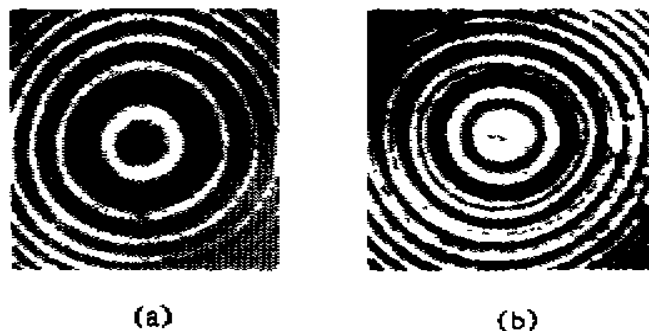


Fig. 10 Fabry-Perot interferogram (a) single-longitudinal-mode, (b) multi-longitudinal-modes

用改变腔长的方法研究不同损耗调制下纵模选择能力。改变腔长使激光纵模间隔发生变

化, 相邻纵模间的相位延迟之差也随之改变, 从而改变对纵模的损耗调制深度。图 11 是激光器的输出耦合为 2% 时, 腔长在 40~100 mm 之间几个点上最大单模输出功率。腔长变长使激光器的纵模间隔变短, 选模元件的损耗调制能力降低, 因此可能获得的极限单模输出功率下降, 这与图 11 中虚线所示的理论计算结果一致, 只是实验中振荡纵模在增益介质的荧光线上的位置不易确定, 在数值上不宜作直接比较。图 11 的理论计算时作了振荡纵模处于荧光线中心的假定, 实验中振荡纵模可能偏离该中心, 这可能是实验中最大单模输出功率小于理论计算值的主要原因。激光器腔长在 40~100 mm 内始终是稳定的平凹结构, 在腔长伸长的过程中, 使激光器的阈值从 60 mW 降至 25 mW, 这应归因于在这过程中激光器的基模束腰半径减小。在腔长改变的过程中, 基模束腰的改变和振荡纵模在增益线上的移动也会影响单纵模的输出功率。

激光器的输出耦合对可能获得的极限单模功率影响也很大。实验中固定激光器的腔长为 55 mm, 更换不同透过率的输出耦合镜, 图 12 是输出透过率为 1%~8% 时单模振荡的最大输出功率, 其中输出透过率大于 6% 时, 由于受泵浦功率的限制, 获得的最大单模功率不是极限单模功率。图中虚线是理论计算值, 同样作了振荡纵模处于增益线中心的假定。实验和理论都表明, 增加输出耦合能提高极限的单模输出功率, 但到一定程度时趋向于饱和。在实际选择输出透过率时还应更多地考虑激光器的增益和效率。在实验中, 获得的最大的单纵模功率是 44 mW。

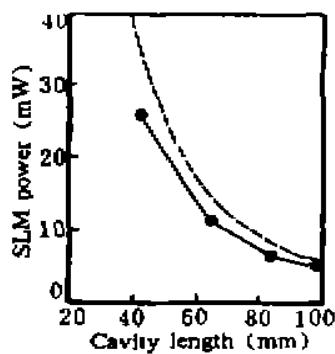


Fig. 11 Output power of maximum single longitudinal (MSLM) mode variation with cavity length (dashed line—calculational, solid line—experimental)

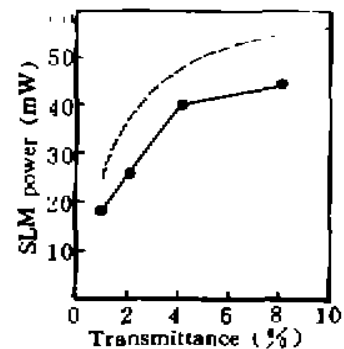


Fig. 12 Output power of MSLM Varies with transmittance of output coupler (dashed line—calculational, solid line—experimental)

激光器连续工作时用功率计测量输出激光的稳定性为 $\pm 3\%$ , 在重复率为 100 Hz 脉冲工作时, 用快响应的灵敏能量计和示波器结合, 对输出激光能量作相对测量, 发现在十分钟内能量抖动小于 $\pm 4\%$ 。据分析在本实验中激光输出的不稳定因素主要是机械振动, 如果把激光器做成整机, 并对半导体激光器加温控, 可望得到非常稳定的连续单纵模激光。

最后用方解石晶体替换 KTP 晶体作为相位延迟元件, 研究它的选模特性。由于方解石晶体的损耗较大, 插入以后激光器的阈值明显升高。实验中仍使双折射晶体的快、慢轴与 p 偏振方向成  $45^\circ$ , 在最大的泵浦功率下, 在输出耦合为 1~4% 和腔长为 40~100 mm 范围内, 激光器始终保持单纵模振荡, 最大的单纵模输出功率为 23 mW, 因为受泵浦功率的限制, 这个输出功率不是极限的单模功率。由于方解石晶体的光学质量较差, 插入损耗过大, 使激光器的效率非常低。实验使用的方解石晶体长度过长, 造成损耗调制深度过大, 激光器的输出对机械振动变得非常敏感, 激光器的输出稳定性较差。



**结·论** 与半导体激光泵浦的微片激光器相比, 本实验中的激光器从激光增益介质到腔长都明显地要长得多, 在泵浦功率增加的过程中, 通过法布罗-珀罗标准具没有发现如微片激光器那样的频率调谐<sup>[1]</sup>。而且输出激光为线偏振光, 这对作为单纵模激光的种子光源使用显得特别重要。用这种损耗调制的选单纵模技术, 在腔内对相邻纵模附加 1% 的损耗调制, 就能得到接近 100 mW 的单纵模输出, 而且具有输出稳定、选模成功率高的优点, 适合于半导体激光泵浦的固体激光器, 因为短腔长的半导体激光泵浦的固体激光器件, 用双折射晶体获得这样深度的调制是容易做到的。

### 参 考 文 献

- [1] 沈小华, 单振国, 周复正等, LD 泵浦的 Nd:YAG 微片激光器实验研究, *光学学报*, 1994, 14(7): 678~682
- [2] I. J. Hodgkinson, J. I. Vukusic, Birefringent filters for tuning flashlamp-pumped dye lasers; simplified theory and design, *Appl. Opt.*, 1978, 17(12): 1944~1948
- [3] I. J. Hodgkinson, J. I. Vukusic, Birefringent tuning filters without secondary peak, *Opt. Comm.*, 1978, 24(1): 133~134
- [4] 钱梅珍, 崔一平, 杨正名, *激光物理*, 北京, 电子工业出版社, 1990, 30~52

## Theoretic Analyses and Experimental Investigation on Selecting SLM by Phase Delay of a Birefringent Crystal

Shen Xiaohua    Chen Shaoh    Lin Zunqi    Deng Ximeng

(National Laboratory on High Power Laser Physics, Shanghai Institute of Optics & Fine Mechanics,  
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 8 November 1994; revised 12 February 1995)

**Abstract** In the paper, a new technology for selecting single longitudinal mode (SLM) of solid state laser by phase delay of a birefringent crystal is proposed. Its principles of loss modulation are analysed. Based on the semiclassical theory, dynamic equations of light field are derived when several longitudinal modes compete in a cavity. Its ability for selecting mode is calculated. The oscillation of SLM is experimentally demonstrated in a solid state laser by this way. The output power of 44 mW and stability of  $\pm 3\%$  are obtained by using KTP crystal. It is shown that this technology is preferable to selecting SLM in diode pumped solid state laser with mid-lower output power.

**Kew words** phase delay, SLM, loss modulation, longitudinal modes compete.