

实验研究

钹玻璃激光工作物质热透镜参数的测定及有关激光谐振腔的补偿

中国科学院上海光机所八室

提 要

本文对高重复率脉冲钹玻璃激光器的热透镜效应进行了分析和测定，结果是相符的。类透镜介质的热焦距 $f_{r, \theta}$ 对光泵功率的变化比较敏感，而类透镜主平面并无明显变化。利用光学的方法对热透镜进行部分补偿，实验证明是可行的，激光输出方向性得到了相应的改善。

一、初步考虑

对于高重复率脉冲光泵的圆柱形钹玻璃棒内部的温度场以及由此引起的应力分布所呈现的热透镜效应，当棒的长比其直径大很多时，相当于造成了如下形式的折射率分布^[1~5]：

$$\left. \begin{aligned} n_r &= n_0 - \frac{1}{2} n_{2r} \cdot r^2 \\ n_{\theta} &= n_0 - \frac{1}{2} n_{2\theta} \cdot r^2 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中， n_0 为棒轴线上 ($r=0$) 的折射率，而

$$\left. \begin{aligned} n_{2r} &= C_r \cdot \frac{Ne}{V} \text{ 为径向折射率变化,} \\ n_{2\theta} &= C_{\theta} \cdot \frac{Ne}{V} \text{ 为切向折射率变化,} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

其中 C_r 和 C_{θ} 分别为棒的径向和切向特征参量，可以由实验来确定；而 V 则是钹玻璃棒的体积 (厘米³)， e 为单次光泵脉冲的能量 (焦耳)， N 是光泵脉冲的重复率 (次/秒)。

一个有类透镜介质的平行平板腔将蜕变

为等效球面腔。光束在类透镜介质中的传输矩阵 (见图 1) 可表示为：

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} & \frac{1}{\sqrt{n_0 n_2}} \sin d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} \\ -\sqrt{n_0 n_2} \sin d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} & \cos d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} \end{pmatrix} \quad (3)$$

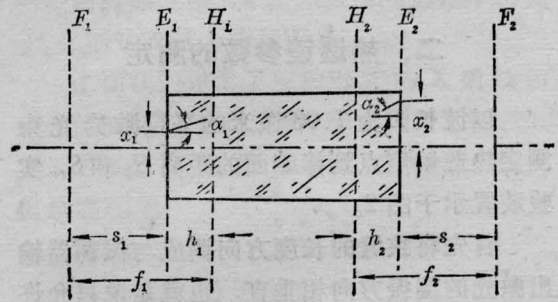


图 1

h_1, h_2 是主平面到棒端面的距离； s_1, s_2 是焦平面到棒端面的距离； f_1, f_2 是焦距； x_1, x_2 和 α, β 是输入平面 E_1 和输出平面 E_2 上光线的位置和方向； E_1 和 E_2 是紧靠近棒端面的参考面

在参考资料 [2]、[5] 中导出了光线传输矩阵元 A, B, C, D 和 f, S_1, S_2 及 h_1 和 h_2 的关系。

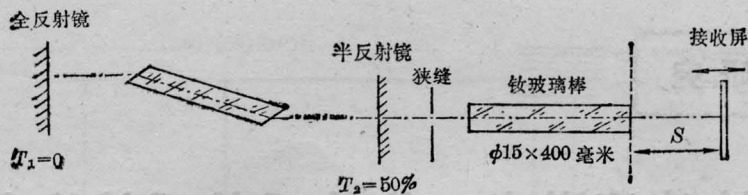


图2 波长为1.06微米的激光光源是线偏振的
(狭缝宽2毫米,长20毫米;接收屏可以前后移动,并记录光斑尺寸)

在我们的情况下矩阵元 A 始终等于 D , 这样, $S_1=S_2$, 以 S 表示, $h_1=h_2$, 以 h 表示。所以可写成:

$$f = -\frac{1}{C} \quad (4)$$

$$h = \frac{A-1}{C} \quad (5)$$

$$s = -\frac{A}{C} \quad (6)$$

从(3)式和(6)式求得:

$$S \cdot \frac{n_0}{d} \cdot \alpha = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha} \quad (7)$$

其中

$$\alpha = d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}}, \quad (8)$$

(7)式中棒长 d 和 n_0 是已知常数。对于一定的光泵功率 Ne , S 可以从实验直接测得, 所以未知数 α 是可以算出的。然后利用(8)和(2)求出工作物质的参数 n_{2r} , $n_{2\theta}$ 和 C_r , C_θ ; 利用(4)和(5)求出类透镜的参数 f_r , f_θ 和 h 。

二、热透镜参数的测定

以波长 λ 为1.06微米的平行激光光束测定热透镜焦点到棒端面的距离 S_θ 和 S_r 。实验装置示于图2。

首先将狭缝的长度方向调成与振荡器输出激光的偏振方向相垂直, 也就是说只允许切向偏振光通过被测试的钽玻璃棒。然后以重复率 N 光泵被测试的钽玻璃棒, 棒外面用千分之二浓度的重铬酸钾水溶液冷却。两分钟后棒内各点的温度分布达到了平衡(其实在两次光泵时间间隔内存在着表面交换), 这时令振荡器单次输出激光(振荡器和被测试

棒氙灯触发不同步)。这束由棒的布儒斯特角起偏的激光通过狭缝后, 被已成为热透镜的测试棒聚焦, 并打在接收屏上。接收屏记录了光斑尺寸 ω , 同时量出屏到棒端面的距离 S 。对于同一光泵功率 Ne , 我们改变屏到棒端面的距离 S , 就可以在接收屏上得到不同的光斑尺寸 ω 。例如, 光泵功率 $Ne=3154$ (焦耳/秒)时, 光斑尺寸 ω 与 S 的关系为:

S (厘米)	ω (毫米)	S (厘米)	ω (毫米)
20	8.1	70	2.7
30	7.0	80	3.3
40	5.5	90	4.0
50	4.5	100	5.4
60	2.9	110	7.0

我们以 S 为横坐标, ω 为纵坐标作图。最小光斑尺寸所对应的 S 值就是切向偏振焦点 θ 到棒端面的距离 S_θ (见图3)。对于不同的光泵功率 Ne , 我们也获得不同的 S_θ 值。如果改变入射激光的偏振方向, 让径向偏振光

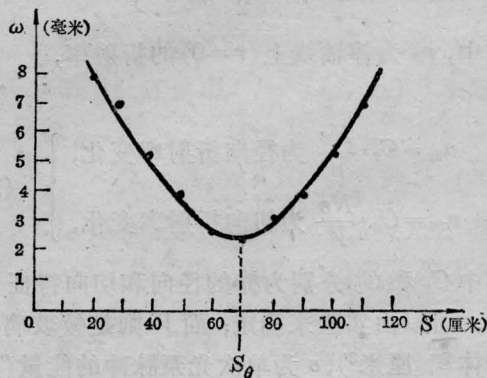


图3 光泵功率 $Ne=3154$ (焦耳/秒)时, ω 与 S 的关系曲线

表 1

输入功率 Ne (焦耳/秒)	S_r (厘米)	S_θ (厘米)	$n_{2r} \cdot 10^{-4}$ (厘米 ⁻²)	$n_{2\theta} \cdot 10^{-4}$ (厘米 ⁻²)	$C_r \cdot 10^{-6}$ (厘米·秒/焦耳)	$C_\theta \cdot 10^{-6}$ (厘米·秒/焦耳)	f_r (厘米)	f_θ (厘米)	h_r (厘米)	h_θ (厘米)
1295	180	245	1.196	0.99	7.2	5.4	190	260	13	13.2
2108	105	125	2.2	1.9	7.4	6.3	120	140	12.8	13.1
2515	70	95	3.16	2.42	8.9	6.8	84	110	13.6	13.2
3154	60	70	3.64	3.16	8.15	7.1	73	83	13.2	13.3
4000	40	50	5.1	4.2	9.02	7.4	54	64	14.1	14.2

通过狭缝并穿过测试棒。用同样的实验方法也可以求出不同光泵功率 Ne 下的 S_r 值。根据 (7)、(8)、(2)、(4) 和 (5) 式可以分别计算出 n_{2r} 、 $n_{2\theta}$ 、 C_r 、 C_θ 、 f_r 、 f_θ 、 h_r 和 h_θ ，其结果列于表 1。

用同样的实验方法，我们改变图 2 中偏振光源为非偏振光源，去掉条形狭缝，在被测试的玻璃棒 (B71-27 型 $\phi 15 \times 400$) 的外面以水进行冷却。以每秒 5 次的重复率对被测试的玻璃棒进行光泵。其实验和计算结果列于表 2。

表 2

输入功率 Ne (焦耳/秒)	S (厘米)	$n_2 \cdot 10^{-4}$ (厘米 ⁻²)	$C \cdot 10^{-6}$ (厘米·秒/焦耳)
1485	120	1.938	9.23
2995	52	4.12	9.68
3465	40	5.1	10.38
4720	25	7.34	10.98
5850	15.5	9.83	11.86
8324	8.5	13.73	11.6
9323	7.5	22.13	16.85
10800	4	22.88	14.85

这时的 S 、 n_2 和 C 值可以认为是相应的 $S_{r,\theta}$ 、 $n_{2r,2\theta}$ 和 $C_{r,\theta}$ 的平均值。在表 2 和表 1 中取 Ne 为横坐标， $C_{r,\theta}$ 和 C 为纵坐标作图 (见图 4)。从图 4 中看出， $C_{r,\theta}$ 和 C 与 Ne 的关系是直线关系。 $C_{r,\theta}$ 和 C 并不是一个不变的常数，而是随着光泵功率 Ne 的增减而变化的。

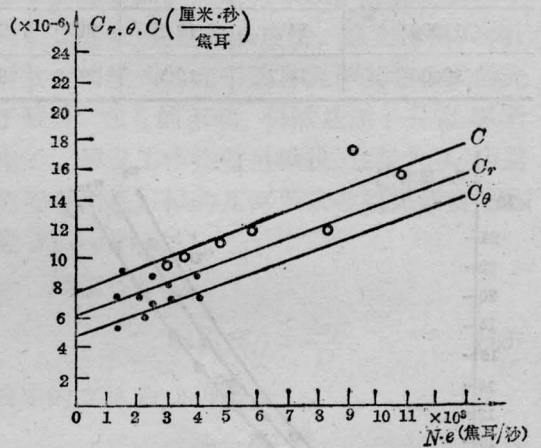


图 4 光泵功率 Ne 和 $C_{r,\theta}$ 及 C 的关系

在不同的实验条件下 (如不同的冷却液)，对于同一型号的激光玻璃棒，图 4 中直线的斜率是固定不变的。故对同一型号的玻璃棒，当改变实验条件后，只要通过实验定出一点 (固定光泵功率 Ne) 的 $C_{r,\theta}$ 值就可以划出整条直线。

根据图 4 中 $C_{r,\theta}$ 和 Ne 的关系，用 (2) 式求出较高光泵功率 Ne 下 [$Ne > 4000$ (焦耳/秒)] 的 n_{2r} 、 $n_{2\theta}$ 的值，再利用 (4)、(5) 和 (6) 式算出 $f_{r,\theta}$ 、 $h_{r,\theta}$ 和 $S_{r,\theta}$ (列于表 3 中)。表 2 中的 S 值 (实验) 和表 3 中 $S_{r,\theta}$ 的计算值 [$Ne > 4000$ (焦耳/秒)] 相比较，我们认为 $S_{r,\theta}$ 的计算值是可靠的。

在表 1、表 2 和表 3 中取光泵功率 Ne 为横坐标， n_{2r} 、 $f_{r,\theta}$ 、 $h_{r,\theta}$ 为纵坐标，作出图 5、图 6。从图 4、图 5 和图 6 中看出，对于相同的光泵功率 Ne ，始终是 $C_r > C_\theta$ ， $n_{2r} > n_{2\theta}$ 和

表 3

Ne ($\frac{\text{焦耳}}{\text{秒}}$)	$C_r \cdot 10^{-6}$ ($\frac{\text{厘米} \cdot \text{秒}}{\text{焦耳}}$)	$C_\theta \cdot 10^{-6}$ ($\frac{\text{厘米} \cdot \text{秒}}{\text{焦耳}}$)	$n_{2r} \cdot 10^{-4}$ (厘米^{-2})	$n_{2\theta} \cdot 10^{-4}$ (厘米^{-2})	f_r (厘米)	f_θ (厘米)	h_r (厘米)	h_θ (厘米)	S_r (厘米)	S_θ (厘米)
5000	9.8	8.4	6.8	6	42	47.3	14.2	14.2	27	34
6000	10.5	9.1	8.7	7.8	32	37.6	14.8	14.8	19	24
7000	11.3	9.8	11.3	9.8	29	33	15	15	14	19
8000	11.9	10.5	13.4	12.1	24	27	15.4	15.4	8.5	12
9000	12.6	11.2	16.2	14.5	21	24.2	15.7	15.6	5	8
10000	13.3	11.9	19	17.3	19.7	20	16	16.1	3	5
11000	14	12.8	22	20.1	16.7	18.6	16.5	16.4		3
12000	14.7	13.3	25.2	23.1		16.6	16.7	16.58		

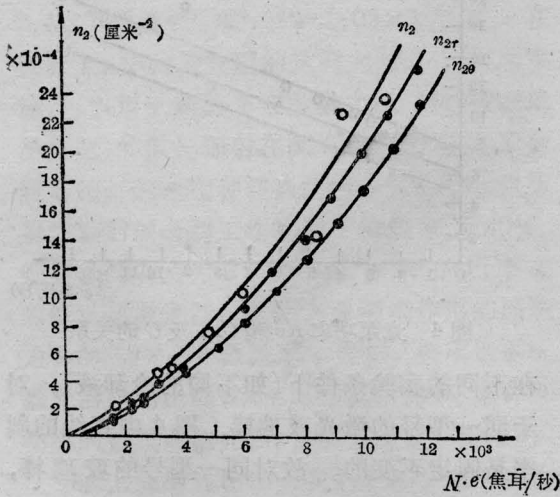


图 5 n_{2r} 、 $n_{2\theta}$ 、 n_2 和光泵功率 Ne 的关系曲线

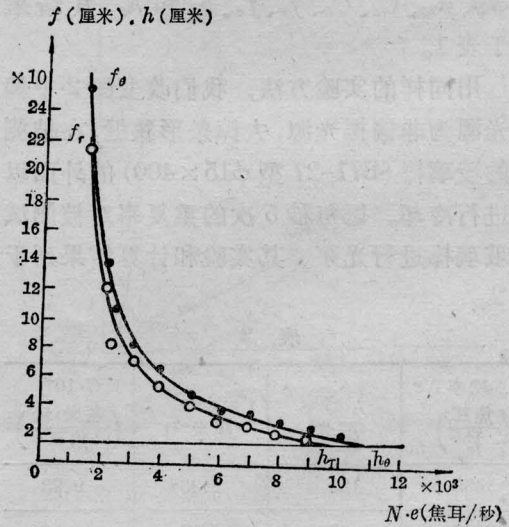


图 6 光泵功率 Ne 与 f_r 、 f_θ 及 h_r 、 h_θ 的关系曲线

$f_r < f_\theta$; 而 $h_r \approx h_\theta$ 。 $f_r < f_\theta$ 说明在相同的光泵条件下, 热透镜对径向偏振光有较强的会聚能力。 $h_r \approx h_\theta$ 说明对径向和切向偏振光热透镜的主平面位置几乎是在同一平面上。在图 6 中, 当相对应的直线和曲线相交时, 在交点处满足 $f_r = h_r$, $f_\theta = h_\theta$ 。这时焦点 r 和 θ 刚好在棒的端面上。当光泵功率由低变高时, 焦点 r 和 θ 先后分别进入棒内。这时我们上面用以计算 n_{2r} 、 $n_{2\theta}$ 、 $f_{r,\theta}$ 、 $C_{r,\theta}$ 和 $h_{r,\theta}$ 的公式就都不适用了。若进行类似的计算就要另行推导有关的公式。这对于较长的钨玻璃棒是有意义的, 而对于短玻璃棒是无意义的。因

对于短玻璃棒, 当焦点进入棒端面时, 要较高的光泵功率。这时棒的热致乱畸变已相当严重, 从而使激光振荡器变得很坏。

从实验我们知道 f 随输入功率密度的变化而敏感地变化着。而类透镜主平面的位置随输入功率的增减变化是不敏感的, 其变化量较小。从(3)式和(5)式得出:

$$h = \frac{d}{2n_0} \cdot \frac{\text{tg} \frac{\alpha}{2}}{\frac{\alpha}{2}} \quad (9)$$

对于小的 α , 即当光泵功率不高时,

$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \approx \frac{\alpha}{2}$ 。所以 h 可以写成:

$$h \approx \frac{d}{2n_0} \quad (10)$$

从上式看出,当玻璃棒长度 d 给定了, h 也就基本上定了。例如:当 $d=40$ 厘米, $n_0=1.53$, 则 $h \approx 13$ 厘米。(10)式只适用于焦点在棒端面外,如果光泵足够强,焦点进入玻璃棒内,上面的公式就失效了。如果计算一下焦点刚好在棒端面上时主平面的位置 h , 此时 $S=0$, $f=h$, 即要求 $A=\cos \alpha=0$, 得出 $\alpha=\frac{\pi}{2}$ 。将 α 代入(9)式得出:

$$h = \frac{d}{2n_0} \cdot \frac{4}{\pi} \quad (11)$$

结论是,当光泵功率较小时, f 值较大。此时(10)式可以十分近似地给出主平面的位置 h 的值。当光泵功率逐渐提高时,类透镜的主平面开始轻微地往棒中间移动。当焦点到达激光棒的端面($S=0$)时,(9)式变成(11)式。此时类透镜的主平面向棒中间移动了 $\frac{d}{2\pi}$ 的 $\frac{4-\pi}{\pi}$ 倍(见图7)。以数字为例: $d=40$ 厘米, $n_0=1.53$, 当 $S=0$ 时, $h=16.65$ 厘米。当 S 很大时, $h=13.07$ 厘米。

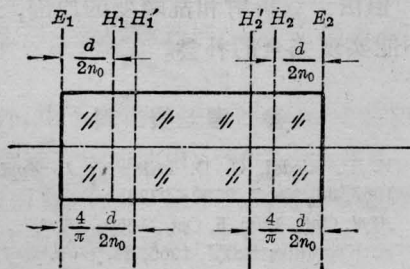


图 7

H_1 、 H_2 是输入功率小时热透镜的主平面, H_1' 、 H_2' 是热透镜焦点在棒端面上时主平面的位置

当 $f=h$ 时,利用(4)、(5)、(8)和(3)式求得:

$$n_2 = \frac{\pi^2 n_0}{4d^2} \quad (12)$$

将(12)代入(2)式得出 $f=h$ 时所需的光泵功

率 Ne :

$$Ne = \frac{\pi^2 n_0}{4d^2} \cdot \frac{V}{C_{r,0}} = \frac{n_0 \pi^3 R^2}{4d C_{r,0}} \quad (13)$$

从(12)式看出,当 $f=h$ 时, n_2 只与 d 的平方成反比,而与其它参数无关。从(13)式看出,光泵功率与 R^2 (玻璃棒半径)成正比,而与 d 和 $C_{r,0}$ 之积成反比。

有一点要考虑的是公式(1)中 n_0 是高重复率光泵时棒轴线上玻璃的折射率,它的数值大于 1.53(1.53 是铍玻璃未光泵时的折射率)。但是我们在运算时将 n_0 视为等于 1.53,这会不会引起较大的误差,需要对(1)式进一步进行分析:从实验知道 n_0 的变化在 10^{-4} 到 10^{-3} 的量级,由它所引起的折射率偏差尚在一级光学玻璃的折射率误差范围之内,可以忽略。将 n_0 代成等于 1.53 不会引起不允许的大的误差。

三、激光腔的补偿

激光腔补偿问题的提出是由于在高重复率条件下工作的铍玻璃棒变成一个等效的凸透镜,它有一定的象差和焦长。它将原先的法布里-珀罗腔改变成一个等效球面腔。为了克服随之而产生的光束质量变坏、腔内破坏阈值降低等缺点,除了采用圆盘激光器外也可以考虑激光腔的光学补偿,以求得部分改善输出激光的方向性。为此将铍玻璃棒端面加工成曲率半径为 R 的球面。实验装置见图 8。

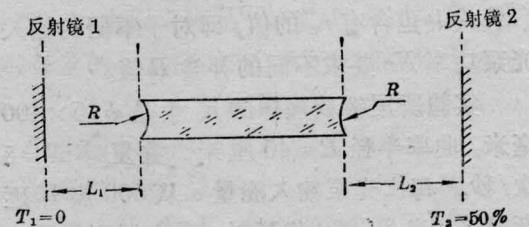


图 8 以铍玻璃棒端面曲率半径 R 的凹面来补偿热正透镜效应

这个振荡器的光束传输矩阵是:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & l_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_0-1}{R} & n_0 \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} \cos d\sqrt{\frac{n_2}{n_0}} & \sqrt{\frac{n_0}{n_2}} \sin d\sqrt{\frac{n_2}{n_0}} \\ -\sqrt{\frac{n_2}{n_0}} \sin d\sqrt{\frac{n_2}{n_0}} & \cos d\sqrt{\frac{n_2}{n_0}} \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_0-1}{R} \cdot \frac{1}{n_0} & \frac{1}{n_0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & l_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

矩阵元 C 与补偿有关, 其值为:

$$C = 2 \left(\frac{n_0-1}{R} \right) \cdot \cos \alpha \\ + \left\{ \left(\frac{n_0-1}{R} \right)^2 \frac{1}{\sqrt{n_0 n_2}} - \sqrt{n_0 n_2} \right\} \\ \times \sin \alpha$$

其中

$$\alpha = d \sqrt{\frac{n_2}{n_0}}$$

已知

$$f = -\frac{1}{C}$$

如果补偿得好就要求 $f \rightarrow \infty$, 即 $C=0$ 。所以

$$2 \left(\frac{n_0-1}{R} \right) \cos \alpha \\ + \left\{ \left(\frac{n_0-1}{R} \right)^2 \cdot \frac{1}{\sqrt{n_0 n_2}} - \sqrt{n_0 n_2} \right\} \\ \times \sin \alpha = 0$$

解之则得出所要求的补偿 R 值:

$$R_{r,e} = \frac{d(n_0-1)}{n_0} \left\{ \frac{1 + \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}}{\alpha \operatorname{tg} \alpha} \right\} \quad (14)$$

(14) 式中包含有 n_2 的值, 即对于不同的输入光泵功率 Ne 要求不同的补偿 R 值。

实验所用铍玻璃棒的尺寸是 $\phi 15 \times 400$ 毫米, 曲率半径 $R=40$ 厘米, 重复率 $N=5$ 次/秒。每次光泵输入能量 e 从 500 焦耳逐渐提高, 当 $e=870$ 焦耳时, 激光器刚好处于

稳定和不稳定的边界上。激光输出的发散角约为 10 毫弧度。当再提高 e 时, 激光方向性明显地变坏; 当降低 e 时, 从输出激光光斑看出腔是不稳定的。这个现象的产生是由于在同一光泵功率 Ne 下, 切向和径向偏振光有不同的焦点 θ 和 r 所致。又知 $f_\theta > f_r$, 如果 R 值对 r 点刚好补偿 (即 $f_r \rightarrow \infty$), 也就是径向偏振光在振荡器中处于稳定和不稳定边界上, 这时焦点为 θ 的切向偏振光远处于不稳定振荡区内。所以激光器效率较低, 调 Q 也易于引起腔内元件破坏。如果对于 θ 点进行补偿 ($f \rightarrow \infty$), 这时径向偏振光已远处于稳定区内。这时激光效率虽然较高些, 但方向性变差。上面的实验是对 r 点进行补偿的。利用补偿公式 (14) 计算一下, 看实验和理论计算是否吻合。已知 $d=40$ 厘米, $Ne=4350$ (焦耳/秒), 从图 5 查出 $n_{2r}=5.8 \times 10^{-4}$ (厘米⁻²)。代入 (14) 求出: $R_r=42.8$ 厘米。实际 R_r 加工成 40 厘米。可见实验和理论计算的结果基本上是符合的。如果激光铍玻璃棒两端不磨凹, 而是平的, 在同样的光泵功率 [$Ne=3450$ (焦耳/秒)] 下, 输出激光的方向性约为 25 毫弧度。可见用两端磨凹的补偿方法, 可以在一定程度上改善输出激光的方向性。但由于双折射和乱畸变的原因, 这种方法不能实现完全的补偿。

参 考 资 料

- [1] E. P. Riedel, G. D. Baldwin; *J. Appl. Phys.*, 1967, **38**, No. 7, 2720~2725.
- [2] *Appl. Opt.*, 1966, **5**, Oct., 1550~1567.
- [3] H. Kogelnik; *BSTJ*, 1965, **44**, 1~6.
- [4] F. W. Quells; *Jr. Appl. Opt.*, 1966, **5**, 633.
- [5] «Laser Verstärkung durch induzierte Emission Sender optischer Strahlung hoher Kohärenz und Leistungsdichte», Herausgegeben Von W. Kleen und R. Müller Springer-Verlag Berlin Heidelberg New-York 1969 Seite 76