

热效应对高功率 b 轴 $\text{Nd}_{\text{Nd+Cr}}:\text{YAP}$ 连续激光器输出的影响

沈鸿元 周玉平 于桂芳 黄小良 吴彩明 倪玉云

(中国科学院福建物质结构研究所)

1981年11月9日收到

提 要

本文在文献[1]的基础上提出了含有椭圆折射率分布介质谐振腔的设计方法。分析了 b 轴 $\text{Nd}_{\text{Nd+Cr}}:\text{YAP}$ 连续激光器中热效应对激光横向场分布, 输出偏振方向以及输出功率的影响。考虑了这种影响后, 已从 $\phi 5.8 \times 111\text{mm}$ 的 $\text{Nd}:\text{YAP}$ 棒和 $\phi 6.4 \times 100\text{mm}$ 的 $\text{Nd+Cr}:\text{YAP}$ 棒中得到了 163W 和 152W 的输出, 器件效率分别为 2.26% 和 2.11%, 输出激光的退偏度为 1/2900。

一、引 言

连续、高重复率和大功率固体激光器中, 工作物质热效应对激光输出特性的影响一直是人们重视的一个问题。正交晶系的 YAP 晶体, 由于其热学, 弹性力学, 光学性能以及激光性能的各向异性使得泵浦过程晶体的热效应对激光输出特性的影响具有更加丰富的内容。本文在文献[1]的基础上分析了 b 轴 $\text{Nd}_{\text{Nd+Cr}}:\text{YAP}$ 连续激光器中热效应对激光横向场分布, 输出偏振方向, 波长以及输出功率的影响。文中也讨论了晶轴在聚光腔中方位的影响。考虑了这些影响后, 已从 $\phi 5.8 \times 111\text{mm}$ 的 $\text{Nd}:\text{YAP}$ 激光棒中获得了 163W 接近线偏振的连续激光, 器件效率达 2.26%。

二、含有椭圆折射率介质谐振腔中激光的横向场分布

文献[1]指出, b 轴 $\text{Nd}:\text{YAP}$ 激光棒中泵浦过程的热效应使得晶体沿 x 和 z 方向的折射率 $n(x)$ 和 $n(z)$ 呈现梯度分布。与立方晶系的 $\text{Nd}:\text{YAG}$ 晶体不同, 在 YAG 晶体中径向和切向的热致折射率都是径向的抛物线函数^[2], 它使晶体成为具有双焦距的厚透镜。但在正交晶系的 b 轴 $\text{Nd}:\text{YAP}$ 晶体中, 由于对称性下降, 各种物理性能呈现各向异性, 使得 $n(x)$ 和 $n(z)$ 已不再是简单的径向抛物线函数, 而表现出椭圆折射率分布介质的特性^[3],

$$n(x) = (n_1 - s_1) \left[1 - \frac{\frac{m_1}{\kappa_{11}} + Q_1}{n_1 - s_1} x^2 - \frac{\frac{m_1}{\kappa_{33}} + R_1}{n_1 - s_1} z^2 \right],$$

$$n(z) = (n_3 - s_3) \left[1 - \frac{\frac{m_3}{n_3} + Q_1}{n_3 - s_3} x^2 - \frac{\frac{m_3}{n_3} + R_3}{n_3 - s_3} z^2 \right], \quad (1)$$

式中 n_1, n_3 是 YAP 晶体沿 a, c 轴的折射率, $m_i = \frac{\eta p_{in}}{4\pi r_0^2 l} \cdot \frac{\partial n_i}{\partial T}$ ($i = 1, 3$), 其中前项是单位体积晶体吸收泵浦功率后转变成热的部分, $\frac{\partial n_i}{\partial T}$ 是相应方向折射率的温度系数, κ_{11}, κ_{33} 是沿 x 和 z 方向的热导率.

$$Q_i = \frac{n_i^3}{2} (p_{i1}A_1 + p_{i2}A_2 + p_{i3}A_3),$$

$$R_i = \frac{n_i^3}{2} (p_{i1}B_1 + p_{i2}B_2 + p_{i3}B_3),$$

$$s_i = \frac{n_i^3}{2} (p_{i1}c'_1 + p_{i2}c'_2 + p_{i3}c'_3) \quad (i = 1, 3),$$

式中 $p_{i1}, p_{i2}, \dots$ 是 YAP 晶体相应方向的弹性光学系数, A_i, B_i, C'_i 是与晶体相应方向泊松比, 杨氏模量, 热膨胀系数, 剪切模量以及单位体积吸收功率转变成热等有关的量, 详见文献 [1].

从方程 (1), 看到 $n(x)$ 和 $n(z)$ 等折射率的轨迹是一椭圆, 这已由准直的偏振 He-Ne 激光通过遭受热效应的 YAP 棒后的光强分布得到证实^[1], 它们分别对沿 x 方向和 z 方向的偏振光起作用.

含有椭圆折射率介质谐振腔本征模的求解是相当复杂的. 但是在 x 平面和 z 平面内光线的传输特性与在类似透镜介质中的传输特性相似, 我们用类似透镜介质近似来求解这两个平面上光束的参数.

沿着坐标 x 轴 ($z = 0$) 或 z 轴 ($x = 0$), 由 (1) 式得到

$$n_{z=0}(x) = (n_1 - s_1) \left[1 - \frac{\frac{m_1}{n_1} + Q_1}{n_1 - s_1} x^2 \right], \quad n_{x=0}(z) = (n_1 - s_1) \left[1 - \frac{\frac{m_1}{n_1} + R_1}{n_1 - s_1} z^2 \right]$$

$$\text{和 } n_{z=0}(z) = (n_3 - s_3) \left[1 - \frac{\frac{m_3}{n_3} + Q_3}{n_3 - s_3} z^2 \right], \quad n_{x=0}(x) = (n_3 - s_3) \left[1 - \frac{\frac{m_3}{n_3} + R_3}{n_3 - s_3} x^2 \right]. \quad (2)$$

它们与类似透镜介质的折射率分布 $n(r) = n_0 \left(1 - \frac{2r^2}{b^2} \right)$ 相似, 文献 [2] 和 [3] 中指出长

l 的一段类似透镜介质可以视为焦距 $f = \frac{b^2}{4n_0 l}$, 端面到主平面距离 $h = \frac{l}{2n_0}$ 的厚透镜. 因此, 对于沿 y 方向传播的沿 x 方向偏振的入射光, 在两个坐标轴上光传输的途径由 $n_{z=0}(x)$ 和 $n_{x=0}(z)$ 决定. 或者说在这二特定位置上沿 x 方向偏振的入射光遭受到不同的厚透镜的聚焦作用. 这两个厚透镜的焦距和端面到主平面的距离分别为

$$f_{x=0}(x) = \frac{1}{2l} \cdot \frac{1}{\frac{m_1}{n_1} + R_1}, \quad h_{x=0}(x) = \frac{l}{2(n_1 - s_1)},$$

$$f_{x=0}(x) = \frac{1}{2l} \cdot \frac{1}{\frac{m_1}{\kappa_{11}} + Q_1}, \quad h_{x=0}(x) = \frac{l}{2(n_1 - s_1)}. \quad (3)$$

对沿 z 方向偏振的入射光同样有

$$f_{z=0}(z) = \frac{1}{2l} \cdot \frac{1}{\frac{m_3}{\kappa_{11}} + Q_3}, \quad h_{z=0}(z) = \frac{l}{2(n_3 - s_3)},$$

$$f_{x=0}(z) = \frac{1}{2l} \cdot \frac{1}{\frac{m_3}{\kappa_{33}} + R_3}, \quad h_{x=0}(z) = \frac{l}{2(n_3 - s_3)}. \quad (3')$$

实际上,坐标轴 x, z 上的焦距分别是聚焦作用最弱和最强的位置. 我们考虑坐标轴上光传输的行为,把对 x 方向偏振光起作用的聚焦作用分成沿 x 轴和 z 轴两个光学元件来处理(见图 1)它们的光线传递矩阵近似地可写

成

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{h_{x=0}(x)}{f_{x=0}(x)}, & 2h_{x=0}(x) - \frac{h_{x=0}^2(x)}{f_{x=0}(x)} \\ \frac{-1}{f_{x=0}(x)}, & 1 - \frac{h_{x=0}(x)}{f_{x=0}(x)} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} A_{x=0}(x) & B_{x=0}(x) \\ C_{x=0}(x) & D_{x=0}(x) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{z=0}(x) & B_{z=0}(x) \\ C_{z=0}(x) & D_{z=0}(x) \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{h_{z=0}(z)}{f_{z=0}(z)}, & 2h_{z=0}(z) - \frac{h_{z=0}^2(z)}{f_{z=0}(z)} \\ \frac{-1}{f_{z=0}(z)}, & 1 - \frac{h_{z=0}(z)}{f_{z=0}(z)} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} A_{x=0}(z) & B_{x=0}(z) \\ C_{x=0}(z) & D_{x=0}(z) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{z=0}(z) & B_{z=0}(z) \\ C_{z=0}(z) & D_{z=0}(z) \end{pmatrix} \quad (4)$$

图 1

遭受热应变的 $\text{Nd}:\text{YAP}$ 棒可视为在 x, z 轴对沿 x, z 方向偏振光起作用的四个光学元件

对 z 方向偏振光起作用的聚焦作用同样可看作两个光线传递矩阵,它们为

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{h_{z=0}(z)}{f_{z=0}(z)}, & 2h_{z=0}(z) - \frac{h_{z=0}^2(z)}{f_{z=0}(z)} \\ \frac{-1}{f_{z=0}(z)}, & 1 - \frac{h_{z=0}(z)}{f_{z=0}(z)} \end{pmatrix}$$

和

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{h_{x=0}(z)}{f_{x=0}(z)}, & 2h_{x=0}(z) - \frac{h_{x=0}^2(z)}{f_{x=0}(z)} \\ \frac{-1}{f_{x=0}(z)}, & 1 - \frac{h_{x=0}(z)}{f_{x=0}(z)} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

由 (4), (4') 式,我们可以利用光线传递矩阵的自洽场方法或者厚透镜成像法计算含有椭圆折射率分布介质谐振腔中的光束参数.

利用厚透镜成像法求解腔内光束参数时,首先要利用光线传递矩阵法求得腔内光学

元件的 $\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ 矩阵,由 $f = -1/C$, $h_1 = f(1 - D)$

和 $h_2 = f(1 - A)$ 得到腔内光学元件的焦距和端面到主平面的距离,通过厚透镜成像法^[4,5]可求得图 2 所示谐振腔中光束的参数. 其菲涅耳数 N 和 G 参数为

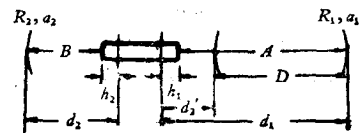


图 2 含有光学元件的谐振腔

$$N = \frac{a_1 a_2}{\lambda L},$$

$$G_1 = \frac{a_1}{a_2} \left[\left(1 - \frac{h_2}{f} \right) - \frac{B}{f} - \frac{L}{R_1} \right],$$

$$G_2 = \frac{a_2}{a_1} \left[\left(1 - \frac{h_1}{f} \right) - \frac{A}{f} - \frac{L}{R_2} \right],$$

$$L = A \left(1 - \frac{h_2}{f} \right) + B \left(1 - \frac{h_1}{f} \right) + h_1 + h_2 - \frac{h_1 h_2}{f} - \frac{AB}{f}. \quad (5)$$

腔镜上的光斑半径为

$$w_1^2 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 L \cdot f \frac{\left(1 - \frac{h_1}{f} \right) - \frac{A}{f} - \frac{L}{R_2}}{\left(1 - \frac{h_2}{f} \right) - \frac{B}{f} - \frac{L}{R_1}} \cdot \frac{1}{1 + f \left[\frac{1}{R_1} \left(1 - \frac{A + h_1}{f} \right) + \frac{1}{R_2} \left(1 - \frac{B + h_2}{f} \right) - \frac{L}{R_1 R_2} \right]}, \quad (6)$$

$$w_2^2 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 L \cdot f \frac{\left(1 - \frac{h_2}{f} \right) - \frac{B}{f} - \frac{L}{R_1}}{\left(1 - \frac{h_1}{f} \right) - \frac{A}{f} - \frac{L}{R_2}} \cdot \frac{1}{1 + f \left[\frac{1}{R_1} \left(1 - \frac{A + h_1}{f} \right) + \frac{1}{R_2} \left(1 - \frac{B + h_2}{f} \right) - \frac{L}{R_1 R_2} \right]}. \quad (7)$$

若腔内放置遭受热效应的 b 轴 Nd:YAP 棒, 事前测出不同光泵功率下棒的热焦距 $f_{x=0}(x)$,

$f_{x=0}(x)$, $f_{x=0}(z)$ 和 $f_{x=0}(z)$, 由 (6) 式可求出输出镜上的光斑半径 $w_{x=0}(x)$, $w_{x=0}(x)$, $w_{x=0}(z)$ 和 $w_{x=0}(z)$.

图 3 给出了涂金双椭圆聚光腔中 b 轴 Nd:YAP 棒 $f_{x=0}(x)$, $f_{x=0}(x)$, $f_{x=0}(z)$ 和 $f_{x=0}(z)$ 与输入氪灯电功率的关系, 图 3 中也给出了 Nd:YAG 棒的结果以资比较.

表 1 中给出了利用 (6) 式和图 3 结果计算对称平面腔中 c 轴, a 轴偏振激光在输出镜上的光斑大小(计算所用的参数为 $A = B = 16\text{cm}$, $l = 10.3\text{cm}$, $n_s = 1.97$, $n_c = 1.94$). 从表 1 中看到不论是 c 轴偏振还是 a 轴偏振的激光光斑在 a , c 轴上是不相等的, 光斑呈椭圆形. 其次, 由于 a 轴方向偏振的热焦距较长, 所以 a 轴偏振的光斑半径较 c 轴偏振的光斑半径大.

人们曾在 GaAs 激光器^[6], 腔内插入尖劈^[7]的情况下得到椭圆形的高斯光束. 而这里则完全是由于 Nd:YAP 晶体的热效应的结果.

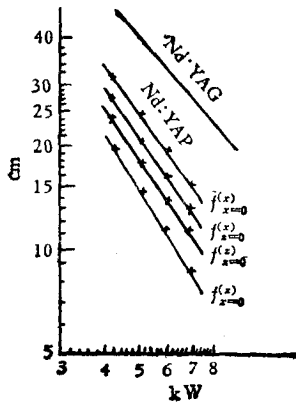


图 3 [010] 取向 Nd:YAP 棒热焦距与输入功率的关系

表 1 对称平面腔中输入 5.3kW 时, $\text{Nd} + \text{Cr}:\text{YAP}$ 激光器输出镜上的光斑半径

c 偏振的 $1.0795\mu\text{m}$ 激光				a 偏振的 $1.0645\mu\text{m}$ 激光			
$f_{x=0}(z)(\text{cm})$	14.51	$f_{x=0}(z)(\text{cm})$	17.18	$f_{x=0}(x)(\text{cm})$	20.98	$f_{x=0}(x)(\text{cm})$	30.88
G_1, G_2	$(-0.28)^2$	G_1, G_2	$(-0.09)^2$	G_1, G_2	$(0.11)^2$	G_1, G_2	$(0.40)^2$
$w_{x=0}(z)$ ($\text{cm} \times 10^{-2}$)	2.19	$w_{x=0}(z)$ ($\text{cm} \times 10^{-2}$)	2.43	$w_{x=0}(x)$ ($\text{cm} \times 10^{-2}$)	2.66	$w_{x=0}(x)$ ($\text{cm} \times 10^{-2}$)	3.10

三、热效应对输出激光偏振方向、波长、光斑以及输出功率的影响

文献 [8, 9] 指出在 YAP 晶体中 Nd^{3+} 的激光跃迁截面是各向异性的, b 轴 $\text{Nd}:\text{YAP}$ 激光器沿 c 轴方向的偏振输出波长为 $1.0795\mu\text{m}$, 它的跃迁截面比沿 a 轴方向偏振的 $1.0645\mu\text{m}$ 辐射的跃迁截面将近大一倍, 自由运转时, 一般是沿 c 轴偏振的 $1.0795\mu\text{m}$ 辐射起振。从图 3 看到与 $\text{Nd}:\text{YAG}$ 比较, $\text{Nd}:\text{YAP}$ 热焦距较短, 对于增益较大的 c 轴偏振, $\text{Nd}:\text{YAP}$ 晶体的热焦距 $f_{x=0}(z)$ 较短, 这就使得在较大的输入功率时, 激光的输出特性发生变化。下面以非对称平面腔为例说明这问题。

表 2 含有 $\text{Nd} + \text{Cr}:\text{YAP}$ 晶体棒的非对称平面腔中的参数

输入功率 (kW)	3.615	5.300
$f_{x=0}(z)(\text{cm})$	19.84	14.51
$g_1 = 1 - \frac{l}{2n_c f_{x=0}(z)} - \frac{B}{f_{x=0}(z)}$	0.27	0
$g_2 = 1 - \frac{l}{2n_c f_{x=0}(z)} - \frac{A}{f_{x=0}(z)}$	0.06	-0.28
$f_{x=0}(z)(\text{cm})$	21.82	17.18
$g_1 = 1 - \frac{l}{2n_a f_{x=0}(z)} - \frac{B}{f_{x=0}(z)}$	0.33	0.15
$g_2 = 1 - \frac{l}{2n_a f_{x=0}(z)} - \frac{A}{f_{x=0}(z)}$	0.15	-0.09
$f_{x=0}(x)(\text{cm})$	25.32	20.98
$g_1 = 1 - \frac{l}{2n_a f_{x=0}(x)} - \frac{B}{f_{x=0}(x)}$	0.43	0.33
$g_2 = 1 - \frac{l}{2n_a f_{x=0}(x)} - \frac{A}{f_{x=0}(x)}$	0.26	0.11
$f_{x=0}(x)(\text{cm})$	39.84	30.88
$g_1 = 1 - \frac{l}{2n_c f_{x=0}(x)} - \frac{B}{f_{x=0}(x)}$	0.64	0.53
$g_2 = 1 - \frac{l}{2n_c f_{x=0}(x)} - \frac{A}{f_{x=0}(x)}$	0.53	0.40

表 2 中给出腔长 $A = 16\text{cm}$, $B = 11.9\text{cm}$ 的平面腔在两个输入功率下热焦距和 g 参数, g 参数由方程 (5) 给出, 从表 2 看到, 在输入功率为 3.615kW 时, 沿 a 轴和 c 轴偏振的激光在 a 轴和 c 轴位置腔的 g 参数都处在稳定区 ($0 \leq g_1 g_2 \leq 1$), 由于 c 轴偏振跃迁截面大, 所以激光以 c 偏振的 $1.0795\mu\text{m}$ 起振, 随着泵浦功率提高, 热焦距缩短, 增加到 5.3 kW 时, c 轴偏振在 c 轴位置腔的 g 参数落在稳定和非稳定区的交界处, 而在 a 轴位置腔

的 g 参数落在非稳定区 ($0 > g_1 g_2$), 整个腔的损耗提高. 但此时 a 轴偏振的 $1.0645 \mu\text{m}$ 辐射在 a, c 轴位置腔仍工作在稳定区, 所以此时激光有可能从 c 轴偏振的 $1.0795 \mu\text{m}$ 转变成 a 轴偏振的 $1.0645 \mu\text{m}$ 辐射. 但由于 a 轴偏振的增益较小, 所以激光输出下降. 伴随着这一过程激光波长从 $1.0795 \mu\text{m}$ 变成 $1.0645 \mu\text{m}$ 且输出光强的分布也产生明显的变化.

显然, 为了获得高功率的连续激光, 应该使器件以 c 轴偏振的 $1.0795 \mu\text{m}$ 辐射振荡.

在双椭圆聚光腔中, 泵浦光在晶体中的分布比单椭圆聚光腔中均匀, 但还是不均匀的, 由于 Nd:YAP 晶体的各向异性, 使得晶体晶轴在聚光腔中的位置不同时表现出来的热效应是不同的. 让准直的 He-Ne 激光束通过光泵的 Nd:YAP 棒, 将晶体的 a 轴或 c 轴放在灯平面, 在距晶体端面 254cm 处的纸屏上观察到的光强分布示于图 4, 表 3 给出输入氮灯 5120W 时, 两种情况下椭圆轴长及长短轴之比. 从表 3 看到, 当将 c 轴平行于灯平面时, 不仅热焦距较长, 而且长短轴之比接近于 1. 这在设计高功率 Nd:YAP 连续激光器时必须考虑.

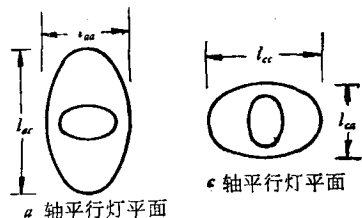


图 4 准直 He-Ne 激光通过遭受热应变的 Nd:YAP 棒后, 在焦距外屏上的光强分布

表 3 b 轴 Nd:YAP 棒 a 轴或 c 轴平行灯平面时得到椭圆的长短轴

		轴 长	长短轴之比
c 轴平行灯平面	l_{cc} (cm)	5.00	1.17
	l_{ca} (cm)	4.25	
a 轴平行灯平面	l_{ac} (cm)	5.90	1.48
	l_{aa} (cm)	4.00	

四、实验与结果

1. 腔内插入小孔选模, 用光束扫描法^[5]判定模式, 用上转换材料或木材烧蚀斑观察 TEM_{00} 模的光斑. 图 5 给出基模光束在木材上的烧蚀斑的照片, 从照片看到烧蚀斑呈椭圆, 从而定性地证实了第二节分析.

2. 热效应对激光输出偏振方向、波长、光强分布和输出功率的影响.

实验装置见图 6, 激光器采用对称或非对称谐振腔, 输出功率用定过标的圆盘功率计和功率放大器测量. 在全反镜端用格兰-汤姆逊棱镜检偏后用硅光电池接收, 信号用 C38

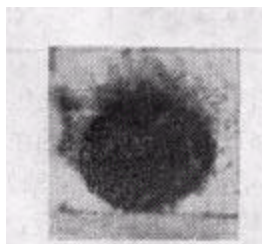


图 5

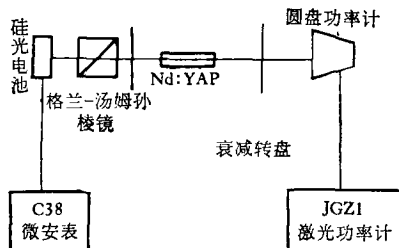


图 6 测量输出功率、偏振方向与输入功率关系的装置

型微安表指示。工作时先调整格兰-汤姆逊棱镜的偏振方向,使激光器输出的 c 轴方向偏振的激光不能通过检偏器,微安表指零。若激光转到 a 轴偏振,微安表指示最大。实验结果列于表 4。

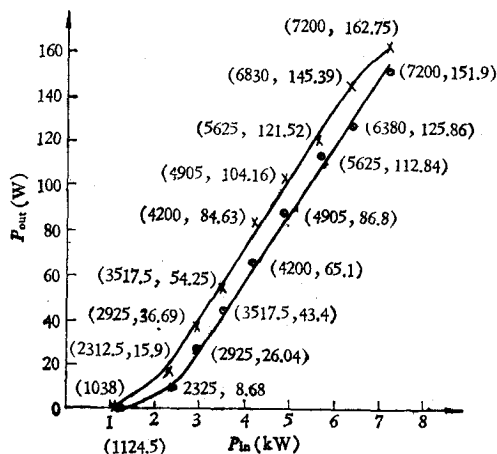
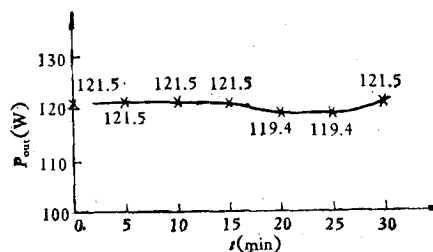
表 4 $\text{Nd}:\text{YAP}$ 激光器输出功率,偏振方向与输入功率的关系

腔 型	输入功率(W)	输出功率(W)	偏振方向	备 注
非对称平面腔 $A = 16\text{cm}$ $B = 11.9\text{cm}$	4680	41.41	c	输出光斑明显变化
	4959	34.58	c	
	5128	24.47	c	
	5320	21.53	a	
对称平面腔 $A = B = 16\text{cm}$	5360	42.56	c	

如第三节中分析的那样,在输入 5320W 左右,由于对 c 轴偏振激光晶体的热焦距已短到使腔变成不稳定,腔的损耗增加。但此时对 a 轴偏振的激光,晶体的热焦距还足够长,腔仍处于稳定区,所以激光由 c 轴偏振转变成 a 轴偏振。但由于 a 轴偏振的跃迁截面较小,所以输出功率明显比 c 轴偏振时小,而且伴随这一过程,激光输出光斑明显变化。虽然我们并没有测量波长,但我们相信此时激光波长已从 $1.0795\mu\text{m}$ 变成 $1.0645\mu\text{m}$ 。这一实验结果定性地证实了第三节分析。

上述实验结果定性地说第二节中含有椭圆折射率介质谐振腔的设计方法是正确的。

3. 考虑上述热效应对激光输出的影响后,我们研制了高功率 $\text{Nd}:\text{YAP}$ 连续激光器,图 7 给出了 $\phi 5.8 \times 111\text{mm}$ 的 $\text{Nd}:\text{YAP}$ 棒和 $\phi 6.4 \times 100\text{mm}$ 的 $\text{Nd} + \text{Cr}:\text{YAP}$ 棒在双椭圆涂金聚光腔中用二根内径 10mm,极间距 100mm 的氪灯泵浦的实验结果。实验中采用对称平面腔,腔长接近 230mm,输出镜透射率为 10%,激光阈值分别为 1038W 和 1125W,最大输出功率分别为 163W 和 152W,效率为 2.26% 和 2.11%,斜率分别为 3.16% 和 2.99%。在输入功率 5625W 输出激光功率为 121.5W 时测得输出激光退偏度不大于

图 7 高功率 $\text{Nd}+\text{Cr}:\text{YAP}$ 连续激光器输出功率与输入灯功率的关系图 8 连续工作 30 分钟 $\text{Nd}:\text{YAP}$ 激光器输出功率的稳定性

1/2900, 接近线偏振. 图 8 给出在上述情况下, 器件连续工作半小时, 每隔五分钟测量一次得到的结果, 从图中曲线看到输出功率变动不大于 2%. Weber 和 Bass^[10,11] 报告了利用 $\phi 6.25 \times 75\text{mm}$ 的 *b* 轴 Nd:YAP 棒, 在输入 5500W 时得到 100W 的线偏振输出, 器件效率为 1.8%, 斜率为 2.7%

根据上述结果, 我们认为在发展 Nd:YAG 连续激光器的同时研制 Nd:YAP 激光器是合适的, 它的偏振输出的特性更是 Nd:YAG 激光器所不足的.

实验中所用 YAP 棒由我所晶体生长组生长, 并由光学车间加工. 激光棒的增透膜和介质镜由我所镀膜组提供, 激光器由齐忠谋同志设计并由车间加工, 在此一并致谢. 我们还感谢姚广涛、孙博厚和陆世勇同志为我们提供了滤紫外玻璃管.

参 考 文 献

- [1] 沈鸿元, 物理学报, **30**(1981), 1085.
- [2] W. Koechner, *Appl. Opt.*, **9**(1970), 2548.
- [3] J. D. Foster *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **41**(1970), 3656.
- [4] H. Kogelnik, *Bell System Tech. Journal*, **44**(1965), 455.
- [5] 福建物质结构研究所 201 组, 激光, **3**(1975), 33.
- [6] T. H. Zachos, *Appl. Phys. Letter*, **12**(1969), 318.
- [7] D. C. Hanna, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-5**(1969), 483.
- [8] M. J. Weber *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **42**(1971), 4996.
- [9] G. A. Massey *et al.*, *Appl. Phys. Letter*, **18**(1971), 576.
- [10] M. Bass *et al.*, *Laser Focus*, **7**(1971), 34.
- [11] M. J. Weber *et al.*, AD-746-032.

INFLUENCE OF THERMAL EFFECTS ON HIGH POWER CW LASER OUTPUT OF *b*-AXIS Nd:YAP

SHEN HONG-YUAN ZHOU YU-PING YU GUI-FANG HUANG XIAO-LIANG
WU CAI-MING NI YU-YUN

(Fujian Institute of Research on the Structure of Matter, Academia Sinica)

ABSTRACT

Based on the previous work^[1], we propose here a designing method of optical resonator with an elliptical refractive index profile of dielectric. Moreover, some influences of thermal effects on the transversal field distribution, the orientation of polarization, as well as output power of *b*-axis Nd:YAP(Nd+Cr:YAP)CW laser are analysed. With these factors taken into account, we have been able to achieve 163W and 152W laser output with nearly linear polarization beam from $5.8 \times 111\text{mm}$ Nd:YAP rod and $6.4 \times 100\text{mm}$ Nd+Cr:YAP rod with an over-all efficiency of 2.26% and 2.11% respectively. The depolarization of the laser beam is about 1:2900.