

# 由热应力决定的高功率连续 Nd:YAG 激光器的最大泵浦功率

叶碧青 马忠林

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

本文报导了一台累积寿命为 50 小时的高功率连续激光器(更换一次氙灯)。其最大输出功率为 366W, 并研究了该激光器的输出特性和稳定性。此外, 从实验上测量了激光棒内部耗散的功率, 分析了 Nd:YAG 晶体棒中的温度和热应力, 指出了高泵浦功率下热应力的存在是棒发生炸裂的主要原因, 并确定每根棒的最大泵浦功率。

## 一、实 验 装 置

在两棒串接的高功率连续 Nd:YAG 激光器中, 每根激光棒由两支  $\phi 8 \times 120$  mm 的氙灯泵浦组成, 冷却通道分两组并联供水, 每组冷却水流量为 17l/min。激光棒用浓度为 1% 的重铬酸钾水溶液冷却, 流量为 14l/min。谐振腔由平面全反射镜和透过率 45% 的输出镜组成。为了减小输出激光的发散角, 并使该激光系统在高泵浦功率下发射激光棒所能承受的最大功率, 使用了端面修磨过的 Nd:YAG 棒; 选取了泵浦功率和谐振腔结构, 使其振荡模体积达到最佳匹配<sup>[1~3]</sup>。

在由两根尺寸为  $\phi 5.3 \times 143$  mm 和  $\phi 5.64 \times 118$  mm 的激光棒串接系统中, 输入电功率为 19944 W 时, 输出功率为 246 W; 输入电功率为 23600 W 时, 输出功率为 366 W, 效率为 1.6% (图 1)。用三种方法测定了输出光束的发散角, 测量结果相近。这三种方法是远场法、Winer 自校准法<sup>[4]</sup>和直接测量法。后两种方法由于输出激光的功率密度较低而使测定结果不够精确。远场方法是使输出激光束经过长焦距透镜聚焦, 然后投射到位于焦平面处的灵敏的上转换材料上, 用 27 Din 胶卷拍摄上转换材料上的场花样。为了防止上转换材料被激光烧坏, 在光路中放置一个调制盘, 而照相机快门的开启时间选得远大于调制盘扫描周期。发散角的测量结果也示于图 1。输出功率为 150 W、250 W 和 366 W 时, 发散角分别为 7.1 mrad、10.8 mrad 和 15.8 mrad。

图 1 为两棒串接振荡时, 激光输出功率依赖于总泵浦功率的函数关系(实线), 以及激光束发散角依赖于激光输出功率的函数关系(虚线)。 $\phi 5.3 \times 143$  mm 与  $\phi 5.64 \times 118$  mm Nd:YAG 棒串接振荡时的结果, 以曲线(1)、(2)表示。 $\phi 5.3 \times 143$  mm 与  $\phi 5.4 \times 110$  mm Nd:YAG 棒串接振荡时的结果, 以曲线(3)、(4)、(5)表示。曲线(3)表示该器件运转了 50 小时以后的结果。输出功率下降 25%, 主要是由氙灯光效下降所引起的。

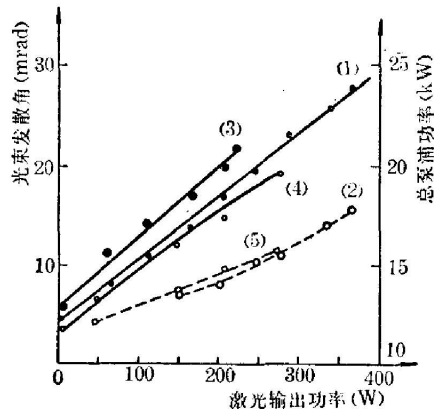


图 1 两棒串接振荡时,激光输出功率与光束发散角(虚线)、总泵浦功率(实线)之间的函数关系

Fig. 1. Total pumping input power (solid line) and output beam divergence (dotted line) as a functions of laser output power for the high power segmented CW Nd:YAG oscillator

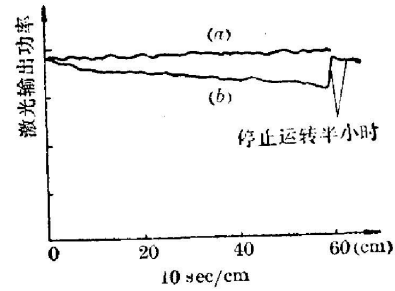


图 2 激光输出功率随时间的变化曲线  
(a)水冷时; (b)无水冷时

Fig. 2 The stability curve of laser output power during about 10 minutes operation  
(a) exit mirror water-cooled; (b) without water-cooled

为了克服器件高功率运转时输出腔镜的热效应,激光器的输出端采用了水冷腔镜,从而明显地改善了器件持续工作期间输出激光的稳定性。在持续工作 10 分钟内,输出功率为 160W 左右。图 2 表示输出腔镜用水冷却和未用水冷却时,用函数记录仪记录的激光输出功率稳定性曲线,如果输出腔镜不用水冷却,则输出功率随时间单调下降,停机半小时,待输出腔镜自然冷却,然后再使激光器运转,这时输出功率又回复到开始的水平。如果输出腔镜用水冷却,则输出功率基本上稳定,稳定度达 95%,激光输出的不规则起伏是由外界电网的不稳定性引起的。

## 二、激光棒内功率的耗散

W. Koechner<sup>[5,6]</sup>指出,在高功率连续 Nd:YAG 激光器中,激光棒表面与冷却液之间存在着温度差,他假设冷却液的温度在激光器连续运转过程中是不变的,而棒表面温度是变化的,通过实验和理论分析,预言了激光棒在各种工作条件下的热行为。

利用 Koechner 所提出的冷却液量热方法<sup>[6]</sup>,测量了在各种泵浦功率下激光棒内耗散的功率。

如果激光器处于稳定的工作态,则 Nd:YAG 棒内耗散的热量通过热传导方式传给冷却液,使冷却液温度升高。但是,在冷却液流经器件时,冷却液不仅吸收棒内耗散的热量,而且还吸收了光能。

在  $\phi 5.3 \times 143$  mm 和  $\phi 5.4 \times 110$  mm 两棒串接的实验中,首先测量了不同泵浦功率下,浓度为 1% 的重铬酸钾水溶液的流量及其流经器件后所增加的温度  $\Delta T$ 。根据表 1 的数据,算得质量流速  $m_q = 235 \text{ g} \cdot \text{sec}^{-1}$ ,于是冷却液单位时间内所带走的热量  $P = C_p m_q \Delta T$ ,其中  $C_p$  为冷却液的比热。其次,对于没有激光棒和用  $\phi 7$  的 GG17 玻璃管代替激光棒的情况,在不同的泵浦功率下,测量了冷却液流经实验装置后所增加的温度  $\Delta T'$ 、 $\Delta T''$  和冷却液的质量

流速  $m'_q$ 、 $m''_q$ ，计算出这两种情况下冷却液在单位时间内所带走的热量  $P'$ 、 $P''$ 。从图 3 的  $P'$  和  $P''$  曲线，用内插法得到了平均内径为  $\phi 5.35$  mm 的无光吸收的棒，冷却液在单位时间内所带走的热量  $P'''$ 。因此，图 3 中  $P$  和  $P'''$  曲线的差值为不同泵浦功率下棒内平均耗散功率  $\Delta P$  的两倍。图 4 给出了  $\Delta P$  与泵浦功率的依赖关系。

表 1 浓度为 1% 的重铬酸钾水溶液的物理常数  
Table 1 Physical properties with concentration of 1%

热传导系数 $K_q$ (cal·cm <sup>-1</sup> ·°C <sup>-1</sup> ·sec <sup>-1</sup> )	$1.37 \times 10^{-3}$
粘滞系数 $\mu_q$ (g·cm <sup>-1</sup> ·sec <sup>-1</sup> )	$1 \times 10^{-2}$
比热 $C_q^0$ (cal·g <sup>-1</sup> ·°C <sup>-1</sup> )	0.99
体热膨胀系数 $\gamma_q$ (°C <sup>-1</sup> )	$0.64 \times 10^{-4}$
密度 $\rho_q$ (g·cm <sup>-3</sup> )	1.01

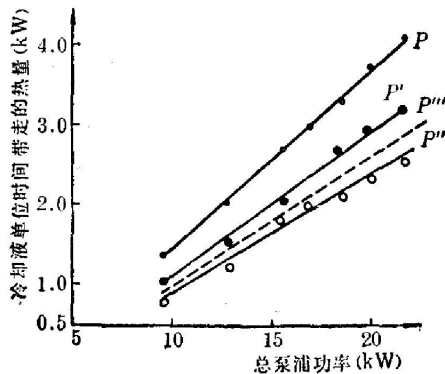


图 3 器件内循环的重铬酸钾水溶液单位时间内带走的热量与总泵浦功率的函数关系  
Fig. 3 Heat removed per second by the cooland around Nd:YAG rods as a function of total pumping input power

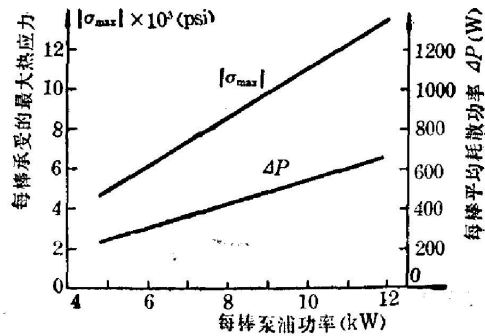


图 4 每棒平均耗散功率与承受的最大热应力随泵浦功率的变化  
Fig. 4 Average dissipated power and maximum thermal stress in each Nd:YAG rod as a function of pumping input power

在由连续氙灯泵浦的 Nd:YAG 棒内，温度分布与棒轴坐标无关，在棒的横截面上是圆对称的。棒中心温度  $T_0$  与表面温度  $T_R$  之差为： $T_0 - T_R = \Delta P / 4\pi kL$ ，其中  $L$  为棒的长度，而棒的热导率  $k = 26.5 \times 10^{-3} \text{ cal} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$ 。

如果激光系统达到稳定工作态，则棒内耗散的功率  $\Delta P$  等于冷却液在单位时间内通过与棒表面热交换而带走的热量。于是： $T_R - T_q = \Delta P / \pi D_r L h$ ，其中， $T_q$  为冷却液温度， $D_r$  为激光棒直径， $h$  为冷却液与棒表面的热交换系数<sup>[6]</sup>。 $h$  依赖于  $m_q$ 、 $k_q$ 、 $u_q$ 、 $C_p^0$ 、 $\gamma_q$ 、 $\rho_q$ 、 $D_r$  以及冷却管道内径  $D_q$ 。在我们的实验中， $h = 0.30 \text{ cal} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{°C}^{-1}$  (附录 I)。

在  $\phi 5.3 \times 143$  mm 和  $\phi 5.4 \times 110$  mm 两棒串接的实验中，如果冷却液温度为 20°C，每根激光棒的泵浦功率为 12000 W，则算得棒表面温度约为 45°C，棒中心温度约为 83°C。棒温度随泵浦功率而变化的曲线示于图 5。

连续激光器在高泵浦功率下运转时，棒中某点的径向、切向和轴向应力  $\sigma_r$ 、 $\sigma_\theta$  和  $\sigma_z$  的

表示式为:  $\sigma_r = [\Delta P \alpha E / 16(1-\nu) k \pi L] [-1 + (r^2/r_0^2)]$ ,  $\sigma_\theta = [\Delta P \alpha E / 16(1-\nu) k \pi L] [-1 + 3(r^2/r_0^2)]$ ,  $\sigma_z = [\Delta P \alpha E / 4(1-\nu) k \pi L] [-\frac{1}{2} + (r^2/r_0^2)]$ , 其中,  $r_0$  为棒半径, 棒的热膨胀系数  $\alpha = 7.9 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ , 杨氏模量  $E = 45 \times 10^6 \text{ psi}$ , 泊松比  $\nu = 0.3$ .

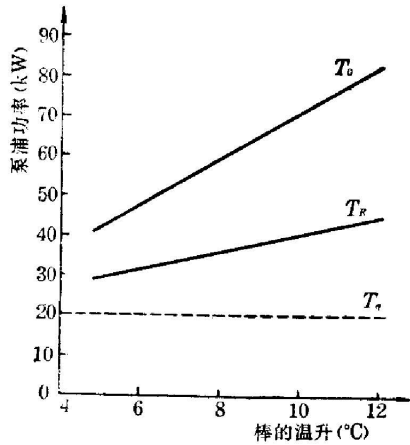


图 5 棒表面温度  $T_R$  与中心温度  $T_0$  随泵浦功率的变化曲线

Fig. 5 Surface temperature  $T_R$  and center temperature  $T_0$  of the Nd:YAG rod as a function of pumping-input power

棒表面承受着最大的热应力为:  $|\sigma_{\max}| = \sqrt{2} \Delta P \alpha E / 8(1-\nu) k \pi L$ , 在实验中, 平均棒长  $L = 12.65 \text{ cm}$ . 计算得到, 每根棒的泵浦功率为 10000 W 时,  $|\sigma_{\max}| = 12.0 \times 10^3 \text{ psi}$ ; 为 12000 W 时,  $|\sigma_{\max}| = 13.5 \times 10^3 \text{ psi}$  (图 4)。据报导, 侧面磨毛的 Nd:YAG 棒的抗张强度为  $21 \times 10^3 \text{ psi}$ <sup>[8]</sup>. 因此, 实验中每根棒的泵浦功率为 12000 W 时, 激光棒内的热应力已超过其极限张力强度的一半, 器件的泵浦功率已达到激光棒所能承受的最大泵浦功率。

在一般加工成型的激光晶体棒中, 即使经退火处理后仍残留有应力, 这部分应力包括生长时的热应力和结构不完整造成的应力(通常称为静态应力)。在比较好的 Nd:YAG 棒中, 局部静态应力约为  $6 \times 10^2 \text{ psi}$  (附录 II), 比 Nd:YAG 棒的热感生应力小一个数量级, 因此激光器能正常运转。但是, 一些电阻炉生长的 Nd:YAG 棒在正交偏光下检查, 与优质的高频炉生长的 Nd:YAG 棒相比, 具有明显的应力双折射, 它比局部静态应力大得多。当激光器运转时, 这些局部的静态应力和热感生应力迭加, 造成了激光器高功率运转时激光棒内的丝状炸裂。在采用电阻炉 Nd:YAG 棒的实验中, 两棒串接激光器在每根棒的泵浦功率 12000 W 下运转时, 曾两次出现棒的炸裂现象, 而且, 炸裂区与应力区是一致的。

## 附 录 I

表面热交换系数由冷却液流速, 物理参数和几何结构决定。对于环形管道内冷却液的片流和涡流, 通过分析可以算出内管的外表面与冷却液之间的热交换系数  $h_L$  和  $h_T$ <sup>[5]</sup>:

对于片流情况,  $900 < N_{Re} < 2000$ ,

$$h_L = 1.02 \frac{K_q}{D_q - D_r} (N_{Re})^{0.45} (N_{Pr})^{0.5} (N_{Gr})^{0.05} \left( \frac{D_i - D_r}{L} \right)^{1.4} \left( \frac{D_i}{D_r} \right)^{0.3}$$

对于涡流情况,  $12000 < N_{Re} < 220000$ ,

$$h_T = 0.02 \frac{K_q}{D_q - D_r} (N_{Re})^{0.8} (N_{Pr})^{0.33} \left( \frac{D_i}{D_r} \right)^{0.53}$$

其中  $N_{Re}$ ,  $N_{Pr}$  和  $N_{Gr}$  依赖于冷却液物理和几何参量的无量纲量:

$$N_{Re} = 4m_q / \pi \mu_q (D_q + D_r), \quad N_{Pr} = C_p^2 \mu_q / K_q, \quad N_{Gr} = (D_q - D_r)^3 \rho_q^2 g \gamma_q (T_R - T_q) / \mu_q^2$$

$K_q$ ,  $\mu_q$ ,  $C_p$ ,  $\gamma_q$  和  $\rho_q$  值见表 1,  $g = 980 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$ 。如果  $m_q = 235 \text{ g} \cdot \text{sec}^{-1}$ ,  $D_q = 0.95 \text{ cm}$ , 而平均激光棒长  $L$  和直径  $D_r$  分别为 12.65 cm 和 0.535 cm, 则:  $N_{Re} = 10091.6$ ,  $N_{Pr} = 7.3$ ,  $N_{Gr} = 683.7$ 。因而  $h_L = 0.32 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ ,  $h_T = 0.27 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ 。实验中, 冷却液处于片流和涡流之间, 因此  $h$  可取  $h_L$  和  $h_T$  的平均值, 即  $h = 0.30 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ 。

## 附录 II

在柱坐标系中,沿  $z$  轴 Nd:YAG 棒的应力张量具有如下形式:

$$\begin{pmatrix} \sigma_r & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_\phi & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix}$$

其弹性应变张量和应力张量之间存在如下关系:

$$\epsilon_r = (1/E)[\sigma_r - \nu(\sigma_\phi + \sigma_z)], \quad \epsilon_\phi = (1/E)[\sigma_\phi - \nu(\sigma_r + \sigma_z)], \quad \epsilon_z = (1/E)[\sigma_z - \nu(\sigma_r + \sigma_\phi)]. \quad (1)$$

由于晶体中的光弹性效应,应力或应变使晶体折射率发生变化,用  $\Delta B_m (m=1, 2, \dots, 6)$  表示<sup>[9,10]</sup>。

$$B_m = 1/n_m, \quad \Delta B_m = P_{mn}\epsilon_n \quad (m, n=1, 2, \dots, 6), \quad (2)$$

其中,  $n_m$  为晶体的折射率张量元,  $P_{mn}$  为晶体的光弹性系数张量元。对于 Nd:YAG 晶体,  $B_m = B_0$ ,  $n_m = n_0$ , 在  $[100]$ ,  $[010]$ ,  $[001]$  为坐标轴的直角坐标系  $(x', y', z')$  中,

$$(P_{mn}) = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{12} & 0 & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{11} & P_{12} & 0 & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{12} & P_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & P_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & P_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & P_{44} \end{bmatrix}.$$

由坐标系  $(x', y', z')$  变换到  $[101]$ ,  $[121]$ ,  $[111]$  为坐标轴的坐标系  $(x, y, z)$  的变换矩阵为  $\bar{U}$ 。由坐标系  $(x, y, z)$  变换到  $[111]$  取向的圆柱坐标系  $(r, \phi, z)$  的变换矩阵为  $\bar{R}$ 。因而坐标系  $(x', y', z')$  变换到圆柱坐标系  $(r, \phi, z)$  的变换矩阵  $\bar{T} = \bar{R} \cdot \bar{U}$ 。  $\bar{T}$  是正交变换,即  $\bar{T}' = \bar{T}^{-1}$ 。于是,

$$\bar{\epsilon}(x', y', z') = \bar{T}^{-1} \bar{\epsilon}(r, \phi, z) \bar{T}, \quad (3)$$

由(2), (3)式可求得坐标系  $(x', y', z')$  中的  $\Delta B(x', y', z')$  表达式,由于  $\bar{U}$  也是正交变换,即  $\bar{U}^{-1} = \bar{U}'$ , 所以在坐标系  $(x, y, z)$  中  $\Delta B$  可写成:  $\Delta B(x, y, z) = \bar{U} \Delta B(x', y', z') \bar{U}^{-1}$ 。因此,有应力时, Nd:YAG 晶体的折射率椭球不再是一个圆球了。一般 Nd:YAG 棒轴沿  $[111]$  方向,垂直于  $[111]$  方向平面上的折射率椭圆为:  $(B_0 + \Delta B_1)x^2 + (B_0 + \Delta B_2)y^2 + 2\Delta B_3xy = 1$ 。在其主轴坐标系  $(r, \phi)$  中上式变成:  $(B_0 + \Delta B_r)r^2 + (B_0 + \Delta B_\phi)\phi^2 = 1$ 。  $\Delta B_r$  和  $\Delta B_\phi$  分别对应于偏振沿  $r$  和  $\phi$  方向的折射率的改变。于是,棒内某点  $(r, \phi)$  的双折射为:  $n_\phi - n_r = (n_0^3/6)(P_{11} - P_{12} + 4P_{44})(\epsilon_r - \epsilon_\phi)$ 。由(1)式,可得

$$\sigma_r - \sigma_\phi = [6E/n_0^3(1+\nu)(P_{11} - P_{12} + 4P_{44})](n_\phi - n_r).$$

在棒表面:  $|\sigma_\phi| = |6E\Delta n/n_0^3(1+\nu)(P_{11} - P_{12} + 4P_{44})|$ 。对于 Nd:YAG 晶体,  $\Delta n = 5 \times 10^{-6}$ <sup>[11]</sup>,  $n_0 = 1.825$ ,  $\nu = 0.3$ ,  $E = 45 \times 10^6$  psi,  $P_{11} = -0.0290$ ,  $P_{12} = 0.0091$ ,  $P_{44} = -0.0615$ , 因此,  $|\sigma_\phi| = 6 \times 10^2$  psi。

## 参 考 文 献

- [1] 余业勤等;《科学通报》,1981, **26**, No. 13(Jul), 826.
- [2] 叶碧青、马忠林、凌君达;《物理学报》,1979, **28**, No. 1(Jan), 15.
- [3] 叶碧青、马忠林;《激光》,1980, **7**, No. 8(Aug), 11.
- [4] I. H. Winer; *Appl. Opt.*, 1966, **5**, No. 9(Sep), 1437.
- [5] W. Koechner; *J. Appl. Phys.*, 1973, **44**, No. 7(Jul), 3162.
- [6] W. Koechner; *Appl. Opt.*, 1970, **9**, No. 6(Jun), 1429.
- [7] W. Koechner; 《Solid-State Laser Engineering》(Springer-Verlag, New York 1976).
- [8] W. Koechner; *Appl. Phys.*, 1973, **2**, No. 4(Apr), 279.
- [9] J. F. Nye; 《Physical Properties of Crystals》(London, Oxford University Press, 1964).
- [10] W. Koechner and D. K. Rice; *IEEE J. Q. E.*, 1970, **QE-6**, No. 9(Sep), 557.
- [11] X. C. Багдасаров, Л. М. Дедух и др.; *Кристаллография*, 1970, **15**, № 2(Feb), 334.

## Maximum pumping power for high power CW Nd:YAG laser limited by thermal stresses

YE BIQING AND MA ZHONGLIN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 21 September 1981)

### Abstract

The problems have been investigated concerning the output properties and accumulative life of a high power CW Nd:YAG laser with many hundreds watts output, and the rupture of Nd:YAG rod induced by high pumping power has been analysed.

### 第六届全国激光学术报告会在安徽省屯溪市召开

由中国光学学会和中国电子学会联合举办的第六届全国激光学术报告会, 于1982年5月6日至9日在安徽省屯溪市举行。来自全国100多个单位的近300名代表参加了会议。学术交流采用大会、分会、专题讨论以及论文展讲四种形式结合进行。

本届会议共征集到论文460多篇, 经征文评审委员会审定, 从中选出130篇论文, 其中包括激光物理方面27篇, 激光器件方面51篇, 元件及单元技术方面30篇, 应用及其它方面22篇。这些论文除四篇特邀报告在大会宣读外, 其它126篇文章分成19个专题, 以二天半时间在四个分会场分别进行报告。

在第一天上午的大会上, 本届大会主任、中国光学学会激光专业委员会主任邓锡铭教授作了题为“大功率激光的发展”的报告, 介绍了形成高功率密度( $\geq 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>)的强激光技术的状况及其前景、强光与物质相互作用领域内的潜在意义以及大功率激光的一些可能应用。

本届大会副主任、中国科学院安徽光机所副所长刘颂豪教授作了“超声分子束激光光谱学”的报告。超声分子束激光光谱学是近年来发展起来的新的激光光谱分支, 除研究中、小分子外, 对研究化学和生物大分子方面也有巨大潜力。其获得的高分辨率和高信噪比光谱资料是前所未有的, 具有广阔的发展前景。

大会副主任、中国电子学会量子电子学及光电子学专业委员会主任王天眷教授报告“应用激光探测单个原子和分子的问题”。他根据原子分子的结构和性质, 考虑如何用激光激励以及如何捕获、囚禁、冷却和分析单个原子和分子的设想, 并对如何有计划地进行研究各族原子, 进一步探索原子性质提出了自己的看法。

最后一个大会报告人是哈尔滨工业大学马祖光副教授, 他介绍了在西德汉诺威大学应用物理研究所完成的首次观察到钠双原子分子的第一个三重态跃迁, 其意义是这一跃迁可能产生700 nm至900 nm的连续荧光谱带, 有可能利用来制成物理研究和应用技术研究的、科技人员甚感兴趣的连续可调谐红外激光器或光学转换器件。

在四个分会场共宣读了126篇论文, 通过会议进行交流和讨论。例如, 许多与会代表对上海光机所唐士清同志的关于“X光预电离重复脉冲准分子激光器”一文甚感兴趣, 认为X光预电离是一个新颖的方案, 进行了较为广泛的提问和细致的讨论; 例如, 长春应用化学研究所刘耀田同志宣读的“硅烷、磷烷及硼烷的CO<sub>2</sub>激光光声光谱”, 代表们认为其实验数据的机理分析较为细致。

(下转 472 页)