

连续 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG LiIO}_3$ 倍频激光器

上海交通大学激光研究室器件组*

提 要

激光器的各种应用,所需波长各不相同。倍频技术作为扩展激光器波段的一种有效方法,近年来发展十分迅速。各种倍频器件中,连续 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 倍频激光器是目前唯一工作于蓝绿波段的连续固体激光源,具有独特优点。本文结合倍频原理简述该器件概况。

(一) 倍 频 方 式

倍频方式按非线性晶体放在激光器共振腔内部或外部,分为腔内倍频和腔外倍频两种。采用腔内倍频,其优点是可利用的基波功率较腔外为高。设激光器对基波的透射率为 T ,则腔内功率为腔外的 $1/T$ 倍,因而谐波功率增加到 $(1/T)^2$ 倍。对于连续器件, T 一般为 1% 到 10%,采用腔内倍频,有利于提高谐波输出。实验中,我们曾把非线性晶体置于腔外,在数瓦 1.06 微米基波束照射之下,仅出现肉眼依稀可见的绿光。放入腔内后,谐波强度显著提高。

非线性晶体插入腔内后,由于不可避免的插入损耗,会引起激光器阈值增加和输出降低,严重的甚至会使激光器停止振荡。为了获得最大谐波输出,必须尽量减小腔内所有元件的线性损耗。我们最初试用光学性质很差的铌酸钡钠晶体插入腔内,由于插入损耗过大,基波束停止振荡。也曾将碘酸锂晶体放入 $K8$ 玻璃制成的保护盒内,盒内充以硅油。由于基波束在各层介质面的多次反射,以及各种介质对基波束的吸收,插入损耗高达 90%,输出绿光极弱,估计为微瓦数量级。以后改在碘酸锂晶体表面涂增透膜,开始时镀膜质量欠佳,反射率仍有 2%,插入损耗为 30% 左右。进一步采取措施后^[1],反射率为 0.25~0.45%,插入损耗下降到 10% 以下。

(二) 共 振 腔

在一定基波功率水平下,为了提高倍频效率,对于基波束斑点大小和发散度亦有一定要求。基波束光斑应该充分压缩,以满足谐波输出的最佳耦合条件^[2]。根据这一条件,一定的非线性晶体,光斑所需压缩程度与所用晶体厚度有关。对基波束发散度则要求减低到最小程度,

* 参加该项工作的还有上海光机所有关同志。

例如激光束的衍射极限。计算表明*, 对于厚度 1 厘米的 LiIO_3 晶体, 要求基波束发散度为 0.65 毫弧度。超过此发散度, 激光束不能有效地进行相位匹配, 而影响倍频效率。因此, 提高基波束中 TEM_{00} 模成分对倍频是有利的。

共振腔参量的选择应有助于控制基波束光斑的大小和发散度。我们采用近半共心共振腔以获得压缩的光斑和大模体积。设两反射镜的曲率半径分别为 R_1 与 R_2 ($R_2 = \infty$), 基波束在共振腔中的传播如图 1 所示。光束最小光斑位于平面镜上, 其半径 W_0 为^[5]:

$$W_0 = \left[\frac{\lambda}{\pi} \sqrt{d(R_1 - d)} \right]^{1/2} \quad (1)$$

式中, λ 为基波束波长, d 为共振腔距离。高斯光束传播一定距离 z 后, 其半径扩大为:

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2)$$

激光棒放置的位置应能保证 TEM_{00} 模充满棒的 1/2 到 2/3。即

$$\frac{1}{2} D \leq 2W \leq \frac{2}{3} D \quad (3)$$

式中, D 是棒直径。这种方法中, 激光棒本身起了选模光阑的作用, 因此也称为自孔径化选模。它的优点是模式体积较大, 有利于提高 TEM_{00} 模输出功率。但棒不能太粗, 直径在 0.3 到 0.5 厘米是适合的。否则, 共振腔显得太长。

计算共振腔参量时, 还必须考虑到 YAG 棒光泵时折射率变化和热膨胀。这些变化近似地可把 YAG 视作一正透镜来代替。具内透镜共振腔已在资料[6]中详尽讨论。曲率半径为 R_1 的球面镜和焦距为 f_T 的透镜所形成组合的光学特性可由合成焦距 f 和主平面 H 所表征:

$$\frac{1}{f} = \left(1 - \frac{c}{f_T} \right) \left(\frac{2}{f_T} + \frac{2}{R_1} - \frac{2c}{f_T R_1} \right) \quad (4)$$

$$HH_T = \frac{c}{1 - c/f_T} \quad (5)$$

式中, c 为镜 R_1 与热透镜 f_T 间距离, HH_T 为组合的主平面与热透镜间距离 (图 2)。以上公式中, 单位都用米表示。

* 波长为 λ_1 的基波束在长度 l 的非线性晶体中传播时, 所产生的二次谐波功率密度 S_2 正比于

$$S_2 \propto \frac{\sin^2 \left[2\pi (n_1 - n_2) \frac{l}{\lambda_1} \right]}{\left[2\pi (n_1 - n_2) \frac{l}{\lambda_1} \right]^2} \quad (I)$$

式中, n_1 与 n_2 分别表示基波和谐波的折射率。当 $n_1 = n_2$ 时, 实现完全相位匹配。但一般来说, 基波束总有一定发散度, 而折射率又随传播方向而异。由 (I) 表示的相位匹配曲线中, 当 $2\pi (n_1 - n_2) l / \lambda_1 = 1.39$ 时, S_2 降为一半。与该宽度相应的发散度 $\Delta\theta$ 按 [3] 给出的计算公式为:

$$l_{\Delta\theta} = \frac{0.44\lambda_1}{\Delta n_2 \sin 2\theta} \quad (II)$$

式中, $\Delta n_2 = n_0^{2\omega} - n_e^{2\omega}$ 表示谐波寻常光与非常光折射率之差, θ 为匹配角。利用 [4] 给出的数据: $n_0^{2\omega} = 1.901$, $n_e^{2\omega} = 1.750$ 以及 $\theta = 30^\circ$ 代入后, 可得

$$l_{\Delta\theta} = 0.35 \text{ 毫弧度} \quad (III)$$

在晶体外部, 相应的发散度为 $\Delta\alpha$:

$$l_{\Delta\alpha} = l_{\Delta\theta} n_0^\omega \quad (IV)$$

式中, $n_0^\omega = 1.86$ 为基波寻常光折射率。得

$$l_{\Delta\alpha} = 0.65 \text{ 毫弧度} \quad (V)$$

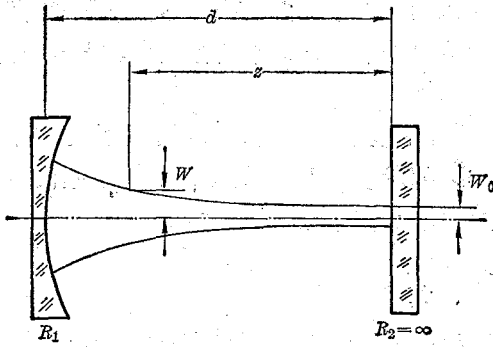


图1 无热透镜的共振腔以及其中高斯束的传播

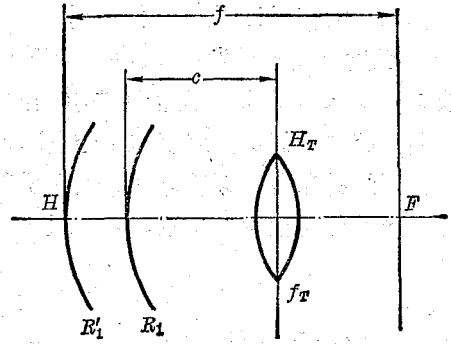


图2 镜 R_1 与热透镜 f_T 的组合可用另一焦距为 f_1 主平面为 H 的镜 R'_1 替代

(三) 倍频晶体

倍频晶体的质量与选择对于倍频影响颇大,性能良好的倍频晶体应能满足如下要求:

- (1) 能相位匹配,最好能 90° 相位匹配;
- (2) 非线性系数大;
- (3) 对基波和谐波透明,内部散射体极少;
- (4) 不易光损伤;
- (5) 折射率均匀;
- (6) 加工容易。

由于这些条件的限制,虽然从原则上说来,不具反演中心的晶体都能产生倍频效应,但实际使用的倍频晶体并不多。目前用于钕激光器倍频的晶体主要有 $Ba_2NaNb_5O_{15}$ 、 $LiNbO_3$ 、 $LiIO_3$ 以及 KDP 和 ADP 等。这些晶体各有特点,适合于不同情况。

$Ba_2NaNb_5O_{15}$ 晶体的非线性系数最大^[7],约为 KDP 的 40 倍:

$$d_{32}(Ba_2NaNb_5O_{15}) = (40.6 \pm 4)d_{36}(KDP)。$$

能 90° 相位匹配。该晶体最适合于连续波倍频。但制备大块光学性质良好的晶体尚有困难,因此限制了使用。

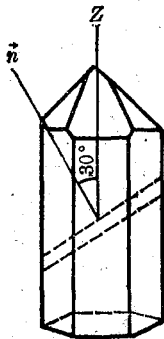
$LiNbO_3$ 晶体是一种广泛使用的倍频材料。它的非线性系数^[8]较 $Ba_2NaNb_5O_{15}$ 要小,但比 KDP 类仍大得多:

$$d_{31}(LiNbO_3) = (10.9 \pm 1.7)d_{36}(KDP)。$$

早期的 $LiNbO_3$ 抗光损伤阈值很低,但最近通过改变 Li 和 Nb 的组分,这一问题基本解决^[9]。

KDP 类晶体是水溶液中生长的,易于得到大块光学性质优良的成品。抗光损伤能力也强。缺点是非线性系数小。在晶体不能用得过厚时,限制了倍频效率。

图3 $LiIO_3$ 晶体外形及其作为倍频元件的切割。图中 z 为光轴, \vec{n} 为倍频元件的法线



非线性系数较 KDP 大一个数量级,因此受到人们重视。其外形呈透明白色,为六角锥与六方柱的聚形,如图 3 所示。

我们目前使用 $LiIO_3$ 晶体^[10, 4, 11]。这也是一种水溶法生长晶体,生长技术较为简便,易于得到光学性质均匀的大块单晶。而且

LiIO₃ 是负单轴晶体。第一类相位匹配中,基波是寻常光,谐波是非常光。第二相位匹配不产生谐波。第一类相位匹配角可按如下公式计算:

$$\sin \theta_m = \left(\frac{n_e^{2\omega}}{n_o^{2\omega}} \right) \left[\frac{(n_o^{2\omega})^2 - (n_o^\omega)^2}{(n_o^{2\omega})^2 - (n_e^{2\omega})^2} \right]^{1/2} \quad (6)$$

式中, θ_m 是相位匹配角, n_o^ω 、 $n_o^{2\omega}$ 和 $n_e^{2\omega}$ 分别是基波寻常光、谐波寻常光和谐波非常光的折射率。按资料[4]所列数据: $n_o^\omega = 1.860$ 、 $n_o^{2\omega} = 1.901$ 、 $n_e^{2\omega} = 1.750$ 代入, 计算得:

$$\theta_m = 30^\circ$$

LiIO₃ 的 90° 相位匹配对于任何波长在室温或以上(上限为相变点 265°C)都不可能实现。这是它的很大缺点,对谐波图象以及厚晶体的使用都带来不利影响。

LiIO₃ 晶体属点群 6, 不为零的非线性系数为 $d_{15} = d_{24} = d_{31} = d_{32}$ 以及 d_{33} 。按资料 [11] 报导的测量数据:

$$d_{31}(\text{LiIO}_3) = 11 \pm 1.5 d_{36}(\text{KDP}) \quad (8)$$

与 LiNbO₃ 差不多。资料[4]报导为 KDP 的 30 倍,可能是错误的。

沿三个主轴方向谐波极化强度为:

$$\begin{aligned} P_x(2\omega) &= 2d_{15}E_x(\omega)E_z(\omega), \\ P_y(2\omega) &= 2d_{24}E_y(\omega)E_z(\omega), \\ P_z(2\omega) &= d_{31}[E_x(\omega)]^2 + d_{32}[E_y(\omega)]^2 + d_{33}[E_z(\omega)]^2 \end{aligned} \quad (6)$$

式中, $E_x(\omega)$ 、 $E_y(\omega)$ 和 $E_z(\omega)$ 是基波电场的三个分量。可以证明*, 基波寻常光诱导产生的谐波非常光极化强度为:

$$P_{00}^z(2\omega) = d_{31} \sin \theta_m [E^0(\omega)]^2 \quad (7)$$

式中, $E^0(\omega)$ 是基波寻常光电场强度。从(7)式中可以看出, 有效非线性系数 $d = d_{31} \sin \theta_m$ 仅与相匹配角有关, 而与方位角 φ 无关。

对于 LiIO₃ 的光学均匀性和吸收情况, 我们初步做过检查。用正交偏振片观察应力条纹表明, LiIO₃ 的折射率均匀性较 LiNbO₃ 好得多。对基波和谐波的透明度亦较 LiNbO₃ 为佳。透过率的测量是用分光光度计对厚度是 18 毫米与 14 毫米的样品进行的, 表面抛光并镀增透膜。1.06 微米透过率分别是 98.5% 与 97%, 而 0.53 微米透过率相差颇大, 前者为 82%, 后者只有 59%。用后一块晶体倍频时, 绿光强度显著减弱。

为了防止 LiIO₃ 晶体抛光后的表面在使用时潮解, 我们试过几种不同办法。如光学贴片, 浸入无水溶液以及真空镀膜。后一种方法效果较佳。适当选择蒸涂材料

* 对于第一类相位匹配, 基波是寻常光, 位于 xy 平面内, 如图 4 所示, 其三个分量为:

$$\begin{aligned} E_x^0(\omega) &= E^0(\omega) \sin \varphi \\ E_y^0(\omega) &= -E^0(\omega) \cos \varphi \\ E_z &= 0. \end{aligned} \quad (I)$$

式中, φ 是方位角。将(I)式代入(6)式后, 可以看出, 只有 z 方向极化强度才不为零:

$$P_z(2\omega) = d_{31}[E^0(\omega)]^2 \quad (II)$$

谐波极化强度是非常光, 位于光线与光轴所成平面内。可得:

$$P_{00}^z(2\omega) = d_{31} \sin \theta [E^0(\omega)]^2 \quad (III)$$

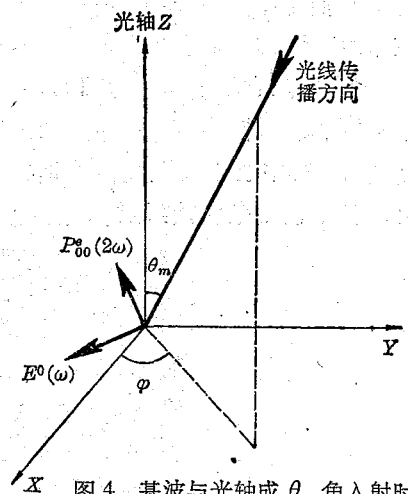


图 4 基波与光轴成 θ_m 角入射时, 寻常光与非常光的方向

和控制厚度,该膜层还可起增透作用。目前采用非 1/4 波长双涂层,材料是氟化钽和硫化锌。镀膜后反射率在 0.5% 以下。将此晶体暴露在大气中,其表面潮解情况较不涂膜有显著改进。

(四) 实验装置和结果

器件装置如图 5 所示。其主要参数如下:共振腔为凹平腔。凹面镜曲率半径为 90 厘米。两镜对 1.06 微米反射率 >99%,平镜对 0.53 微米透过率为 94%。共振腔片间距 41 厘米。聚光器为内壁涂银的双椭圆腔。长半轴 $2a=32$ 毫米,偏心率 $e=0.5$ 。Nd³⁺:YAG 晶体为 $\phi 45 \times 53$ 毫米,引上法生长。棒中心与凹镜相距 13 厘米。光泵条件为 $\phi 7 \times 70$ 毫米氙灯两支,分别位于双椭圆的二个焦点。灯功率 2500 瓦/支。

LiIO₃ 晶体厚 18 毫米,光轴与激光束夹角 30°。

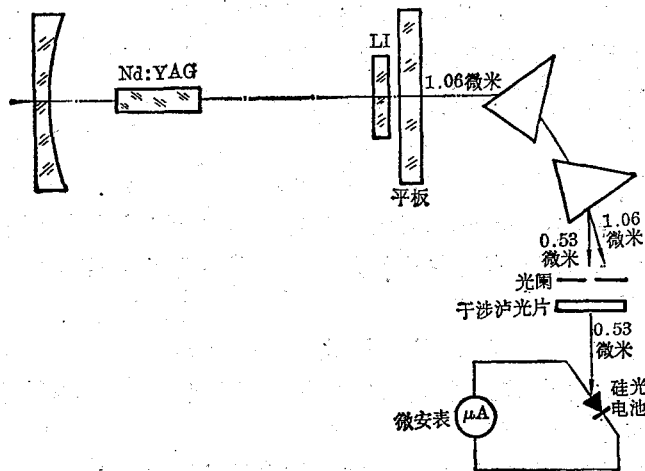


图 5 器件及测量装置示意图

共振腔参量选择的依据已如前所述。YAG 棒的热透镜焦距是用扩展的 He-Ne 激光束通过受到光泵的激光棒后,按其最小光斑位置测定的。双灯 5000 瓦泵浦时,热焦距约 70 厘米。该热透镜与曲率半径 90 厘米的凹面镜合成,等效于曲率半径 $R'_1=52$ 厘米的凹镜。共振腔距离 41 厘米时,TEM₀₀ 最小光斑约 0.2 毫米。LiIO₃ 晶体应尽量靠近平镜,以工作于最小光斑位置。

为使光泵均匀,以利于 TEM₀₀ 模输出,我们采用双椭圆聚光器。曾用 He-Ne 激光束观察单椭圆和双椭圆中 YAG 棒的动态干涉条纹。图象如图 6 所示。单椭圆的干涉条纹类似于偏心透镜,其中心不在激光器的轴线上,而双椭圆的干涉条纹则是对称的。移动激光棒的位置,可以使单椭圆条纹接近对称,但激光输出显著降低。

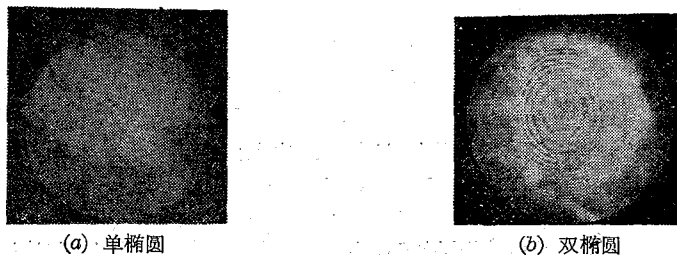


图 6 单椭圆和双椭圆聚光器中 YAG 的动态干涉条纹

实验中，我们用3~18毫米各种厚度进行过比较，结果表明，如果晶体光学质量大致相同，厚晶体效率较高，但晶体越厚，由于双折射引起的“走离现象”^[12]，图象从椭圆形变成长条，并出现节线。

1.06微米基波功率用炭斗和光点检流计量度，0.53微米谐波功率用硅光电池和微安表量度，光电池用标准He-Ne激光器定标后，再根据其光谱特性曲线进行换算，谐波实验中，虽然输出镜对1.06微米全反，但不可避免的有数十毫瓦基波逸出，因此在测量基波功率时，用双棱镜分光，并在光电池前放0.53微米干涉滤色片，以避免基波进入。

利用18毫米厚的LiIO₃晶体，氩灯电功率为2500瓦/支时，测得0.53微米谐波功率为100毫瓦。同一实验中，将1.06微米高反射率的平面镜用透射率 $T=5\%$ （1.06微米透射率）平面镜取代时，测得1.06微米输出功率为10瓦。按资料[2]内腔倍频效率定义为腔内产生的谐波功率与可得到的最大基波功率之比。我们实验中考虑到谐波是向二个方向发射（其一大部为YAG吸收）而输出镜对谐波透射率为94%，因此转换效率为2.1%。事实上，可得到的谐波只是100毫瓦，因此，倍频效率只能算作1%。

实验中，曾经改变共振腔长度，考察1.06微米和0.53微米功率输出情况。接近稳定极限时，基波功率显著下降，直到停止振荡。而0.53微米功率则在腔长为41厘米时达到最大。改变腔长时，观察到倍频晶体中绿光斑点随腔长增加而变小。腔长越长，斑点越小。某一腔长对谐波输出功率最大可能是基波功率、斑点大小以及发散角等各种因素综合所致。

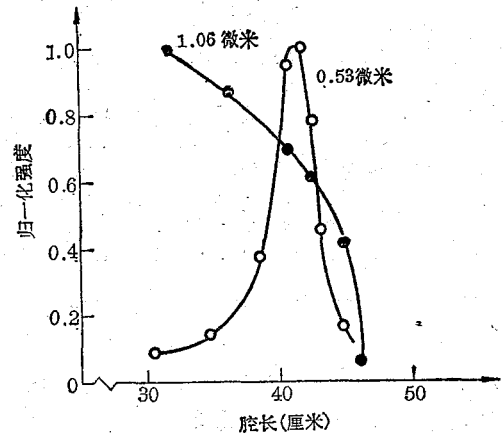


图7 基波与谐波归一化强度随共振腔长度变化的实验曲线

(五) 存在问题

本文所报导的0.53微米输出100毫瓦的固体连续激光器，具有一定实际价值。但作为应用性器件，尚有一系列问题需要解决。

(一)倍频效率：国外同类器件报导不多，[13]报导利用厚3.4毫米Ba₂NaNb₅O₁₅晶体，产生1.1瓦绿光，效率为100%。实际上可得到的绿光仅为0.54瓦，因此实际效率只能算49%。[14]报导利用厚1.65和3.8毫米LiIO₃晶体，得到0.1瓦绿光，效率为9%。这些器件有一共同特点，都是在低光泵水平（1500瓦左右碘钨灯），基波是低功率的TEM₀₀模。我们的器件倍频效率较低，其主要原因可能是热效应引起TEM₀₀成分变小，激光束以多模输出，因此发散度过大。

(二)稳定性：激光器的大多数应用需要输出稳定，我们对器件输出强度的起伏所进行的观察表明，器件的噪声是严重的，有时竟可高达连续输出的几倍，噪声的频率范围从几赫到几百千赫。已有一些作者^[15~18]对1.06微米噪声原因进行了分析，大致是：泵浦灯的输出起伏，YAG棒冷却液变化引起的棒折射率调制，光学元件机械振动引起的弛豫振荡等，而基波的噪声又在谐波中得到了放大，因此谐波噪声较基波更为严重。我们初步采取了一些措施：将硬塑

料管换成软橡皮管,改进 YAG 棒支座的结构以减少冷却水流冲击引起的振动,以及采取一定防震措施等之后噪声有一定程度的减少。

参 考 资 料

- [1] 本室镀膜小组工作报告(将发表)。
- [2] R. G. Smith, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-6**, pp. 215~223 (1970)。
- [3] W. F. Hagen *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **40**, pp. 219~224 (1969)。
- [4] G. Nath *et al.*, *Appl. Phys. Letters*, **14**, pp. 154~156 (1969)。
- [5] H. Kogelnik *et al.*, *Appl. Optics*, **5**, pp. 1550~1567 (1966)。
- [6] H. Kogelnik, *B. S. T. J.*, **44**, pp. 455~494 (1965)。
- [7] J. E. Geusic *et al.*, *Appl. Phys. Letters*, **11**, pp. 269~271 (1967)。
- [8] G. D. Boyd *et al.*, *Appl. Phys. Letters*, **5**, pp. 234~236 (1964)。
- [9] J. G. Bergman *et al.*, *Appl. Letters*, **12**, pp. 92~94 (1968)。
- [10] 中国科学院物理研究所碘酸锂晶体研究小组,《物理》第一卷第一期,第 28~36 页 (1972)。
- [11] F. R. Nash *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **40**, pp. 5201~5206 (1969)。
- [12] G. D. Boya *et al.*, *Phys. Rev.*, **137A**, pp. 1305~1320 (1965)。
- [13] J. E. Geusic *et al.*, *Appl. Phys. Letters*, **12**, pp. 306~308 (1968)。
- [14] R. B. Chesler *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **41**, pp. 4125~4127 (1970)。
- [15] T. Kimura *et al.*, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-6**, pp. 764~769 (1970)。
- [16] J. F. Nester, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-6**, pp. 97~100 (1970)。
- [17] G. D. Baldwin *et al.*, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-7**, pp. 179~181 (1971)。
- [18] W. Koechner, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-8**, pp. 656~661 (1972)。

激 光 经 纬 仪

在码头施工中,打桩是工程的一个关键。长期来采用的是普通经纬仪在陆上指挥打桩船定位的方法。陆上摇旗呐喊,船员心中无数,完全处于被动局面。工人同志说:“它好象竹杆儿引瞎子,牵着跑。”用这种方法定位,时间长,精度低,夜间不能施工。

在党的十大精神鼓舞下,在深入批林批孔的高潮中,为了保证重点工程的建设,由交通部第三航务工程局、复旦大学和上海第三光学仪器厂组成了激光定位会战小组。在各级领导的亲切关怀和兄弟单位的热情支持下,我国自行设计改制的激光经纬仪诞生了!并在夜间采用激光定位法进行海上打桩初步获得成功,为在我国航务工程建设中推广激光新技术迈出了可喜的一步。

这台仪器是在国产苏光 JQJ₂ 经纬仪上装一只小尺寸大功率的特制激光管组成的。经过陆上控制点鉴定,1.6 公里的误差仅为 1.5 公分,质量达到设计要求,产品适用工程使用。工人老师说:“激光定位是新生物,是打桩工艺的一个革命。”与原来普通经纬仪相比,它能使打桩船由被动变为主动,加快打桩速度,提高定位精度,保证了海上夜间打桩的正常进行。

造船行业已经用它来代替原来落后的船台划线作业,效率提高几十倍。预计还可把它推广到高空、深井工程中去。

目前,会战小组的同志正在再接再厉,争取攻下电子接收靶,拿下白天应用关。