

## 宽频带掺钕硅玻璃调 Q 振荡器

何伟明

(哈尔滨工业大学激光教研室, 150006)

陈绍和 尤南昌 余文炎 邓锡铭

(中国科学院上海光机所 201800)

**提要:** 采用二片小峰筒并型共振反射器作为硅玻璃振荡器的耦合输出镜, 利用其反射调制包络特性, 实现了带宽 10.0nm 以上的激光输出, 实验研究了宽带输出特性。

**关键词:** 掺钕硅玻璃, 共振反射器

## Wide-band Nd: silicate glass Q-switched oscillator

He Weiming

(Harbin Institute of Technology, Harbin)

Chen Shaohu, You Nanchang, Yu Wenyan, Deng Ximing

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

**Abstract:** Two resonant reflectors (peak degenerate type) is used as the output coupling mirror of Nd: glass oscillator. For suitable reflection spectral envelope, a laser bandwidth of over 10nm is obtained. The properties of the wide-band laser is analysed experimentally.

**Key words:** Nd: silicate glass, resonant reflector

### 一、引 言

由于宽频带激光在高功率激光系统中传输能消除 Fresnel 衍射<sup>[1]</sup>, 从而能抑制小尺度自聚焦, 提高激光系统的负载功率, 因此近几年来, 已被人们所重视<sup>[2~6]</sup>。本文提出用共振反射器<sup>[7]</sup>来加宽频带。共振反射器承受光强大, 无横模干涉, 改变空气隙厚度就可实现调制包络的调谐, 其包络周期可调节到较大值。与之相比, 用 F-P 标准具却难以实现, 而且 F-P 标准具是通过改变倾斜角来实现选频, 因而插入损耗较大。

### 二、共振反射器调制特性

讨论二片共振反射器。设  $L_1$ 、 $L_3$  为腔长厚度,  $L_2$  为腔片间空气隙厚度, 若  $L_1 = L_3$ , 且腔片均由折射率为  $n$  的同种材料制成, 则此共振反射器称为简并型共振反射器。如其  $nL_1 = nL_3 < L_2$ , 则又称为小峰筒并型共振反射器。如其  $nL_1 = nL_3 > L_2$ , 则称为包络简并型共振反射器。文献[7, 8]对共振反射器调制特性作了详细论述, 指出简并型共振反射器具有规则的反射率调

制包络形状。图 1(a)、(b) 分别为二片包络筒并型和小峰筒并型共振反射器的反射率随频率的调制曲线, 包络筒并型的包络调制度较大, 其包络谷值几乎为 0, 此类共振反射器不适于加宽频带。我们选用小峰筒并型共振反射器作为振荡器耦合输出镜。

图 1(b) 的调制小峰的包络线可用下式拟合:

$$R(\nu) = 1 + \Delta - \frac{1}{1 + \frac{1}{2} F - \frac{1}{2} F \cos \frac{2\pi(\nu - \nu_1)}{\Delta\nu}} \quad (1)$$

式中  $\Delta$  为包络线的谷值反射率,  $F$  为包络线谷的锐角参数,  $\Delta\nu = C/2L_2$  为调制包络的周期,  $\nu_1$  为某包络谷值频率。调制包络的调制度随腔片折射率  $n$  的提高而变小, 表 1 列出了几种腔片折射率下的调制包络峰值与谷值, 从而对给定的  $n$ , 可以确定(1)中参数  $\Delta$ 、 $F$  的值, 如  $n=1.5$ , 则  $\Delta \approx 0.15$ ,  $F = 0.43$ 。

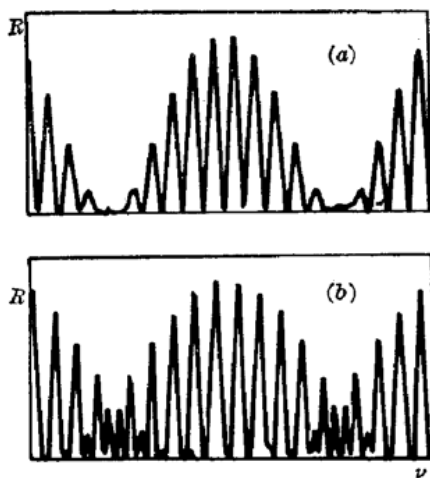


图 1 两种筒并类型的共振反射器的反射调制曲线  
(a) 包络筒并型; (b) 小峰筒并型

表 1 调制包络峰值与谷值随  $n$  的变化情况

$n$	$R_{max}$	$R_{min}$
1.5	45%	15%
1.79	67%	27%
1.82	69%	28%
2.24	85%	44.6%

### 三、加宽理论分析

铈玻璃的谱线加宽是比较复杂的, 一般文献把它看作非均匀加宽<sup>[9,10]</sup>, 其线型函数为

$$L(\nu) = \exp[-4 \ln 2 (\nu - \nu_0)^2 / \Delta\nu_D^2]$$

其中  $\Delta\nu_D$  为半高全宽,  $\nu_0$  为荧光中心频率。腔内小信号单程增益为

$$G_0(\nu) = \exp[g_0 l L(\nu)] \quad (2)$$

$g_0$  为中心频率增益系数,  $l$  为放大介质的长度。设  $T_A$  为腔内除反射镜外的其它所有元件的透过率, 则光信号在腔内的单程放大倍率为

$$G(\nu) = \exp \left\{ g_0 \exp \left[ -4 \ln 2 \cdot \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2} \right] \right\} \left\{ 1 + \Delta - \frac{1}{1 + \frac{1}{2} F - \frac{1}{2} F \cos \frac{2\pi(\nu - \nu_1)}{\Delta\nu}} \right\}^{1/2} \cdot T_A \quad (3)$$

式中已假定全反镜的反射率为 1。选择恰当的包络周期, 将包络谷值调至与增益中心频率重合, 这样由于共振反射器对边频的反射率较高, 从而起到抑制中心波长光子数的增长, 提高旁带的粒子数增长, 使较宽的频带范围内的光子达到阈值并起振, 获得宽带输出。光谱加宽的最

大加宽条件为<sup>[9,10]</sup>: 1.  $\nu_1 = \nu_0$  和 2.  $\left. \frac{d^2G(\nu)}{d\nu^2} \right|_{\nu=\nu_0} = 0$ 。条件 1 表示调制包络谷值与增益中心重合, 由于调制包络由空气隙决定<sup>[7,8]</sup>, 根据 F-P 标准具理论, 由条件 1 可得的空气隙为

$$L_2 = \frac{1}{2} m \lambda_0 \quad (4)$$

式中  $m$  为正整数。在条件 1 满足的前提下, 条件 2 表示在增益中心频率处,  $G(\nu)$  函数最为平坦。由条件 2 可求得

$$L_2 = \frac{\lambda_0^2}{\pi \Delta \lambda_D} \sqrt{\frac{2 \ln 2 \cdot g_0 l \cdot \Delta}{F}} \quad (5)$$

若共振反射器腔片  $n=1.5$ , 取  $g_0 l = 2$ ,  $\Delta \lambda_D = 26.0 \text{ nm}$ , 则由(5)式算得  $L_2 \approx 12 \mu\text{m}$ , (4)式中  $m$  值由(5)式求得的  $L_2$  值决定, 通常(5)式得到的  $L_2$  不是一定满足(4)式, 但在  $L_2 \gg \lambda_0/4$  时,  $L_2$  的微小变化对包络周期的影响较小, 仍能保证  $G(\nu)$  在  $\nu = \nu_0$  处足够平坦, 从而由(5)式决定的  $L_2$  应作微量修正以满足(4)式, 实验中由(5)式确定的空气隙厚度可以通过粘在共振反射器腔片上的压电陶瓷作精密细调, 以满足条件 1。

在满足最大加宽条件下, 假定噪声光信号经  $N$  次来回振荡后开始输出激光, 其频宽为  $\Delta \nu_n$ , 若初始光信号频宽  $\Delta \nu_0 \approx \Delta \nu_D$ , 而  $\Delta \nu_n < \Delta \nu_0$ , 文献[9]给出了  $\Delta \nu_n$  的表达式:

$$\Delta \nu_n = 2 \left[ (2N/4! \cdot \ln 2) \left| \frac{d^4 G(\nu)}{d\nu^4} \right|_{\nu=\nu_0} \right]^{-1/4} \quad (6)$$

通过计算, 并利用(5)式, 得到

$$\Delta \nu_n = \Delta \nu_D \left\{ N \ln 2 \cdot \Delta^{1/2} \cdot T_A \cdot e^{g_0 l} \left[ \left( 2 + 4\Delta + \frac{4}{3F} \Delta \right) g_0^2 l^2 - g_0 l \right] \right\}^{-1/4} \quad (7)$$

1. 对主动调 Q, 在脉冲建立时间  $t_D$  内, 小信号增益系数为<sup>[11]</sup>

$$g(\nu) = \frac{\Delta n_0 \lambda^2 \cdot l}{8\pi n^2 t_{\text{往返}}} L(\nu) \quad (8)$$

在  $t = t_D$ , 一般腔内光子数密度增长约  $10^{10}$  倍, 设在  $t_D$  时间内, 光信号来回振荡了  $N$  次, 对中心频率, 有:

$$\begin{aligned} G^{2N}(\nu_0) &= (e^{g_0 l} \cdot \Delta^{1/2} \cdot T_A)^{2N} = 10^{10} \\ N &= 5 \ln 10 / [g_0 l + \ln(\Delta^{1/2} \cdot T_A)] \end{aligned} \quad (9)$$

将(9)代入(7)式, 得:

$$\Delta \nu_n = \Delta \nu_D \left\{ 5 \ln 2 \cdot \ln 10 \cdot \Delta^{1/2} \cdot T_A \frac{e^{g_0 l} \cdot g_0 l \left[ \left( 2 + 4\Delta + \frac{4}{3F} \Delta \right) g_0 l - 1 \right]}{g_0 l + \ln(\Delta^{1/2} \cdot T_A)} \right\}^{-1/4} \quad (7')$$

从上式可以看到  $g_0 l$  过大反而会导致谱线的压窄, 由于  $g_0 \propto \Delta n_0 \cdot l$ , 因此必须选择合适的激光介质长度  $l$  及泵浦能量。

2. 设  $L_{2\text{max}}$  为实际最大加宽下的空气隙厚度, 那么: (1) 当  $L_2 < L_{2\text{max}}$  时,  $G''(\nu)|_{\nu=\nu_0} < 0$ ,  $G(\nu)$  在  $\nu_0$  处是上凸的, 经多次振荡, 粒子数发生竞争, 使得  $\nu_0$  附近的光子占优势, 最终谱线被压窄。

(2) 当  $L_2 > L_{2\text{max}}$  时,  $G''(\nu)|_{\nu=\nu_0} > 0$ ,  $G(\nu)$  在  $\nu_0$  处是下凹的, 经多次振荡, 通过粒子数竞争, 会使边带强度增强, 中心变弱, 甚至可使中心波长处不出光, 谱带产生“分裂”。

3. 由于调整精度及稳定性等因素, 常常使  $\nu_1 \neq \nu_0$ , 输出谱线相对  $\nu_1$  (或相对  $L_2$ ) 的变化, 宽度会明显变窄, 输出中心波长也发生移动, 特别在  $L_2 > L_{2\text{max}}$  情况, 由于谱带分裂, 只要  $\nu_1$ 、

$\nu_0$  稍有偏差, 就会抑制两条分裂谱线中的一条, 从而大大压窄输出带宽。

#### 四、实验研究

图 2 为实验装置。采用 KD\*P 晶体调 Q。两块镀膜偏振片正交放置以补偿光路偏折并提高起偏度。采用双椭圆聚光腔。共振反射器腔片厚 10 mm, 平行度优于  $0.2''$ , 其折射率  $n \approx 1.5$ 。空气隙平行度采用海丁格干涉仪原理调整<sup>[12]</sup>。He-Ne 激光通过透镜 L 及光阑  $S_2$ , 经共振反射器反射, 在屏  $S_2$  上形成若干组干涉圆环, 将所有圆环中心调至重合, 平行度精度可达  $1''$  量级。采用图中光路, 不仅可以调整空气隙平行度, 而且可以对它进行实时监控。摄谱采用 1 米光栅摄谱仪, 光栅条纹密度 600 条/mm, 选用二级红外摄谱, 由于谱面光强不足以使普通胶卷感光, 将光谱成像在放置在谱面处的毛玻璃上, 后面用红外夜视仪观察和拍摄。

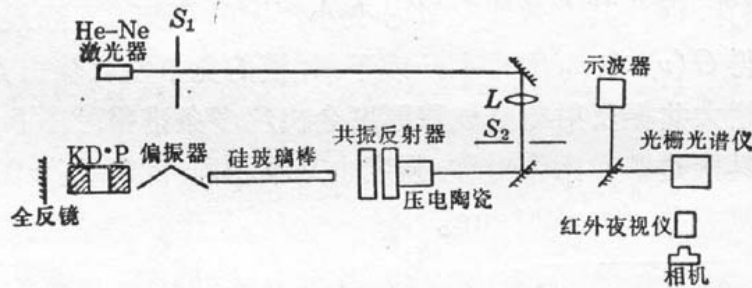


图 2 实验装置

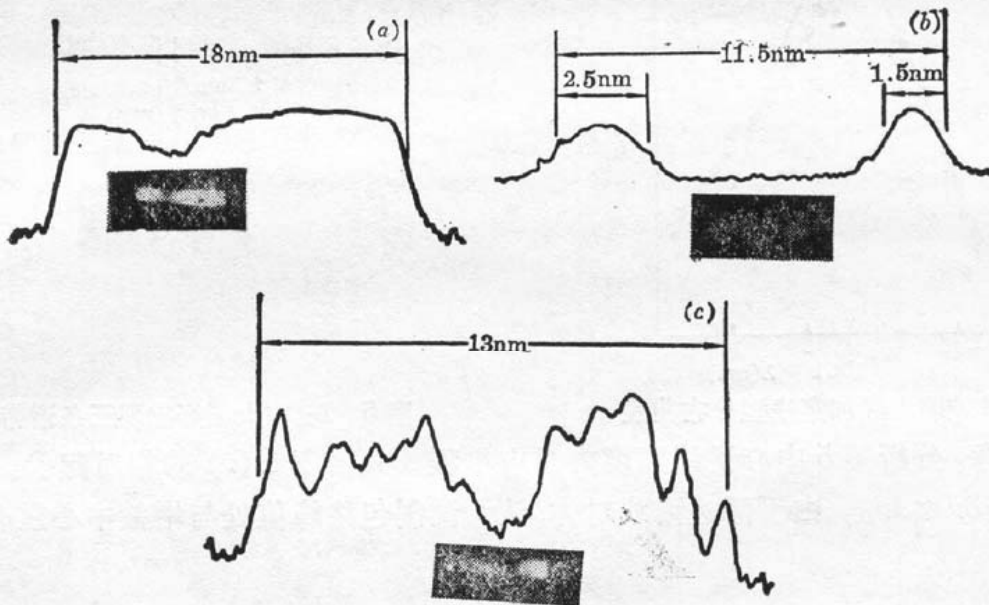


图 3 加宽光谱及其黑度分布

实验采用两片共振反射器, 图 3 为摄得的硅玻璃加宽光谱, 最大加宽时的共振反射器空气隙厚度约为  $30 \mu\text{m}$ , 此值大于理论估算值。实验时空气隙厚度由压电陶瓷作精调, 通过改变其电压, 观察光谱以确定最佳工作点。实验发现硅玻璃光谱的加宽具有良好的对称性, 光谱中心较普通腔的激光中心波长稍向长波长方向移动(图 3(c))。为研究增益对输出光谱的影响, 我们曾选用两根不同长度的硅玻璃激光棒做实验, 一根有效长度为 180 mm, 泵浦能量密度约为  $100 \text{ J/cm}^2$ , 得到如图 3(a) 所示的光谱, 其光谱加宽十分明显, 最大谱宽约为 18.0 nm, 而采用

普通腔, 激光谱宽仅 5.0 nm 左右。另一根棒有效长度约 100 mm, 泵浦能量密度不变, 所得光谱如图 3(b), 由于增益偏低, 光谱加宽总宽度不如前者, 而且谱带明显分裂, 进而提高泵浦强度, 光谱仍无明显改善。可能是由于在增益比较小的情况下, 共振反射器反射包络调制度相对偏大, 以致不能使小信号放大倍率  $G(\nu)$  在中心附近足够平坦, 从而影响输出光谱质量, 据此曾采用三片共振反射器系统, 其包络谷值和峰值反射率分别为 42%、70%, 包络调制度小于二片共振反射器系统, 结果得到如图 3(c) 所示的光谱, 其质量有很大改进, 中心分裂区较小, 光谱宽度达 13.0 nm 左右。

$G(\nu)$  在  $\nu_0$  附近的平坦程度决定了输出光谱的质量, 影响其平坦度的因素有两个: 1. 实际谱线加宽线型函数并非高斯分布; 2. 实际空气隙厚度  $L_2$  不一定刚好是最佳厚度  $L_{2max}$ 。对于前者, 我们采用棱镜调谐振荡器, 通过测量各调谐点的激光阈值, 得到了如图 4 所示的加宽线型分布, 图中实线为半高全宽  $\Delta\lambda_D = 26.0$  nm 的高斯曲线, 可见实际加宽线型呈不对称分布, 其顶部偏窄, 底部偏宽, 因此其有效线宽  $\Delta\lambda_D$  变小, 从(5)可知, 实际最大加宽下的  $L_2$  应比理论值大。后一因素使得  $G(\nu)$  在  $\nu_0$  附近上凸或下凹, 模的竞争使得输出光谱被压窄或分裂。

在图 2 的系统中, 增大共振反射器空气隙厚度会出现多条谱带, 图 5 为  $L_2$  从小变大刚好出现三条谱带的光谱, 其两边谱带比较对称, 强度也基本相同, 此时  $L_2 \approx 0.2$  mm, 泵浦能量密度约为  $70 \text{ J/cm}^3$ , 硅玻璃棒为  $\phi 6 \times 100$  mm。

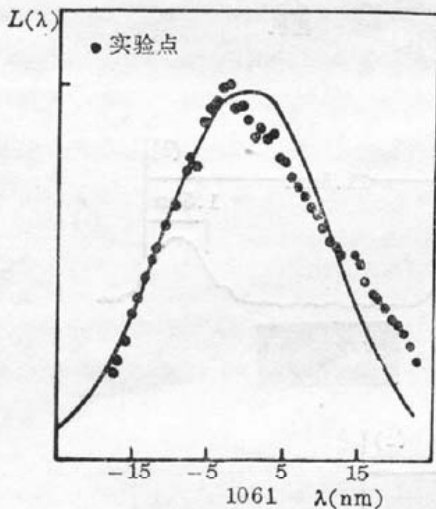


图 4 硅玻璃谱线加宽线型分布曲线

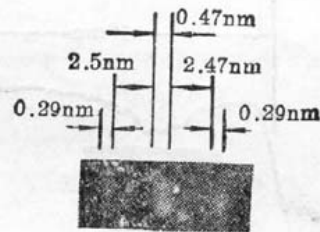


图 5  $L_2$  增大刚好出现三条谱带的光谱

“近模”竞争: 分析图 5 中心谱线宽度内对应单程放大倍率  $G(\nu)$  的相对起伏。设  $\delta\nu$  为中心谱线半宽度,  $\delta\nu \ll \Delta\nu_D$ 。由于两边谱线对称, 认为调制包络峰值处与增益中心重合, 从而可以得到

$$\frac{G(\nu_0)}{G(\nu_0 + \delta\nu)} = \left( 1 + 4 \ln 2 \cdot g_0 \cdot \frac{\delta\lambda^2}{\Delta\lambda_D^2} \right) \left\{ \left( 1 + \Delta - \frac{1}{1+F} \right) / \left( 1 + \Delta - \frac{1}{1 + \frac{1}{2}F + \frac{1}{2}F \cos \frac{2\pi\delta\lambda}{\Delta\lambda}} \right) \right\}^{1/2}$$

将  $\delta\lambda = 0.235$  nm、 $\Delta\lambda = 2.88$  nm、 $\Delta\lambda_D = 26.0$  nm 和  $g_0 = 2$  以及其它有关参数代入上式, 得

$$\Delta G(\nu) / G(\nu_0) \approx 1\%$$

可见对于“近模”,  $G(\nu)$  在  $\nu_0$  附近的相对起伏大于 1% 的模就会被抑制, 所以必须选择合适的  $L_2$ , 以保证  $G(\nu)$  在  $\nu_0$  附近的相对起伏量小于 1%, 避免谱带中心分裂。

“远模”竞争: 图 5 中谱线间隔基本等于共振反射器调制包络的周期, 因此,

$$\frac{G(\nu_0)}{G(\nu_0 + \Delta\theta)} \approx 1 + 4 \ln 2 \cdot g_0 \cdot \frac{\Delta\lambda^2}{\Delta\lambda_D^2}$$

取与上面相同的参数代入上式, 得

$$\Delta G(\nu)/G(\nu_0) \approx 6.8\%$$

可见对于“远模”,  $G(\nu)$  在  $\nu_0$  附近的相对起伏大于 6.8% 的模就会被抑制, 因此必须调整  $L_2$ , 以保证在谱带范围内中心频率和边频的  $G(\nu)$  的相对起伏小于 6.8%, 避免谱线出现断裂。

### 参 考 文 献

- 1 邓锡铭, [余文炎] *et al.*, 光学学报, **3** (2), 97 (1983)
- 2 N. K. Moncur, *Appl. Opt.*, **16**(6), 1449(1977)
- 3 陈时胜 *et al.*, 光学学报, **2**(2), 105 (1982)
- 4 KMS Quarterly Progress Report, April-June, 1981 (KMS F-U 1197), KMS Fusion Inc. Ann. Arbor, Mich.
- 5 G. P. Banfi *et al.*, *Opt. Comm.*, **44**(3), 192 (1983)
- 6 [余文炎] *et al.*, 中国激光, **11** (1), 23 (1984)
- 7 朱智敏, 陈绍和 *et al.*, 光学学报, **6**(1), 6 (1986)
- 8 何伟明, 陈绍和 *et al.*, 光学学报, **7**(11), 976 (1987)
- 9 D. Vonder Linde and K. F. Rojgers., *Opt. Comm.*, **8** (1), 91 (1973)
- 10 H. Graener and A. Laubereau, *Opt Comm.*, **37** (2), 138(1981)
- 11 A. 亚里夫著, 刘颂豪等译, 量子电子学, 上海科技出版社, 1983
- 12 何伟明, 陈绍和 *et al.*, 中国激光, **15**(9), 571 (1988)

## 重复率 GW 超短脉冲板状激光器在沪鉴定

中国科学院上海光机所研制的重复率 GW 超短脉冲板状激光器, 在中国科学院和国家教育委员会共同主持下, 于 1990 年 5 月 5 日在上海通过技术鉴定。

该系统由锁模振荡器、单脉冲选择器、板状放大器和倍频晶体等部分组成。其中, 板状放大器采用引上法生长的 Nd:YAG, 板条尺寸为  $6 \times 20 \times 94 \text{ mm}^3$ , 光在其内作“之”字形传输; 此系统输出单脉冲能量大于 200 mJ ( $1.064 \mu\text{m}$ ); 脉冲宽度为 30~200 ps; 放大器增益大于 27dB; 激光峰值功率为 4GW; 重复频率为 1、5、10 Hz;  $0.532 \mu\text{m}$  谐波输出转换效率大于 58%,  $0.355 \mu\text{m}$  转换效率大于 19%,  $0.266 \mu\text{m}$  转换效率大于 11%。已提前和超额完成了国家“七·五”攻关合同指标。

“之”字形 Nd:YAG 板状激光器具有峰值功率高、整机体积小、重量轻和功耗低等特点, 属国内领先, 并已达到 80 年代末国际先进水平。

(赵梅村)