

声光调 Q 连续泵浦 YAG 激光器

南京大学物理系晶体物理教研室

提 要

我们将熔石英和 F_2 玻璃制成的两种声光 Q 开关用于连续泵浦 YAG 激光器, 分别进行了声光调 Q 试验。获得了重复频率在 1~10 千周的激光脉冲输出。初步试验结果: 动静比可达 0.94:1; 平均功率输出达 7 瓦以上, 峰值功率输出在重复频率为 3 千周时达 4.5 千瓦。测量了重复频率对平均功率、峰值功率以及激光脉冲建立时间的影响。

为了选择适用的声光元件材料, 我们建立了声光性能指数、光弹系数以及超声衰减系数的测试技术。并对几种国产固体材料进行了测量。

引 言

声光调 Q 技术是 1969 年开始建立的^[1], 目前主要应用于连续激光器件, 也有用于小型脉冲器件的^[2]。与电光 Q 开关相比, 声光 Q 开关的优点是: 所需调制电压低; 消光比好; 声光元件插入损耗小; 激光损伤阈值高; 重复频率高; 脉冲-脉冲振幅稳定性好。缺点是开关时间慢, 一般脉冲宽度为几百毫微秒, 因此主要用于中等强度峰值功率(千瓦级)的高重复频率器件。与转镜 Q 开关相比, 因转镜位置的重复性不够好, 脉冲稳定性差, 重复频率也受到转镜角速度的限制。声光调 Q 激光器的重复频率可以做到每秒五万多^[3]。更高重复频率, 则采用以腔倒空方式运转的声光调 Q 器件, 重复率在 125 千周~几兆周范围内^[4]。

利用声光调 Q 的连续 YAG 器件, 可以获得平均功率和连续功率相近, 而峰值功率为千瓦级的高重复率脉冲激光输出, 扩大了 YAG 连续器件的应用范围。近年来已广泛用于电子工业的微型加工, 如薄膜电阻微调; 微型间隙电容加工; 绘制集成电路的掩模原图; 石英振子及单片滤波器的频率微调; 晶体管制造工艺中的划片以及微型元件的焊接等。此外在非线性光学中经常用这种高的峰值功率来提高倍频转换效率。

我们对声光调 Q YAG 激光器的试制做了一些试验工作, 并初步应用于石英振子的频率微调。

一、声光交互作用及调 Q 原理

当超声波传入固体或液体介质时, 在它前进的方向引起了折射率的周期变化, 形成一位相光栅, 间距等于声波波长, 光束通过时即产生衍射。

根据声波波长 Λ 、光波波长 λ 与声光交互作用距离 L 的不同, 可以区分为两种主要的衍射(图 1)。

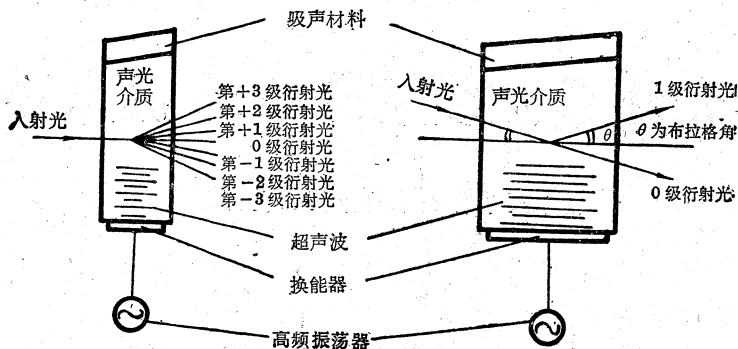


图 1(a) 喇曼-奈斯衍射
(当 $L \ll n\Delta_s^2/\lambda$ 时)

图 1(b) 布拉格衍射
(当 $L \gg n\Delta_s^2/\lambda$ 时)

(1) 喇曼-奈斯衍射——当入射光束垂直于声波传播方向(亦称正入射)时,可以产生若干对称的衍射级,如图 1(a)所示。理论计算得, N 次衍射光强 I_N 与入射光强 $I_{\lambda_{射}}$ 之比为^[5]:

$$I_N/I_{\lambda_{射}} = J_N^2(\Delta\phi) \quad (1)$$

式中, J_N 为 N 次贝塞尔函数,

$$\Delta\phi = \frac{2\pi \Delta n L}{\lambda} = \pi \sqrt{\frac{2}{\lambda^2} \frac{L}{H} M P_s} \quad (2)$$

式中 H ——声柱高度(即垂直纸面方向的尺寸)

L ——声柱宽度,即声光交互作用距离

M ——声光性能指数(或称品质因数)

P_s ——声功率

Δn ——超声引起的折射率变化幅度

而
$$M = \frac{n^6 p^2}{\rho v^3} \quad (3)$$

n 为折射率, p 为光弹系数, ρ 为介质密度, v 为介质中声速。当声功率较小,只出现一级衍射光时,近似有:

$$I_1/I_{\lambda_{射}} = J_1^2(\Delta\phi) \simeq \left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)^2 = \frac{\pi^2}{2\lambda^2} \frac{L}{H} M P_s \quad (4)$$

(2) 布拉格衍射——当入射光与声波传播方向倾斜一个角度 θ 且满足布拉格关系式 $2\Delta_s \sin\theta = \lambda$ 时,除 0 级衍射外,只有一束一级衍射光(图 1(b))。此衍射光相当于在声波阵面上的镜面反射光, $L \gg n\Delta_s^2/\lambda$ 的意义是入射光可以通过好几个同位相的波阵面,在相邻各面上的反射光位相相同,故而得到强度特别大的一级衍射光,理论计算^[6]得:

$$I_1 = I_{\lambda_{射}} \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \quad (5a)$$

$$I_0 = I_{\lambda_{射}} \cos^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right) \quad (5b)$$

$\Delta\phi$ 意义同上。从上式可以看出,当声功率足够大时,理论上可使入射光 100% 地偏转到第一衍射级($I_0=0$)。因此,仅利用一级衍射光作调制应用时,多数采用布拉格衍射的方式。

声光调 Q 就是利用声光交互作用在激光形成前使光束通过超声场产生衍射,亦即降低了激光器的 Q 值,如果声场足够强,衍射引起的损耗大于增益时,激光器就停止振荡,而反转粒子数密度由于光泵作用集居到很高的值,此时突然去掉声场,使损耗降低,也即 Q 值突然升高,

激光就开始振荡, 形成巨脉冲。为了克服一定的增益, 必须有相应的衍射损耗分数, 也就是需要有一定的声功率[见(4)、(5a)式]。为了尽量减少声功率及避免过大的声波衍射, 就要求声柱有一定宽度 L , 因此声光调 Q 也多采用布拉格衍射方式。

二、声光材料的选择——应用超声光衍射技术测量 几种固体的声光性能^[4]

声光性能指数 M 和超声衰减系数 α 是选择声光材料的主要依据, 此外还要考虑材料的透光率以及获得大块光学质量好的元件的难易, 因此作为调制元件的声光材料有熔石英、玻璃以及 PbMoO_4 晶体^[8]。为了选择合用的声光材料, 我们建立了测试声光性能的设备, 对国产的几种玻璃和 LiNbO_3 晶体进行了测试。

1. 声光性能指数及光弹系数的测定

利用喇曼-奈斯衍射并根据(4)式, 原则上如能测出声功率 P_s 和相对衍射光强 $I_1/I_{\text{入射}}$, 即可求出 M 值。但直接测量声光交互作用区的声功率是比较麻烦的^[9], 有人^[10]采用了比较的方法, 即将熔石英作为标准试样与被测试样粘结在一起(图2), 试样及熔石英尺寸是 $20 \times 20 \times 40$

毫米, 通光及传声两对面平行并抛光。脉冲超声波从换能器先进入熔石英, 经过光束时, 产生第一个衍射光脉冲 I_1 (一级衍射光), 当声脉冲到达试样与熔石英交界面时, 一部分反射回来, 再通过光束产生第二个衍射光脉冲 I_2 。另一部分透入试样, 再从自由端反射回到熔石英时, 又产生第三个光脉冲 I_3 。再移动样品台, 使光束通过被测试样, 接收到的第一个光脉冲 I_4 是从熔石英首次穿过界面而来的声脉冲产生的。第二个光脉冲 I_5 则是从自由端反射回来的声脉冲产生的。图3(a)和(b)是为了验证仪器可靠性, 将两块相同的 F_3 玻璃粘在一起得到的该类照片。

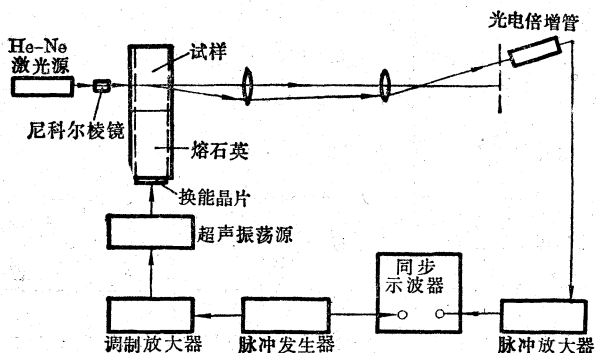
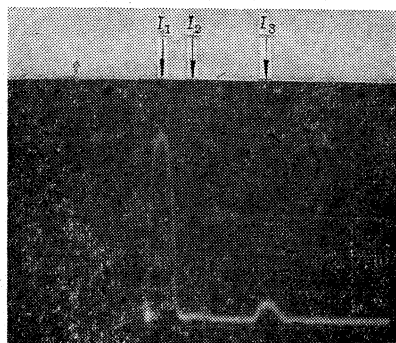
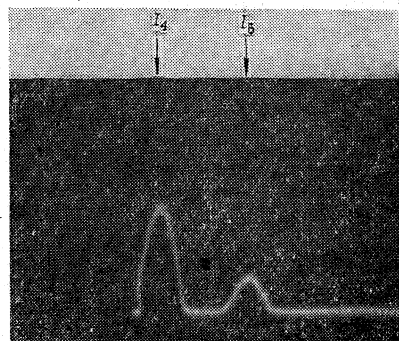


图2 声光性能测试实验装置示意图



(a) 光束通过第一块试样(与换能晶片相联)的一级衍射光脉冲



(b) 光束通过第二块试样的一级衍射光脉冲

图3 两块 F_3 试样的声光性能指数的比较试验, 频率 = 60 兆周

经过简单计算表明,声衰减系数及粘结面反射系数的影响在下面表式中可以完全消除:

$$\sqrt{\frac{I_4 I_5}{I_1 I_3}} = \frac{M_{\text{试样}}}{M_{\text{石英}}} \quad (6)$$

熔石英 M 值为已知,试样的 M 值即可从光脉冲峰高代入上式求得。再用(3)式可求出光弹系数 p 。我们基本上采用此方法,所不同的是资料[10]中用布拉格衍射光强进行比较,而我们采用正入射的喇曼-奈斯衍射方式,比较一级衍射光强。

实验装置见图2,换能器是 α 切割石英晶片,基频有10兆周及20兆周两种,测量主要用10兆周的5倍频(50兆周)进行。熔石英表面镀铝,使晶体紧贴石英一面可以接地。晶体与熔石英面的粘结剂是用真空活塞油,而样品与熔石英的粘结是用水杨酸苯脂,粘结层一定要均匀。光脉冲用光电倍增管接收,经放大后用示波器显示。测量结果见表I,误差 $<10\%$ 。

表 I

玻璃 型号	n 折射率	ρ (克/厘米 ³)	$v(\times 10^5)$ (厘米/秒)	光的偏 振方向	M_2 ($\times 10^{-18}$ 秒 ³ /克)	p			α (分贝/厘米) (50兆周)
						p_{11}	p_{12}	p_{13}	
ZF ₂	1.673	4.09	3.8	⊥	4.2		0.21		0.93
				∥	3.6	0.19			
F ₃	1.616	3.6	4.0	⊥	4.0		0.23		0.62
				∥	3.2	0.20			
QF ₁	1.548	2.73	5.2	⊥	1.9		0.23		0.65
				∥	0.90	0.16			
BAK ₇	1.569	3.12	5.1	⊥	1.8		0.22		0.41
				∥	0.90	0.16			
K ₉	1.516	2.52	5.4	⊥	1.7		0.24		0.76
				∥	0.85	0.17			
LiNbO ₃	2.20	4.64	7.4	⊥	0.49			0.091*	
标准试样 熔石英**	1.457	2.20	5.96	⊥	1.56	0.12			
				∥	0.31		0.27		

* [11]报导 $P_{13}=0.092$

** 见[11][12]

偏振方向 ∥ 或 ⊥ 分别表示光的偏振方向平行或垂直于声波矢量。

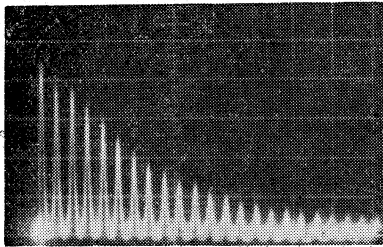
2. 超声衰减系数的测量

超声衰减系数的定义是声波通过单位长度距离后,声振幅 A 的对数减缩量:

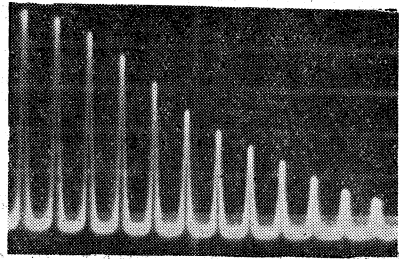
$$\alpha = \frac{1}{x_2 - x_1} \log \frac{A(x_1)}{A(x_2)} \quad \text{奈培/厘米} \quad (7)$$

测量方法是脉冲回波法,超声脉冲的产生与前面一样,只是去掉熔石英,声脉冲在一块样品的上下端面来回反射,若能测量相邻两次声脉冲振幅和样品的长度即可求出 α 。声脉冲回波的检测,经常用的是压电检测法。对透明材料也可用光检测^[13],方法与上节相同。因光脉冲强度正比于声强,也即与声振幅平方成正比,故光脉冲强度的对数减缩量是声振幅的对数减缩量的两倍。本文主要用光检测法测量50兆周时的 α 值。为了验证光检测法的可靠性,用压电法进

行了校验。图 4(a) 和 (b) 示出 F_3 玻璃在 10 兆周时用两种检测法获得的脉冲回波列, 分别计算得 α 值, 符合较好。



a) 声光检测获得的脉冲回波列



b) 压电检测获得的脉冲回波列

图 4 F_3 试样的超声回波列(频率=10 兆周, 扫描速度 25 微秒/厘米)

声速 v 的测量是用多个反射脉冲所经过的时间(用示波器的时标进行测量)及走过的总路程求得。最后从(3)式计算出的光弹系数也列于表 I。

从我们测量的几种材料来看, ZF_2 和 F_3 两种玻璃的 M 值较大, 可以选作声光材料。由于声光元件的插入损耗也是一个重要的参数, 我们用光谱仪测量了几种材料对 1.06μ 波长的透过率, 熔石英最好, ZF_6 和 F_3 次之, ZF_2 更次之。 ZF_6 的 M 值未进行测量, 但从密度、折射率以及衍射光强可知 M 值更大, 如用玻璃材料, 可以优先选用。到目前为止我们仅用熔石英及 F_3 玻璃进行了声光调 Q 试验。

三、声光调 Q 器件的制作

1. 声光元件的制备

(1) 声光介质的加工

我们采用熔石英和重火石玻璃 F_3 作为声光介质。熔石英块加工成 $50 \times 30 \times 10$ 毫米³ 及 $50 \times 30 \times 6$ 毫米³ 的块, 连接换能器的平面 (50×6 毫米²) 与通光的端面夹角磨成 89.86° , 这样使光束垂直入射时与声波波阵面夹角正好满足布拉格关系(当超声频率为 40 兆周时)。这三个面经过抛光, 平整度为 $\lambda/5$, 两端面平行度小于 $20''$ 。此声光介质的制备是参考[3]设计的, 底面磨成沿宽度方向为 30° 、沿长度方向为 3° 的复合角, 并且在底面涂吸声橡胶, 使声波反射减至最小。

F_3 玻璃加工成 $40 \times 20 \times 6$ 毫米³ 的长方块, 亦将底面磨成 30° 、 3° 的复合角, 并涂以吸声橡胶。 F_3 玻璃的声光性能指数 M 值比熔石英大, 因此它有比熔石英高得多的衍射强度, 其缺点是超声吸收系数比熔石英大得多, 而对 1.06 微米的透光率亦要差些。

将声光介质磨成布拉格角是有益的, 从图 5 可以明显看到在未磨布拉格角的声光介质中, 如要得到布拉格衍射, 必须使声光介质通光面对光路倾斜一布拉格角, 由于光不是垂直入射在声光介质面上, 因而端面反射大大增加, 造成大的插入损耗。磨成布拉格角的声光介质, 通光面和光路垂直, 端面反射最小, 插入损耗小, 有利

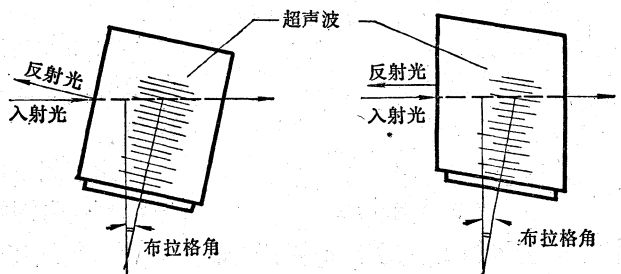


图 5

的插入损耗。磨成布拉格角的声光介质, 通光面和光路垂直, 端面反射最小, 插入损耗小, 有利

于激光功率的输出。

(2) 换能器和声光介质的粘结

声光介质加工好后,需要粘结上石英晶片(或 LiNbO_3 晶片)换能器,以便石英晶片在高频电场作用下产生的超声波能传到声光介质中去,我们使用的石英晶片为 $50 \times 5 \times 0.07$ 毫米³。为使换能器产生的声功率尽可能多地传进声光介质,必须在换能器和声光介质中间引入低的声损耗的粘结层。根据声波在三层媒质中传播的情况,其透射系数为:

$$\alpha = \frac{4R_1/R_3}{(1+R_1/R_3)^2 \cos^2 k_2 d + (R_1/R_2 + R_2/R_3)^2 \sin^2 k_2 d} \quad (8)$$

式中 $R_1 = \rho_1 v_1$, $R_2 = \rho_2 v_2$, $R_3 = \rho_3 v_3$ 。 ρ_1 、 ρ_2 、 ρ_3 和 v_1 、 v_2 、 v_3 分别为三种媒质的密度和声速; $k_2 d = \omega d / v_2$, d 为第二层媒质的厚度, ω 为角频率。对于我们工作的情况,第一层声媒质为石英晶片;第二层为粘结层;第三层为熔石英块。所以有 $R_1 = R_3$, 若 $k_2 d \ll 1$, 即 $d \ll \lambda_s$, 则有 $\sin k_2 d = 0$, $\cos k_2 d = 1$, 得到 $\alpha = 1$, 即是当粘结层远比声波波长小时,透射系数近似为 1, 声功率将近全部传进第三介质(熔石英块)。当然在 $k_2 d = n\pi$ 时, $\alpha = 1$ 亦能满足,但是这时层厚的控制在加工上将是困难的。

在我们的工作中,曾用钢作过粘结剂,首先在声光介质表面蒸镀上铬金电极,再蒸镀一层金属钢,然后将镀好铬金电极的换能晶片放在钢面上,在真空中加热加压,使换能器和声光介质均匀粘结。钢层厚度约为 1 微米,可以得到满意的声耦合效果。为了在实验室工作中的方便,我们通常使用高真空活塞油粘结。我们改变油层的厚度,用 He-Ne 激光作了衍射强度的比较,得到的结论和理论相一致,粘结层越薄,衍射光越强,即输入声光介质的声功率越大。

(3) 检测声光介质中声场情况

声光介质与换能器粘结后,在介质磨成复合角的一面涂上吸声材料铅橡胶,以使底面对声波反射减至最小。此后即可用 He-Ne 激光检测声光介质中的声场情况。用 He-Ne 激光沿长方向(50 毫米)从声光元件端面垂直入射,在顶面换能器上输入脉冲调制的高频信号,脉冲宽度 90 微秒,重复频率 10 千周,被调制高频信号为 40 兆周,用光电倍增管接收一级衍射光,经放大后在示波器上显示出和调制脉冲相似的波形,如图 6 所示。没有波形的迭加和畸变,说明在声光介质中声波处于行波状态。



图 6 第一级衍射光脉冲波形

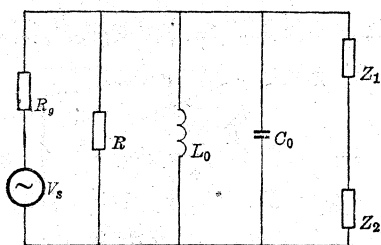


图 7 等效电路

2. 电声功率的转换

(1) 换能器的探讨

我们所用的声功率源即高频信号源是采用近 300 伏的负脉冲去控制大功率管的高频振荡电路,全由电子管组成。

为了能使电功率全部加到换能器上,则要求换能器阻抗和信号源输出阻抗相匹配,因此首先要对换能器阻抗作一初步讨论。对于 x -切割的石英晶片,当换能器共振时,其等效电路如图 7 所示^[14]。图中 $Z_1 = S\rho_1 v_1 / r^2$, $C_0 = \epsilon S / 4\pi x_0$, $Z_2 = S\rho_2 v_2 / r^2$, $r = 2e_{11} S / x_0$, R 是外电阻, R_s 为信号源内阻, L_0 是外电感。而 ρ_1 、 v_1 和 ρ_2 、 v_2 是媒质 1 和媒质 2(即换能器两面的媒质)的密度和声速,

S 为换能器面积, ω_0 是换能器的厚度, ε 是“零场”弹性模量, e_{11} 是压电常数, C_0 是换能器的静电容。

对于我们工作的情况, 换能器工作在空气和固体之间, 由于空气的 $\rho_1 v_1$ 远小于固体的 $\rho_2 v_2$, 所以

$$Z = Z_2 = S \rho_2 v_2 / r^2 \quad (9)$$

我们用的换能器为 $50 \times 5 \times 0.07$ 毫米³ 石英晶片, 声光介质是熔石英时, 由上式我们得到

$$Z = 2.4 \text{ 千欧}$$

$$C_0 = 140 \text{ 微微法}$$

其中用了 $e_{11} = 5.01 \times 10^4$ 静电库仑/厘米², $\varepsilon = 4.58$ 静电单位, $S = 2.5$ 厘米², $\rho = 2.2$ 克/厘米³, $v = 5.97 \times 10^5$ 厘米/秒, $f_0 = 40$ 兆周(即 $\omega_0 = 0.07$ 毫米)。

由于 C_0 在高频时阻抗远比 Z 小, 所以要外加电感 L_0 , 使它们在 ω_0 处共振, 通过计算 $L_0 = 0.1$ 微亨, 我们在换能器上并联电感 L_0 , 使它和 C_0 及杂散电容共振, 以抵消 C_0 在高频时的旁路作用。为了使声光元件阻抗和信号源匹配, 我们经过多次实验发现在换能器上串接 0.1 微亨的电感能得到较大的功率输出。

石英换能器的机电耦合系数 $K^2 = 0.01$, 而 LiNbO_3 的机电耦合系数 $K^2 = 0.25$, 很明显, 电功率到声功率的转换, LiNbO_3 要比石英有利得多。我们曾用基频为 10 兆周、 Z 切割的 LiNbO_3 晶片粘结到熔石英上, 加上高频信号, 使晶片共振在三次倍频即 30 兆周, 用 He-Ne 激光观察在熔石英中的衍射效应, 完全达到基频为 40 兆周的石英晶片换能器的衍射强度。如果能有基频为 40 兆周的 LiNbO_3 晶片, 电声转换的优越性一定很明显。但是由于加工条件的限制, 尚未得到基频为 40 兆周的 LiNbO_3 晶片, 所以我们工作中仍用石英晶片。

(2) 驱动电功率

有人^[8]对驱动电功率作了讨论。测量了声光元件熔石英对 1.06 微米的布拉格衍射分数。对 X -偏振光得到每瓦电功率产生单程衍射分数为 5% , 对 Z -偏振光(Z 为声波传播方向)是 1% /瓦。因而对具有往复增益 20% 的非偏振激光, 必需要有 10 瓦的电功率才能关掉。他们所用的晶片是 $50 \times 3 \times 0.07$ 毫米³。我们所用晶片宽度 L 也是 50 毫米, 但高度 H 是 5 毫米, 若要有相同的衍射分数, 按公式(2)和(5a)电功率要增加到 16 瓦, 我们的负载阻抗按(9)式计算得 2.4 千欧, 本实验所用 40 兆周高频功率源输出电压在 150 伏以内, 因而最大输出电功率约为 9 瓦, 只能关掉往复增益 12% 的非偏振激光。

但是, 对于重火石玻璃 F_3 , 由于其声光性能指数 M_{\perp} 为 4.0 (“ \perp ”脚符表示光偏振方向垂直于声振动方向时的 M 值), 大于熔石英的 M_{\perp} 值 1.56 , 而 F_3 玻璃的 $M_{\parallel} = 3.2$ (“ \parallel ”脚符表示光偏振方向平行于声振动方向时的 M 值), 远大于熔石英的 M_{\parallel} 值 0.31 (见表 I), 因此在相同尺寸的情况下, 达到相同衍射分数所需电功率要比熔石英小 10 倍。但由于声耦合比熔石英差, 超声吸收系数比熔石英大, 实际上要比 10 倍小, 但对于目前输出 9 瓦的情况, 对往复增益 20% 的非偏振光足以关掉。

四、连续 YAG 激光器

本实验中所用的 YAG 连续激光器件, 由掺钕 YAG 晶体、泵浦光源、聚光腔、反射镜、电源和冷却系统组成。

YAG:Nd³⁺ 晶体由我们教研室与南京玻璃厂联合试制小组控制, YAG:Nd³⁺ 激光棒为 $\phi 5.4 \times 70$ 毫米, 由重铬酸钾水溶液冷却; 泵浦光源为 $\phi 7 \times 70$ 毫米的氩灯, 最大功率约为 4000 瓦, 通水冷却; 全反射镜是凹面镜, 曲率半径为 1000 毫米, 输出端是平面镜, 透过率为 5% 和 10% 两种; 聚光器为单椭圆腔 ($2a$ 为 30 毫米, $e=0.5$), 激光棒与灯分别放在椭圆的两个焦点上。

在谐振腔长为 250 毫米, 输出镜透过率为 10%, 输入功率为 3000 瓦时, 激光连续输出功率约为 20 瓦。阈值为 1600 瓦, 斜效率为 1.3%。

在加 Q 开关器件中, 为了使超声波产生的衍射损耗变化能引起较大的反转粒子数变化, 必须使系统损耗尽量减少^[15], 因此谐振腔中输出镜的透过率应小于无开关时最佳透过率。本实验中采用对 1.06 微米透过率为 5% 的反射镜。

由于光束直径应限制在声束高度 H 以内, 故必须使光斑直径减小。另外, 从低 Q 到高 Q 的突变时间愈短, 则脉冲形成过程中能量损耗也越小, 因而要尽量减少声波通过光束的渡越时间 $T_A (T_A = D/v, D$ 为光束直径, v 为声速), 也即光束直径要尽量减小。我们实验中采用一直径为 2.4 毫米的光阑, 这样对激光的模式也有好的影响。

五、声光调 Q 连续泵浦 YAG:Nd³⁺ 激光器的动态试验

(1) 高重复频率激光脉冲的获得

动态试验的装置如图 8 所示, 先移动激光器输出端反射镜使腔长增加到 360 毫米, 然后插

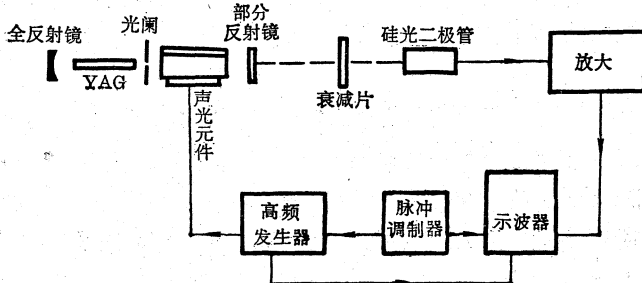


图 8 动态试验装置

入声光元件, 用与 1.06 微米激光同光路的 He-Ne 光源调整声光元件位置使光束正好通过声柱中部。如果是未磨好布拉格角的熔石英元件, 用自准测角仪调节通光面与光路的夹角使满足布拉格衍射条件; 如果是磨好布拉格角的熔石英块, 就使通光面垂直光路。然后注入超声波, 微调高频发生器的输出频率, 使 He-Ne 光的衍射光斑强

度达到最大。在激光器开始运转后, 先将连续超声波注入声光元件, 逐步增加高频电压至激光关断为止。然后加上脉冲调制信号, 使注入脉冲超声波, 此时用硅光二极管接收, 在示波器上即可显示出高重复频率的光脉冲, 用示波器时标测得光脉冲半宽度 (峰高一半处的宽度) 约为 400 毫微秒。以后用 F₃ 玻璃作声光元件, 也获得同样的光脉冲 (图 9(a))。每个光脉冲的半宽度也约为 400 毫微秒 (图 9(b))。图 9(c) 是 SR-10B 双线示波器上显示出的驱动高频电信号的波形 (下扫描线), 在高频信号中间的横线是振荡截止的间歇时间为 10 微秒, 此时硅光二极管接收到的光脉冲信号同时输入示波器 (上扫描线), 可以看出光脉冲出现在超声振动截止的时间间隔内, 而且脉冲形成有一定的建立时间。

(2) 重复频率对平均功率、峰功率以及脉冲建立时间的影响

改变重复频率并测量声光调 QYAG:Nd³⁺ 激光器输出激光脉冲的平均功率和峰功率。图 10 给出熔石英声光元件的结果, 图 10(a) 表示平均功率和重复频率的关系, 在较高重复率时, 平均功率输出接近连续功率输出, 当重复频率为 10 千周时, 动静比可达 0.94:1。估计再提高

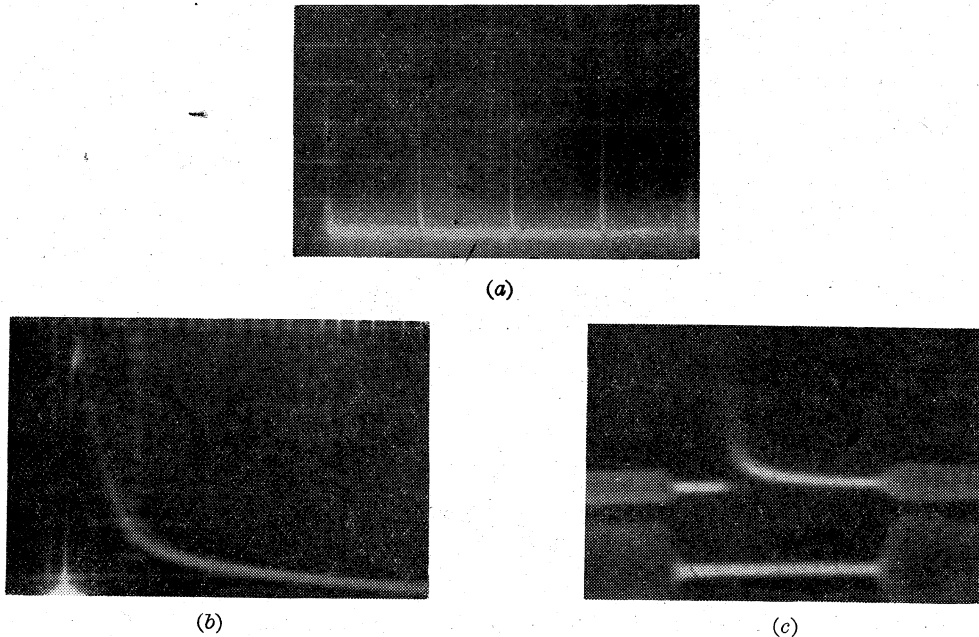


图9 用 F_3 玻璃作声光调 Q 元件获得的 1.06 微米激光脉冲

- (a) 重复频率 10 千周 扫描速度 40 微秒/格
- (b) 重复频率 4.5 千周 扫描速度 0.7 微秒/格
- (c) 光脉冲出现在超声振荡截止的时间间隔内(上扫描线), 驱动高频电信号(下扫描线)中间的横线是高频振荡间歇时间 10 微秒。重复频率 4.5 千周

重复率, 动静比会更大。图 10(b) 给出峰功率输出与重复率的关系。峰功率由下式求出:

$$P_p = \frac{\bar{P}}{\bar{W}f} \quad (10)$$

其中 \bar{P} 为平均功率, f 为重复频率, \bar{W} 为脉冲半宽度, 该测得的 \bar{W} 约为 1 微秒, 比一般报导的宽度^[3]大一倍以上。原因是该次测试所用接收系统的频率响应不够快, 后沿拖长所致。这在用 F_3 玻璃作声光元件时, 换用了另一个硅光二极管, 并改进了电路, 发现前后两个硅管接收到的光脉冲不一样宽, 但尚未对熔石英重新进行测量, 脉宽仍用 1 微秒, 因而计算得峰功率的数值可能偏低。峰值功率随重复频率的增高而降低是因为在高重复频率运转时, 每次泵浦到高能级的反转粒子不饱和而且随重复频率的增加而相应减少的结果。图 11 给出用 F_3 玻璃作声光元件的结果。图 11(c) 给出光脉冲建立时间和重复率的关系, 重复频率增高时, 脉冲建立时间也增长, 这时因为每次泵浦到高能级的粒子反转数随重复频率的增高而减少, 致使激光脉冲建立时间增长。

随后我们去除光阑, 用磨好布拉格角并镀

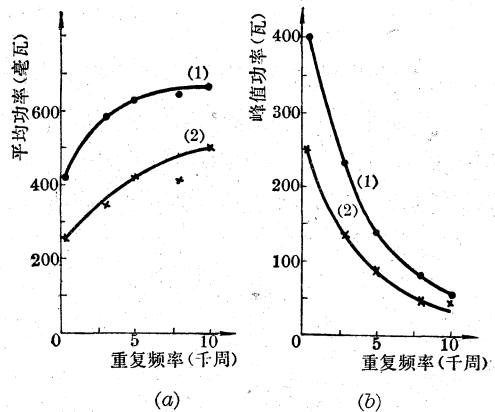


图 10 (a) 重复频率对平均功率的影响(声光元件是熔石英); (b) 重复频率对峰值功率的影响
曲线(1): 泵浦功率 3.7 千瓦, 动静比 0.94:1;
曲线(2): 泵浦功率 3.3 千瓦, 动静比 0.86:1

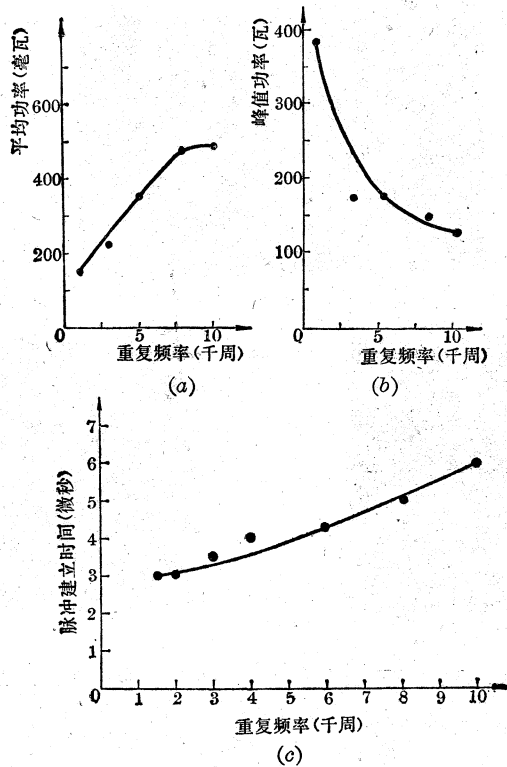


图 11

(a) 重复频率对平均功率的影响(声光元件是 F_3 玻璃, 下同); (b) 重复频率对峰值功率的影响; (c) 重复频率对激光脉冲建立时间的影响

上增透膜的熔石英进行试验, 当重复频率为 3 千周时, 平均功率为 5.3 瓦, 峰功率为 4.54 瓦; 当重复频率为 8 千周时, 平均功率为 7 瓦, 峰功率为 2.24 瓦。试验证明, 该熔石英的插入损耗极小。

六、讨 论

在实验中观察到, 当功率较大时, 声光元件发热, 过热时由于温度梯度造成折射率的不均匀, 使衍射光强明显降低, 以致不能起开关作用。特别是玻璃元件, 声吸收系数大, 发热量大, 容易破裂。我们先用风冷解决了这一问题。以后我们将 F_3 玻璃的厚度磨薄至 6 毫米, 不用风冷也可实现调 Q。但如要获得大功率输出或光束直径较大时, 元件厚度不能减小, 则必需采用风冷甚至水冷。

前面已提到 F_3 的 M 值较大, 作为声光元件要得到一定的衍射损耗分数, 可以用比熔石英小得多的声功率。但玻璃发热易开裂, 用熔石英有其优越性。可是后者 M 值太低, 特别是 M_{\parallel} 比 M_{\perp} 小 5 倍(表 I), 而所需声功率决定于 M 值中较小的一个。因此有人^[16]考虑在全反射与声光元件间加一 $\frac{\lambda}{4}$ 波片, 慢轴和快轴与声波矢量分别成 45° , X 、 Z 两偏振分量来回经过 $\frac{\lambda}{4}$ 波片都旋转 90° , 交换位置后再通过声光元件, 这样可使声光衍射效率提高三倍, 这一方案可以考虑试验。

(下转第 26 页)

用符号 $L_i=i$ i 为整数; $R_i=L_i-a-\frac{\tau}{T}=i-a-\frac{\tau}{T}$

依数学期望之定义

$$\begin{aligned} M\eta &= \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=-n}^n (N_0 + L_i) P(\eta = N_0 + L_i) \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} N_0 \sum_{i=-n}^n P(\eta = N_0 + L_i) + \lim_{n \rightarrow \infty} \left(a + \frac{\tau}{T}\right) \sum_{i=-n}^n P(\eta = N_0 + L_i) + \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=-n}^n R_i P(\eta = N_0 + L_i) \\ &= N_0 + a + \frac{\tau}{T} + \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=-n}^n R_i P(\eta = N_0 + L_i) \end{aligned}$$

将符号 R_i 代入(6)式得到:

$$P(\eta = N_0 + L_i) = \int_{R_i}^{R_i+1} (R_i+1-x)\varphi(x)dx - \int_{R_i-1}^{R_i} (R_i-1-x)\varphi(x)dx$$

所以

$$R_i P(\eta = N_0 + L_i) = R_i \int_{R_i}^{R_i+1} (R_i+1-x)\varphi(x)dx - (R_i-1) \int_{R_i-1}^{R_i} (R_i-x)\varphi(x)dx + \int_{R_i-1}^{R_i} x\varphi(x)dx$$

$$R_{i+1} P(\eta = N_0 + L_{i+1}) = R_{i+1} \int_{R_{i+1}}^{R_{i+1}+1} (R_{i+1}+1-x)\varphi(x)dx - (R_{i+1}-1) \int_{R_{i+1}-1}^{R_{i+1}} (R_{i+1}-x)\varphi(x)dx + \int_{R_{i+1}-1}^{R_{i+1}} x\varphi(x)dx$$

.....

因 $R_{i+1}-1=R_i$, $R_{i+2}-1=R_{i+1}$,

所以

$$\sum_{i=-n}^n R_i P(\eta = N_0 + L_i) = R_n \int_{R_n}^{R_n+1} (R_n+1-x)\varphi(x)dx - (R_{-n}-1) \int_{R_{-n}-1}^{R_{-n}} (R_{-n}-x)\varphi(x)dx + \int_{R_{-n}-1}^{R_{-n}} x\varphi(x)dx$$

注意到, 当 R_n 足够大时:

$$\left| R_n \int_{R_n}^{R_n+1} (R_n+1-x)\varphi(x)dx \right| < \left| R_n \varphi(R_n) \right|$$

$|R_{-n}|$ 足够大时:

$$\left| (R_{-n}-1) \int_{R_{-n}-1}^{R_{-n}} (R_{-n}-x)\varphi(x)dx \right| < \left| (R_{-n}-1)\varphi(R_{-n}) \right|$$

由已给条件 $\lim_{R_n \rightarrow \infty} R_n \varphi(R_n) = 0$, $\lim_{R_{-n} \rightarrow -\infty} |(R_{-n}-1)\varphi(R_{-n})| = 0$, $\varphi(-x) = \varphi(x)$

所以,

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=-n}^n R_i P(\eta = N_0 + L_i) = 0$$

证毕。

* ~~~~~ *

(上接第 36 页)

参 考 资 料

- [1] *IEEE, J.*, 1969, **QE-5**, 345.
- [2] *Optics and Laser Technology*, 1973, **5**, 148.
- [3] *Proc. IEEE*, 1970, **58**, 1899~1914. (译文见中国科学技术情报研究所重庆分所编的《激光》第四集 35~49 页)
- [4] *J. Appl. Phys.*, 1971, **42**, 1031.
- [5] *Proc. Ind. Acad. Sci. A*, 1935, **2**, 406~413; *Proc. Ind. Acad. Sci. A*, 1936, **3**, 75, 119.
- [6] *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, 1953, **220**, 356.
- [7] 南京大学物理系晶体物理教研室, 南京大学学报(自然科学版), 1974 年, 第 2 期, 21 页。
- [8] 电子展望, 1972, **9**, No. 3, 29~34. (《激光译丛》, 1972 年, 第 4 期, 54 页)。
- [9] *J. Appl. Phys.*, 1969, **8**, 329.
- [10] *Appl. Phys. Lett.*, 1966, **8**, 205.
- [11] *J. Appl. Phys.*, 1967, **38**, 5149.
- [12] *Proc. IEEE*, 1973, **61**, 1073.
- [13] *Soc. Am.*, 1970, **48**, 1086; *IEEE, Trans. Ultrasonics and Sonics*, 1967, **SU-14**, 103.
- [14] 《声学技术概要》。
- [15] AD 712977, 1970, 9.
- [16] *IEEE, J.*, **QE-9**, 1973, 633.