

玻璃激光器 (二)

四、玻璃激光器装置

这一节中将叙述玻璃激光器装置的若干发展。讨论主题的选择, 着重于广泛的玻璃激光器系统活动, 而并不是把所有的处理都包括进去。本文的描述将涉及到空间和时间的相干性很高的玻璃激光器、有效的二次谐波振荡、特别小的激光器的制造、用于接收器前的激光前置放大器和高重复率操作的玻璃激光器。

A. 高亮度玻璃激光器

对许多应用, 要求以高功率、小发散度和单模*运转的激光器。受衍射限制的、最低次模的这类激光器中的一种, 曾产生亮度为 2×10^{17} 瓦/厘米² × 球面度的输出^{[88], [89]}。在这系统中, 振荡器是针孔选模的, 并且是用普克耳盒 Q 开关的^{[90], [91]}。接在前置放大器后面的末级放大器激光棒掺有重量百分比为 1.1 的 Nd_2O_3 , 并且具有粗磨过的表面^{[226], [227]}, 因此, 当在“封闭外套”式位型结构(图 8)中用四根线状脉冲灯泵浦时, 无论在方位角的还是径向的增益变化(图 11), 都大约小于 ± 1 分贝^[21]。对于外直径为 38 毫米、长 1 米的棒, 为了使径向泵浦均匀而减少掺杂量这种做法并不会严重地降低泵浦效率, 情况如图 12 所示。光束被光阑限制, 只利用了棒的直径 30 毫米, 而且其输出光束为 90 焦耳, 发散度为 40 微弧度。一个 75 毫米、长 1 米的附加放大器, 到目前为止, 只提高了输出能量到几百焦耳而并不增加光束亮度。

当这激光输出用一长焦距透镜在空气中聚焦时, 引起一串空气击穿点。当用焦距为

28 米的透镜聚焦时, 得到了长度大于 25 米的一串空气击穿点^[89], 而且在击穿的空气通道的末尾, 光束仍剩余很多的能量(图 13)。

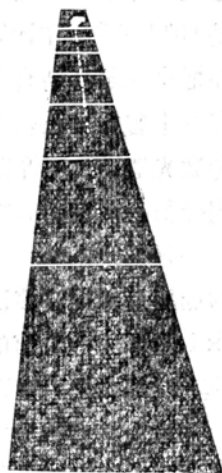


图 13 仅受衍射限制的玻璃激光器所引起的长程空气击穿。激光输出通过焦距 28 米长的透镜, 落到从底部算起的第四条 3 米长的基线上。25 米长的击穿路程被图顶部的建筑物的墙截止。

第一次报导这种现象以来^[92], 有许多解释都企图用来说明这种效应。在透镜焦点处的功率密度大约是 10^{11} 瓦/厘米², 它是空气击穿实验的阈值^{[93], [94]}。因为在焦点二边击穿至少要延伸半焦距长, 那么击穿的末尾的功率密度也至少要减小到低于阈值三个数量级左右^[121]。这使人联想起自聚焦机理。加之, 在 [92]、[95] 中已报导过, 击穿在焦点开始, 且很快的在二个方向延续。提出过的一种解释是在激光脉冲时, 激光棒与透镜的组合起着象动态的透镜系统的作用, 因此, 好

* 译校注: 原文为“辐射图样中有单一前波瓣”, 即单模。

象沿光轴移动着焦点^[92]。此外，空气击穿点沿其通道明显地是无规的，而不受例如存在的烟雾的影响。对于这种无规性的解释，要涉及到透镜(传输空间相干光束的)焦点附近的电场的极大值的计算^[96]。这些事实也曾单独用自聚焦作用来解释过^{[97]、[98]}。曾对 N_2 和 O_2 计算过，电致伸缩的自聚焦阈值，大约是 10^7 瓦，这些气体中二级克尔效应的自聚焦阈值大约是 10^9 瓦^[99]。在计算中没考虑面积。也许需要把这些解释结合起来。

在其他文章中曾报导过输出能量分布非常均匀的一种激光器^[225]，曾报导过从玻璃激光器中得到受衍射限制的高功率光束的其他许多方法。一种系统是从一选模振荡器中受衍射限制的低能量输出，多次通过 10 厘米 \times 10 厘米 \times 1 厘米的被泵浦的矩形激光玻璃块^{[200]、[201]}。玻璃块是由矩形螺旋脉冲灯作面泵浦的，并且用精巧的光学系统使 1.2 毫米 \times 10 毫米的光束通过玻璃块的衔接的切片，在这种方法中，未被用过的激光材料可依次通过，而且脉冲变尖，不用说，它还避免了那类一长串放大器所共有的那种不稳定性。已报导过从这样系统输出 100 毫瓦的尖峰功率。

第二个系统是采用一些大的 (12.5 厘米) 的玻璃圆盘，这些圆盘交错着，其相对的棱几乎要碰着地，按空气中的布儒斯特角放置^[119]。这些圆盘，实质上由二排脉冲灯作面泵浦，每一边排成列阵。虽然这系统的增益很低，但多次通过一排 5 块圆盘，使光束强度达到有用的程度。

曾报导过另一种高亮度的玻璃圆盘激光器的图样。其中，脉冲灯紧靠预备接受面泵浦的这些大直径的圆盘的平的一面^[120]。激光束以某一角度进入圆盘的另一面，且折射入圆盘内，同时从这圆盘的背面反射。这装

置要求在圆盘承受泵浦的一面的反射镜能透过泵浦光但又能反射激光。

这二种圆盘系统有下面的优点，它使圆盘由于光泵的致热均匀，它提供了一个大孔径的激光束，同时，它使近乎沿光束方向有相当短的热迁移路程。所以它可以达到非常低的光束发散度和十分高的能量输出。然而由于这些方法的低的光泵效率，所以仅仅在特殊的应用中这些系统才惹人注目。

B. 光学二次谐波振荡

利用在四·A 一节中描述过的激光器，许多实验已得到了有效的二次谐波振荡^[100]。用一 2.5 厘米的磷酸二氢钾立方体，测得 1.06 微米的偏振光转换到 0.53 微米的偏振光的能量转换效率为 51%。主光束没有聚焦。对转换效率有贡献的因素是激光器的狭的光束发散度、晶体中的高功率密度，以及使用晶体夹具，它可改变晶体的角取向以修正环境温度的微小变化。已测得 0.53 微米处亮度大约 5×10^{16} 瓦/厘米²·球面度的 15 焦耳、15 毫微秒中的输出。在较早的工作中，曾报导过 5,300 埃的 7 焦耳的振荡^[230]。

用以聚焦这种高强度、5,300 埃光束的燧石玻璃透镜中，已发现非线性的烧灼效应^[101]。对于被试验的玻璃，吸收系数随光强度以二次方地增加，而且沿样品内最大场强的光程，玻璃变成褐色(烧灼效应)，从而在玻璃中描画出光束的轮廓，认为双光子吸收过程起作用而不是二个相继的单光子吸收起作用。

C. 完整而又结构紧凑的玻璃激光器

由直径为 2 或 3 毫米的玻璃激光棒和一大小与其相类似的闪光灯(都在一整块玻璃外套中)合为一体，组成一个实腔式玻璃激光器^{[102]、[202]}。在掺钐的外套玻璃块中钻两个空间毗邻且互相平行的孔穴。在一个孔穴中

熔接一根掺钕激光玻璃；在另一个孔穴中固定着端电极，而且在管内充以氙气。装置的外部是研磨和抛光的，并且制成体积极小，而且其外表面镀银作为闪光灯——耦合反射镜。银层上镀涂铜作为散热用。这种装置的一种变种是把一支用派勒克斯玻璃作管壁的闪光灯，妥贴地装配到上面所描述过的那种类型的装置的一个圆柱形凹槽中。这样做的优点在于：当闪光灯是一分离式的部件时，它可被密封得更可靠些，并且派勒克斯管壁更能抗御由放电引起的变质。这类激光器的有些装置，阈值为 10 焦耳，斜效率为 5%。另外一些有希望作为长寿命的装置，至少能

产生 1 焦耳能量，发射 10^5 次。

在这些装置中，热是经过整个实心腔的传导而散发的。这就会导致光束弯曲，这种弯曲大约一半是由于物理变形引起的，一半是由于折射率梯度所致，并且效率有损失。有两种技术曾用来克服这种效应，或者，采用两支闪光灯而不是用一支，使成热对称，或者在激光棒的蕊子那一边套上部分外套，紧挨着闪光灯。当实腔的基质玻璃的折射率比激光玻璃的折射率高千分之一时，部分外套玻璃的折射率比激光玻璃的折射率低千分之一。因此向闪光灯方向弯曲的轴上光线，全反射返回到激活芯上，防止了损失(图 14)。

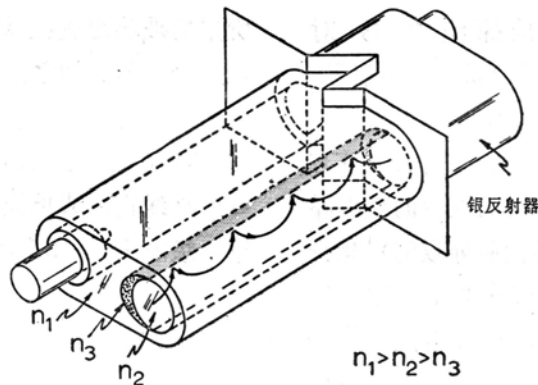


图 14 一个完整而又结构紧凑的玻璃激光器的设计。由于热-光作用引起的离轴弯曲的激光被全反射返回到装置的激光作用区。

到目前为止，利用这种技术已经看到了改进，但是进一步工作是必要的。

D. 纤维激光器

下面将叙述纤维激光器这种几何结构所具有的某些独特性质。有一种放大器结构，把激活芯直径为 10 微米、外套直径为 1.5 毫米、长为 1.24 米的玻璃纤维，绕成一个螺旋线管状，套在直管闪光灯上，一起放入圆柱形反射器内，激活芯的折射率为 1.54，外套折射率为 1.52。采用厚的大套是出于机械强度的考虑。在另一种结构中，把直管闪光灯

成像到纤维放大器上，测得的增益为 3 分贝/厘米^[104]，表示每立方厘米 9 焦耳的反转。

一种实腔式激光棒，由许多单独的玻璃纤维激光器熔合成束。假如小心地在一束纤维激光器内，防止纤维的感应发射-吸收相交，那么这些纤维可以独立振荡。由许多直径为 10 微米的玻璃纤维所组成的这类棒，它所给出的时间轨迹是光滑的^[6]，因为它是由许多单独的玻璃纤维的无规尖峰输出的无规迭加所组成。由单独的玻璃纤维(激活蕊和外套的折射率不同)所发射的光束发散度于

其半强度处，全角大约为 2° 。

E. 具纤维激光前置放大器的1.06微米的探测

在许多应用中，如激光测距或激光照明，都会发生探测弱激光信号的问题。通过利用激光前置放大器，超过直接探测而有许多改进是可能的(图15)。利用一个单模纤

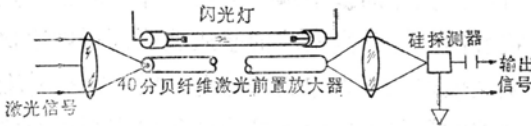


图15 纤维激光探测前置放大器装置示意图。最小可探测信号水平，大约比硅探测器缩小10倍是可能的。

维激光前置放大器^[105]和硅探测器时，对 $\tau=40$ 毫微秒， $\Delta\lambda=5$ 毫微米以及功率信号-噪声比为64的激光脉冲，曾测出最小可探测信号为 4×10^3 光子^{[106]·[235]}。这结果与具有增益为 G ^[107]的光学放大器的理论的极限噪声（由于自发辐射中的起伏所导致的）相符合。当自发辐射的带宽为 $\Delta\nu$ 时，每秒钟产生的光子数是 $2\Delta\nu N'(G-1)$ ，其中 N' 是在这激光前置放大器中传输模的数目。纤维激光前置放大器有一个激活蕊直径和激活蕊-外套折射率的配合选择，故只有最低次模 HE_{11} 才能够传输。对于足够大量光子数，可采用高斯统计方法，并且对于足够高的增益，这种占优势的噪声是由于前置纤维放大器的自发辐射中的起伏所引起的，

$$\text{最小可探测信号} = \sqrt{\frac{4c\Delta\lambda N'\tau(\text{信-噪比})}{\lambda^2}} \quad (17)$$

实际上，在放大器上利用许多滤光片，可把 $\Delta\lambda$ 减小到约1埃，同时可把 τ 减小到直接探测的实际极限的时间约3毫微秒。对于信-噪比为64、分辨率受衍射限制的系统的

最小可探测信号大约为100个光子。这说明比单独使用硅二极管探测(假设它只受热噪声限制)，约有100倍的改善。表IV概括地列出各种探测器性能与激光器辐射波长之间的比较。

F. 长相干长度激光系统

曾建立过最低次空间模的高强度激光的玻璃激光器，但是由于大的光谱宽度而降低了时间相干性。将气体激光器的高度时间相干和玻璃激光器的高功率能力相组合，已经做成了被测相干长度超过12米、输出3.5瓦、运转时间为1毫秒的激光系统^{[108]·[192]}。气体激光器所用的是氦-氖混合气体中氖的1.0621微米 $2s_2$ 到 $2p_1$ 的跃迁谱线^{[109]·[110]}。所用的玻璃组成在1.062微米处具有一个荧光最大值。加之，因为输入到玻璃激光放大器的等价噪声，由于自发辐射所致，为 $2h\nu\Delta\nu N$ 瓦，这里 N 是波导模的数目^[105]， $\Delta\nu$ 是线宽，故单模纤维激光器被用来作为第一级放大(见图16)。在这些条件下的自发

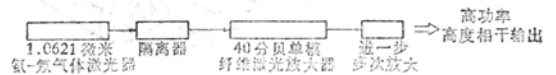


图16 利用玻璃激光放大器串级系统，放大气体激光输出的装置示意图。

噪声大约在带宽100埃内为1.2微瓦。气体激光器的输出大于200微瓦；除去在耦合光学系统上和光学隔离器上的损耗，实际上投射到纤维激光器(有比较好的信-噪比)的是60微瓦。 HE_{11} 单模纤维激光器，有一直径为15微米的铍玻璃激活蕊，一个折射率稍低的不掺杂的外套。围绕着它的是掺钕的玻璃外套，用以吸收被散射的离轴激光和在外面的自发辐射。该纤维长45厘米，并且产生40分贝的光学增益。第二级放大提供了10分贝的附加增益。利用包含四分之一波平面和偏

振器的隔离器防止由气体激光器的反射器出射反馈到纤维中去的光线。利用迈克尔逊干涉的两个光束测量相干长度。通过象转换器把由结果所生的干涉条纹拍成照片。曾得到过，程长差高到 12.2 米的、好的干涉条纹。

表 IV 对 $\tau=10^{-8}$ 秒脉冲*而言，
探测器性能一览表

光电倍增管(需24个电子)		最小可探测信号
λ	光阴极表面	(光子/脉冲)
0.69微米	S-20	1,200
1.06	S-1	96,000
0.55	S-17	120
半导体二极管(量子效率=50%)		
常用的(非倍增的)		106,000
雪崩式(倍增的)		7,400
纤维激光前置放大器		
$\Delta\lambda=50$ 埃(1个模, $\tau=10^{-8}$ 秒)		2,400
$\Delta\lambda=1$ 埃		400

G. 高平均功率运转——小型系统

在重复运转下,激光棒中心和表面之间,将显示出一温度差。这是因为,热是连续地经由棒的整个体积积储起来的,但是热量只能从表面散发出去。这种温度差取决于棒的厚度和材料的导热率。因为大多数玻璃的导热率基本上是同一数量级,并且比晶体激光材料低 10 到 100 倍,当处在高平均功率运转时,在玻璃激光棒中能看到大的径向温度梯度。这能引起一种所谓感应透镜率**,并且最后会把棒损坏。对大多数激光玻璃来说,即使极微量的感应正透镜率可利用来改善激光器的性能^[228],这种感应透镜率恰恰在棒破坏前,阻碍着激光振荡。感应透镜率通常是正的,它成为把激光能量聚焦到端面反射镜上或棒内的原因,继之而来的是组件的破坏阈值的降低,效率的损失以及光束发散度的增大。所以如此之重要的原因在于:那怕甚

至很小的感应正透镜率,将大大地降低自聚焦作用的破坏阈值^[97]。一种典型情况,当热感应正透镜率只有中等程度量时,可以看到自聚焦作用的破坏阈值,成 10 倍地减小。到目前为止,已报导的最好结果是用直径为 6.4 毫米、长为 23 厘米的玻璃激光棒^[116],在 50 毫微秒脉冲时间内输出 400 毫焦耳,每秒 10 次脉冲,但是由于棒中的热感应透镜率使端面反射镜很快恶化。减少到最小、或者消除激光棒内这些效应,有三种方法:可以更换玻璃来减少由于温差所引起的折射率差,可以把玻璃棒内部结构,设计成能减少热透镜作用,或者可以把棒做得很细,减少温度梯度。这三种方法将分别在下面讨论。

有四种因素会引起激光棒内产生折射率梯度。

首先,当离子处于激发态 ${}^4F_{3/2}$ 时,因为紫外区域内的强吸收带的能级分离(对增加折射率或折射有贡献的)较小,反转粒子数产生折射率变化。在碱-碱土硅酸盐中, Nd_2O_3 增加 1(重量)%,折射率增加 2.1×10^{-3} ,并且将近有 5% 的离子可被激发到 ${}^4F_{3/2}$ 能态。由于激发态粒子依赖于强紫外吸收带的位置,对于激光玻璃来说,折射率增加的量,为 10^{-5} 数量级^[111]。这种效应可以用适当地选择掺杂直径的生成物来消除,对于在棒横截面上完全均匀反转的钽-冕硅酸盐来说,这种生成物大约是 50 重量——百分比——毫米。

其余三种影响折射率的是热效应:因为随着温度的增加紫外吸收边缘向较长波长方向移动,故在密度不变情况下,折射率随着温度的变化是正的。对于普通激光玻璃来

* 在每一种情况下,曾利用了对 10^{-8} 秒的假信号的同样几率,99.99%的探测信号的几率以及选通时间间隔 $10^2\tau$ 。

** 原文为 Induced Lens Power.

说,在温度不变时,折射率随压力的变化是正的,而折射率随膨胀的变化是负的,因为离子彼此间进一步移开了。由于棒的中心温度一般比表面温度高,并且在压缩时,三种

效应中的前二种效应可由第三种来平衡。对于描写径向 $p_r(r)$ * 和切向 $p_\theta(r)$ (棒中心和离圆柱状棒中心为 r 处之间) 偏振光的程长变化的表示式是^{[7], [8]}:

$$\Delta p_r(r) = nLT \left\{ \alpha_n - \frac{\alpha}{1-s} \left[\frac{R}{T} (1+s) \left(\frac{p}{v} - \frac{q}{v} \right) - 2(1-s) \frac{p}{v} + 2s \frac{q}{v} \right] \right\} \quad (18)$$

$$\Delta p_\theta(r) = nLT \left\{ \alpha_n - \frac{\alpha}{1-s} \left[-\frac{R}{T} (1-s) \left(\frac{p}{v} - \frac{q}{v} \right) - (1-3s) \frac{p}{v} - (1-s) \frac{q}{v} \right] \right\} \quad (19)$$

在这些方程式中, n 是折射率, L 为棒长, T 是棒中心和离棒中心距离为 r 处之间的温度差。 α_n 是折射率的热系数, s 是泊松比, R 定义为:

$$R = \frac{1}{r^2} \int_0^r T r dr \quad (20)$$

而 $\frac{p}{v}$ 和 $\frac{q}{v}$ 是光学应变系数, 这些系数分别地描述了平行和垂直于光的偏振平面方向上, 应变引起的折射率的变化。取 Δp 's 的平均值

$$\frac{\Delta p_r(r) + \Delta p_\theta(r)}{2} = nLT \left\{ \alpha_n - \frac{\alpha}{1-s} \left[-\frac{3-5s}{2} \frac{p}{v} - \frac{1-3s}{2} \frac{q}{v} \right] \right\} \quad (21)$$

对于通常的激光玻璃, Δp_r 和 Δp_θ 均大于零。在重复运转下, 激光棒内会产生正透镜效应。这种效应可以用在共振腔内插进许多透镜或把棒端面进行修整来消除。无论如何, 这种方法只对一种条件有效, 并且会在腔内引起损耗的增加。

假如能够做到 $\frac{p}{v}$ 等于 $\frac{q}{v}$, 那么原则上可以使 Δp_r 和 Δp_θ 都等于零。如一种 *Pockels* 玻璃^[113]就不是一种特别好的激光玻璃。此外, 在 1.06 微米处, 为了使得 Δp_r 和 Δp_θ 等于零, 必须在降低温度的条件下运转。

第二种方法是在腔内插入一个 $\frac{1}{8}$ 波片的法拉弟旋转器, 如公式(21)所示那样, 取两

个 Δp 's 的平均值。在这方法里, 来回通过的径向偏振光能转换成切向偏振光, 并且反之亦然^[8]。再则, 额外的元件必须插在腔内。还有在 Q-开关运转中, 每次通过的强度是按指数增加的, 象那样自身一相消的方案是很少有效的。

第三种方法是使 $\Delta p = 0$, 或者只对一个偏振面, 对玻璃去热化。这或者是要求在腔内引进一个选模元件^[8], 或者精确地对一个偏振平面去热化, 并且过度地去热化, 因此对另外一个偏振平面, 热感应透镜率是负的。在这个方法里, 在负透镜平面上, 光被禁止增长, 而在去热化平面内, 光不遭遇感应透镜率。后面那个方案, 在目前好象是最有希望的, 但是这要求公式(18)和(19)中几个量的颇为巧妙的平衡。

把硅酸盐激光玻璃的特性数值代入公式(18)和(19)中, 玻璃去热化所需要的线膨胀系数大约为 $120 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$ 。高膨胀系数的硅酸盐激光玻璃, 在高平均功率运转下, 将因此而招致一些困难。实验上, 对于 6.4 毫米、长为 23 厘米、膨胀系数为 $110 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$ 的激光棒, 于运转水平大约为 $\frac{1}{8}$ 时, 热透镜作用成为严重问题, 在这时可能导致热破坏。

* 原文是 $p_\theta(r)$ 可能印错, 从全文看应是 $p_r(r)$ 。

** 原文中漏了这一方括号。

现在仍回到第二种普通的方法，关于热透镜作用问题，许多棒的结构是可能的。例如，永远性的负的热透镜率可能在棒内形成（或者是受泵浦过的棒的全长，或者只有受泵浦过的棒的一部分）^[114]。在一根直径为 6.3 毫米，长为 40 厘米的棒内形成 -8 屈光度。此后也得到了热化感应 +8 屈光度，并且束发散度和输出能量接近单次发射值。这种方法存在的许多缺点是很明显的：它只有在一种运转条件下才有效，为了避免象散，泵浦必须十分均匀，并且当冷却的时候棒可很容易地和端面反射镜排成一直线。

第二种可能性是制备许多熔合的、同心环状结构的柱形激光棒（图 17）。假如每一较内层环的折射率稍低些，那么最初平行于轴的光，由于热透镜作用向棒中心弯曲，并将在两个环之间的表面全反射^[115]。在各个环状区间内，光线将包括热透镜作用和反射作用的二种复合作用。中心激活蕊做成能消除离轴光线，同时为了更进一步消除大角度离轴光线，整个棒套上一个折射率稍低些的吸收套。这种结构具有重复率的独立运转以及在冷却时可和端面反射镜排成一直线的优点。

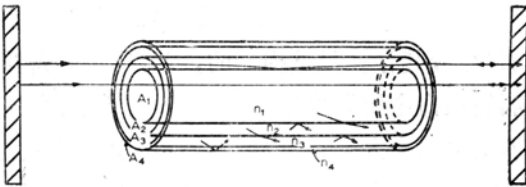


图 17 熔合的、同心环状激光棒的示意图。由于热透镜作用，偏向棒中心的光线被全反射回，因此在重复运转情况下，可保持沿棒的直径方向有较高均匀程度的激光作用。

第三种普通方法是做成许多薄片，以减少温度梯度，并且因此而在每一片上的透镜率也减小。用单个细棒^[224]，或者把一般的

柱状激光棒沿纵向切割成一束或一捆^[114]棒，或者把激光棒横向切割成许多圆盘（下面将叙述），也可达到这种目的。可利用矩形截面或块状激光器，二者择一^[116]、^[117]。块状激光器有这样的优点：有可能用具有单偏振平面的 Q 开关，而不用双平面的 Q 开关（对圆形截面棒，于出现高热应力时，在许多情况所需要的那种 Q 开关）^[118]，对它作有效的调制。块状激光器在好的效率情况下，曾以每秒 100 个脉冲运转^[117]。

H. 高平均功率运转——圆盘激光器

在高平均功率系统中，当棒的直径超过 1 厘米时，文献[203][204]里叫它为圆盘激光器结构。圆盘激光器有许多优点。可做成使温度和折射率梯度在轴向，而不在径向占优势，因此没有热透镜作用发生。这些片可以做得足够薄，以致于自聚焦作用是实际上被消除了。大的激光孔径是可能的。如果万一损坏一块圆盘也可以调换一块。圆盘只要修正，就可以消除留在系统内的任何微量的残余透镜率。特别是当在使用有外套的圆盘时，在激光光束内，必须不破坏棒或不使棒的边缘塌斜。

有二个基本的方法去制作一个圆盘激光器：对玻璃-液体组合装置，圆盘成布儒斯特角的位置被使用；对玻璃-液体组合装置，圆盘以法向入射位置被使用（或者具有折射率匹配的液体，或者圆盘镀涂抗反射膜）。所有这些方法都采用过，并且对厚度为 3 毫米到 10 毫米，直径 18 毫米到 25 毫米的圆盘超过 2% 的斜度效率已正式地被测量。虽然就这些单元而言，高重复率的工作刚刚开始，但是初步的结果是好的。测量指出仅受衍射限制的光束通过一个激活圆盘激光器后没有畸变。图 18 和图 19 表示了两种圆盘激光器的装置结构。

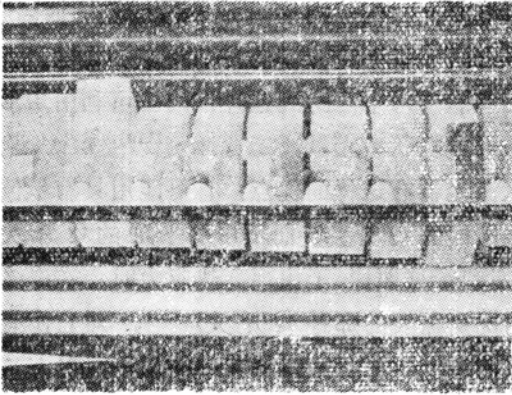


图 18 圆盘状激光器的截面图。1 厘米厚的玻璃盘，有一直径 18 毫米的激活芯，熔接在 24 毫米方形套内。液体是在盘和二个对角周围之间流动。盘之间用四氟乙烯塑料球珠分隔开，这些东西整个地装到方形的派勒克司玻璃管中。四根用水冷却的闪光灯，以“封闭外套”式位型结构，对 45 厘米的列阵进行泵浦。

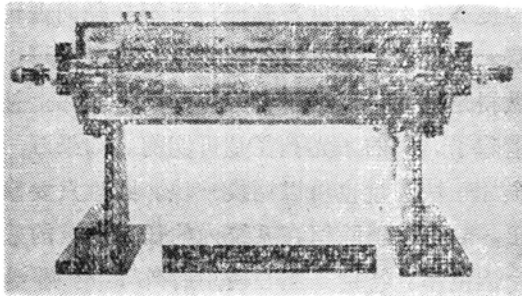


图 19 圆盘状激光器(3 毫米厚的圆盘，以成布儒斯特角的位置放置)。投影直径为 25 毫米的激活激光玻璃是熔接在方形外套内，并用金属指状物，于其棱角部位，将其支架起来。“封闭外套耦合反射器”的一半，为了揭示其内部结构，把它挪开了。

五、玻璃的激光感应破坏

玻璃激光特性的最大值，一般地来说，是由能承受激光通过后而不损坏的能力所限制的最小直径的激光棒而得。对脉冲长度为 1 毫秒的长脉冲运转而言，目前激光玻璃能承受 1,000 焦耳/厘米²以上不损坏。然而在 Q 开关时间范围内，每平方厘米通过几十焦耳就会导致破坏。在较短脉冲体系内已经做了大量关于阐述这种破坏机理的工作。好象有二种破坏类型要考虑：在玻璃中存在非同

质微粒，它起了造成破坏、自聚焦型破坏以及表面破坏原因的吸收中心的作用。每一种将在下列各节中进行讨论。

A. 由非同质微粒造成的破坏

高级光学质量的玻璃，传统上都是在白金容器内熔制的。就是早期的激光玻璃同样也是在白金坩埚内制备的。因此在白金包围的环境下制造出来的所有玻璃中，出现白金微粒是很明显的。同时这些微粒起了强激光束通过它时的破坏点的作用^[122~129]。

这是因为这种粒子高度地吸收激光束，粒子受热并膨胀，而且在玻璃内产生一个圆盘状的破裂。其次，白金沾污物的大部分是通过来自覆盖于玻璃上的大气形成白金氧化物的凝聚物而生成的，但这可以采用干燥的氮气代替空气覆盖在熔融状玻璃上而大大地使之减少。这样就使得破坏阈值得到改善，但是并没有完全消除白金沾污物的问题。根据这个理由，现在最好的激光玻璃是在一个没有白金环境的陶瓷坩埚中熔制的。这就使得制备高质量光学玻璃更困难，因为由于坩埚部分熔解到玻璃中，使玻璃中造成折射率梯度和增加对 1.06 微米的吸收。

实验上，白金颗粒是太小，甚至用高倍显微镜，在强侧面光照明下也仍然看不到(因此白金颗粒的尺度小于 1 微米)。并且到目前为止，其存在仍是推测的，因为这种特殊玻璃是在白金坩埚内熔制的，这种白金颗粒能够引起如由大个可见白金颗粒所引起的类型的破坏。在一系列实验中，用持续时间为 3×10^{-8} 、 10^{-6} 、 10^{-5} 、 10^{-4} 和 10^{-3} 秒的激光单脉冲^[130]，对一片含有那类看不见的白金颗粒的玻璃的破坏阈值进行了测量。图 20 给出了实验结果。

因为能够引起破坏的颗粒的尺寸是很小的，即使在全陶瓷环境内熔炼出来的玻璃，

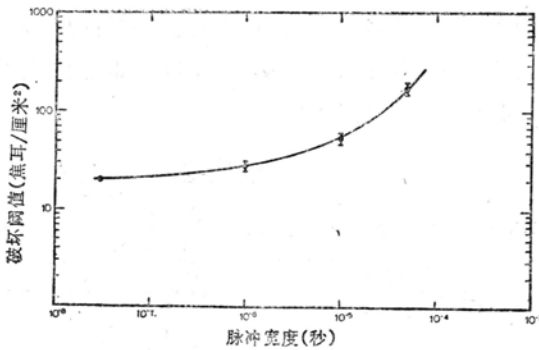


图 20 SF-4 型玻璃的破坏阈值。即使小得连显微镜都看不到，但假设那种超显微的铂微粒是分布在玻璃中，并引起破坏。

由于破坏源被分隔开，这种玻璃也呈现出掺杂型的破坏。因此在优质激光器设计中，客观的情况是熔制玻璃时，外界杂质的掺入，只能以可允许的尺度容纳之^[83]。现在某些激光玻璃是经过预先测试以保证消除非同质微粒。因为假如样品是利用 Q-开关激光测试，由于自聚焦和表面羽化引起的破坏，因此这种测试是个困难的过程。为了进行破坏测试，这里采用了一种技术，用激光器发射一个持续时间大约为 10 微秒的尖峰-拉平的脉冲。这样做的优点在于一方面没有自聚焦作用发生；另一方面表面破坏阈值比采用 Q-开关时间范围脉冲时大约高十倍；10 微秒脉冲（因为是经过放大自发辐射产生的）是非常均匀地通过整个样品（参阅三·C 节）；由于杂质，内破坏阈值仅仅比利用 Q-开关时间范围脉冲时的大约大两倍（图 20）；对于小尺寸杂质而言，引起的总破坏尺寸大小是 10 微秒脉冲宽度的极值大小^[130]。因此样品是在等价于能量密度大约为 100 焦耳/厘米² 的 Q-开关激光下进行测试。常常看到了与非同值微粒有关的一种附加效应。这是老化现象，因此一块玻璃可以在发射数十次而无损坏，但是如继续发射，突然出现杂质

型破坏而使发射失败。由于连续多次发射而生热，未完全熔解的外界物可能生长，直到这种集合物大到足以形成破碎中心为止，或者累进的局部玻璃失透可能发生，这些都是可能的。

关于激光玻璃的破坏机理有几种假设，一种是被聚焦在位于成象椭球内的激光棒中心的泵浦光，能引起玻璃失透的必要条件^[131]。另一种是，由钕离子 $^4F_{3/2}$ 能级吸收的激发态足够大，形成激光能量大量地转换成热而造成破坏。这类破坏机理造成的破坏阈值依赖于钕离子浓度^[132]。

B. 在激光玻璃中的自聚焦

如果用一个短焦距透镜，将一束 30 毫微秒的激光脉冲辐照激光玻璃没有非同质微粒的一部分，它的破坏阈值大约是 500 焦耳/厘米²^{[121]·[64]}（见图 21）。被破坏区域的形状，是大小为几毫米的、压碎了的体积。然而，如果用一束平行的或者稍微聚焦的光束辐照样品，则破坏阈值低一个数量级，而且在玻璃中破坏的形状是一个薄的（大约是一微米直径）化石型裂痕（见图 22）。曾提出许多这种自聚焦行为起因的假设：电致伸缩效应，热效应和聚焦效应动力学。一旦自聚焦作用发生时，为了说明玻璃的实际吸收和破坏，必须祈求一个独立的机理，因为破坏的出现，常常假设是热冲击波所致^[6]，并且在破坏发生时，测量到白炽辐射，说明玻璃被加热到大约 1,000°K^[131]。

在裂痕刚出现之前，在玻璃中已经观察到折射率的变化^[134]，但是全过程的时间分辨研究表明，裂痕是发生在激光束通过之后^[135]。因此由于多光子吸收而在棒的输出表面处形成的等离子体生成物，可能有助于自聚焦作用的产生^[135]。在裂痕形成之前，看到一个确定的聚焦长度。在玻璃中化石型裂

痕一般是伴随着输出表面的碎片同时产生，甚至于这种破坏有几厘米的距离，而且裂痕的出现往往伴随着有输出表面羽状的破坏。关于玻璃中的自聚焦作用已经发表了大量的文献^{[97~99], [136~147]}。一篇较好的有关自聚焦作用的综合评述是文献^[148]。许多情况下，在玻璃中能产生裂痕群。没有一个裂痕使此后发射的光束的主要部分发生变暗的晕光现象，但是这些裂痕的集合和伴生物要损坏输出表面，最终降低激光器性能。也有明显的证据说明在玻璃中观察到的自聚焦作用是和受激布里渊散射相联的^{[97], [149~153]}。

激光玻璃的这种破坏类型的另一方面是有意义的：出现化石型裂痕的阈值与脉冲宽度的关系^{[155], [156]}。可以论证，这种破坏的阈值的极小值将在某些特征时间内发生，因为短时间内，电致伸缩效应近似地以声速传播的，则它不可能通过棒截面的很大部分^[154]。电致伸缩自聚焦作用的阈值是与功率密度无关的^[97]，但却与功率有关。1微秒脉冲，几百焦耳/厘米²的情况下，实验上观察不到自聚焦作用的破坏^[130]。这并不是说没有自聚焦作用发生，因为自聚焦作用或许发生了，但没有造成化石型裂痕的破坏，并且1微秒脉冲具有非常均匀的能量分配。对于一个30微秒脉冲，自聚焦作用的破坏阈值大约是50到100焦耳/厘米²^{[89], [63], [236]}，这很大程度取决于光束的均匀性。

自聚焦作用也可以用玻璃的线性吸收来解释^[158~161]。激光脉冲的前面部分把玻璃加热，并且产生一个很小的电介波导，这种波导将激光脉冲的后继部分聚焦。即使 dn/dT 有足够大的负值来阻止稳定状态的聚焦作用，Q开关激光脉冲的持续时间这样短，也不能使玻璃在脉冲时间内膨胀。其结果是，应当采用 $(\partial n/\partial T)_s$ ，而这一量常常是正

的^[6]。然而，具有杂质吸收范围从 3×10^{-4} 厘米⁻¹ 到 9×10^{-3} 厘米⁻¹ 的玻璃样品所进行的一系列实验中，并没有发现自聚焦作用的破坏阈值的差别^[64]。

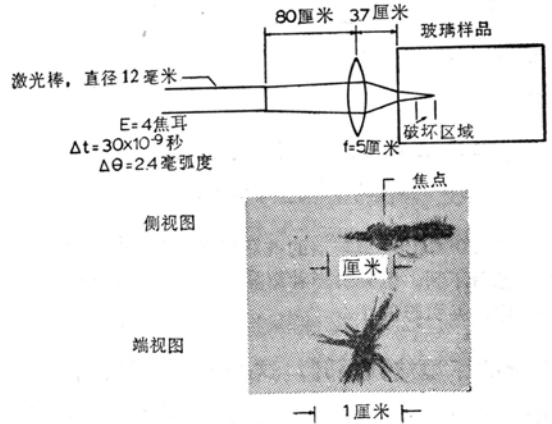


图 21 用以测量没有混杂自聚焦作用的激光器玻璃的坚固性的实验装置。表示出典型的破坏区域。

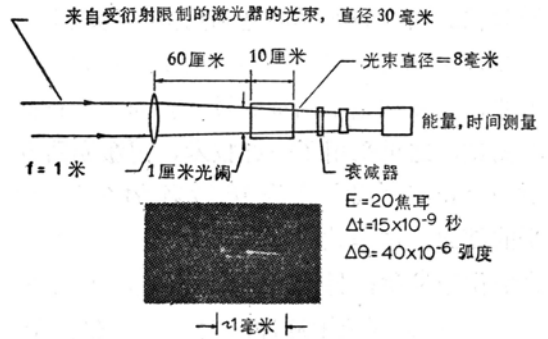


图 22 测定各种激光玻璃的自聚焦作用的破坏阈值的实验装置。对于一个给定的激光束，所有的激光玻璃似乎都有相同的形成破坏裂痕的阈值。

对于被观察的破坏裂痕可用另一种解释：在媒质中动力学透镜效应和光的轴上相干迭加耦合，在一条直线上产生破坏中心的裂痕^{[92], [147]}。然而，有一些证据，说明破坏裂痕在大多数情况是出现在有最大光场梯度的区域内，这一点支持了电致伸缩自聚焦作用的解释。另外，和破坏裂痕处在同一

条线上的输出表面的破碎,即使化石型裂痕在所有中间部位处并未出现,也支持了这种电致伸缩自聚焦作用的解释。假如光束的均匀程度是极好,则自聚焦作用的长度有可能大于棒的长度。在这种情况下,由于自聚焦作用,可以避免破坏。

表V摘引了有关激光玻璃的内破坏数据。

表 V 对于包含有各种杂质的激光玻璃和不含杂质的激光玻璃的内破坏阈值的数据:

杂质类型	破坏阈值 (焦耳/厘米 ² ·30毫微秒脉冲)
白金颗粒(~1微米直径)	~ 10
气泡(~1.5毫米直径)	>500
电解杂质(~1微米直径)	> 50
均匀玻璃(由于自聚焦作用)	50 到 100, 取决于 激光束的截面大小
均匀玻璃(没有自聚焦作用)	~500

C. 激光玻璃的表面破坏

实验上,在 Q 开关时间范围内,对于一根未经处理的玻璃激光棒输出表面的破坏阈值常常要比内破坏阈值低 2 到 5 倍^{[64], [135]}。既不能通过将棒端浸入水中的办法,也不能通过将一块未掺杂的玻璃部件光胶到激光棒端上的办法,来改进这种情形^{[64], [162]}。然而用氟氢酸腐蚀^[163]来处理玻璃或者用二甲基-二氯硅烷洗液来冲洗玻璃^{[164], [165]},都能显著地增加抗破坏能力,但是这种效果只能持续几分钟。在用酸腐蚀情况中,可以认为表面上小的不规则性和裂缝是被弄平滑了,这样就增加了表面抗破坏的能力。而对于第二种情况,可以认为是 OH 基被 CH₃ 基所置换,这样就形成了一种更强的结合。相继的其他表面破坏工作是:光学吸收、荧光、荧光猝灭引起的化学反应、以及破坏^[169]。

激光能量与破坏的起源的关连似乎是由于多光子激光而引起的。许多实验已经证实了在强激光束通过一根激光棒的棒端以后,能够产生荷电粒子^[166~168]。利用 3×10^{-8} 、 10^{-6} 、 10^{-5} 和 10^{-4} 秒的脉冲来产生表面等离子体的实验表明,等离子体生成物的阈值,极强烈地依赖于脉冲宽度,脉冲宽度 3×10^{-8} 秒的情形至少是持续时间为 10^{-5} 秒的脉冲的十倍^[130]。而在红宝石的类似工作中,可以观察到是 100 倍^[243]。

对于非特殊类型的破坏能量阈值,曾报导过 5 毫微秒脉冲的情形要比 30 毫微秒脉冲的情形低二倍^[63]。对 1 毫微秒脉冲情形下的破坏阈值仅稍低于 5 毫微秒脉冲的情形^[63],而且 10 微微秒脉冲的情形显然是更高^{[85], [87]}。理论上推断,对微微秒脉冲的情形,在玻璃中能够发生自陷作用^[157]。

总之,为了能够解释清楚激光玻璃破坏的各方面的问题,还有许多工作应当做。现在已经进行了大量的理论工作,同时,所涉及到的参数的范围足够宽的实验工作,也为对各种解释进行选择提供了线索。最近,让大约 10^{-8} 秒、能量大约 100 焦耳/厘米² 的脉冲,重复地通过的技术好象会开展起来,但是对某些时间,并没有看到有更大的抗破坏的能力。

六、玻璃激光器的应用

玻璃激光器大约是在八年前创制的。大量的最新技术(从实验室的论证到大规模的应用)差不多是在这段时间内涌现出来的^[170]。这一节是考察一下,哪些应用是可取的。

在医学方面,事实上掺钕玻璃纤维能够做得很柔软,由此可找到某些场合的应用,如把激光引入到难以接近的地方^[171]。因为生命组织对 1.06 微米的四次谐波 2,650 埃

处有很大的吸收，因此也可以找到某些医学上的应用。

现有的有效的圆盘激光器应做得使其在激光焊接和激光切割的应用上，能令人感到满意。采用了掺钕玻璃后在它产生的谱线上，就不存在眼睛保护的问题了。在微型焊接方面，利用单脉冲发射进行瞬时焊接的许多方案已得到论证^[173]。

应用高辐射功率激光器是多方面的。他们可用来产生等离子体，尤其是用在热核反应实验上^[175-177]、^[237]。早已报导过利用聚焦的激光束产生中子^[174]。根据计算指出大约在2毫微秒内约 10^{-5} 焦耳的能量射入固态氦粒子上，将引起一半能量转化给高能中子^[224]。这就需要利用已知的激光器和光学隔离器技术去建立一个激光放大器阵列。

等离子体也能够用来产生一个强的、短的持续时间的 x -射线场^[178]。在四·A节中描述过的长程空气击穿可利用来为那些希望避免闪电的地方的放电云层，形成一个低阻抗的电路。

一个具有5,300埃的倍频输出的受衍射限制的玻璃激光的一个有意义的应用是，用在月球测距方面^[180-182]。可从15厘米发射望远镜中发出20焦耳能量以及用150厘米的接收望远镜得到有用的数据。利用圆盘激光器，可以实现每秒一次脉冲或者更快重复率的脉冲，并且如果利用1毫微秒宽度的脉冲（这脉冲宽度接近于直接用电子探测的极限），那么测距分辨率可能是几厘米，用这种装置，或者几个这种装置，测量由阿波罗11号带到月亮上的角型反射器的距离，以及可获得有关月球天平动、地球天平动、大陆飘移、地球膨胀、月球膨胀和相对论实验^[184]的精确数据。

这样的激光器也可以用于精确的卫星

测距以及利用光导摄像管观察时的照明上。上面所得结果不仅可用在大地测量学上^[183]、^[185]，而且也可以用在精密观察各个地球卫星上。利用四·F节中介绍过的气体激光器-玻璃激光器系统有可能克服地球的大气干扰影响（于利用地球上时），激光光源进行卫星照相。这是因为参考光束和信号光束同样经受大气干扰，因此如果脉冲的相干长度至少与卫星半径一样大，并且脉冲短到足以免除卫星运动的影响，那么可能得到全息照相的重现，比直接照相有更高的分辨率的照片。利用一个1.06微米的纤维玻璃激光前置放大器阵列，比用光导摄像管和5,300埃的发射器系统能够得到更好的实时照相。

此外，利用一台高功率、窄发散光束激光器，可以得到大气的详细的气象数据^[187-191]。

最后，因为海水对5,300埃有最大的透明度^[179]，所以，高功率、受衍射限制的5,300埃玻璃激光器，可以在这方面找到它的应用。利用距离选通技术^[193]，可以增加最大观测距离。精密测距和拍摄有用的全息照相，如同对卫星所作的那样，也是可能做到的。

在微微秒范围内可以进行有意义的基本工作，因为能量的积累是非常快的，以至于在激光脉冲时间内，不允许目标-物质转移和扩散。也可以在极短的暴光时间中，拍摄遽止动作的照相。况且技术在发展，有可能利用这些短脉冲进行精确的激光测距，但是这种可能性有待于相适应的接收器的发展。最后，微微秒脉冲可以用在计算机和通讯应用的脉冲编码调制电路中，其数字速率范围为 10^{12} 笔/秒。（续完）

参 考 文 献（略）

取自 C. G. Young, *Proc. IEEE*, 1969 (July), 57, №7, 1276~1289