

综合评述

玻璃激光器 (一)

提要: 八年前自从第一次报道玻璃激光器运转以来, 到目前为止对五种激活离子玻璃激光器的七种已被确认的发射波长, 在其运转技术上, 取得了很大的进展。在时间状态上, 获得了从连续波一直到脉冲运转(脉冲宽度窄到 2.5×10^{-13} 秒)的激光作用。此外, 玻璃激光器是当前能量最大、峰值功率最强和亮度最高的激光源。转换成 530 毫微米的光学二次谐波的能量转换效率已超过 50%。最近的发展表明了, 在相干长度和平均功率方面有赶上气体激光器性能的希望。目前, 能量转换效率达 8% 以上。纤维激光接受前置放大器的发展, 正使得玻璃激光系统的应用越来越惹人注目。本文评述了玻璃激光器的进展, 描述了一些最近的发展以及讨论了这个快速成长领域里的许多应用问题。

一、绪 言

自从 Schawlow 和 Townes 的激光器论文^[1]发表以后, 许多固体材料实现了激光运转。Maiman 第一个获得了掺铬氧化铝的激光作用, 紧接着 Sorokin 和 Stevenson 用掺钷氟化钙、Johnson 和 Nassaw 用掺钷钨酸钙都获得了激光作用。在 1961 年 Snitzer 报导了凝聚相激光器——钷玻璃激光器。此后, 许多新的激光器, 包含各种玻璃激光器在内, 都陆续发现了。尽管在讨论中涉及了另一些玻璃和晶体激光器, 但本文仅集中讨论三种玻璃激光器: 1.06 微米的钷激光器和钷-钇激光器, 1.54 微米的钷-钇-钪激光器。

玻璃有许多不同于其他固体激光基质材料的特点。玻璃是各向同性的, 它能极均匀地掺入高浓度的激活离子, 这种材料在大小和形状上具有很大的灵活性, 并能获得仅受衍射限制的极均匀的光学质量。它还能以比

较低廉的价格进行大体积的生产, 并能用许多方法进行加工, 比如: 打孔、切割、熔化和包外套。所有这些都不同于晶体材料。优质激光玻璃, 其折射率能在 1.5 到接近 2.0 的范围内进行选择, 或者对钷来说, 其发射波长的尖峰位置可调整到 1.047 微米~1.063 微米之间的任一波长上^[6] (图 1)。尤其重要

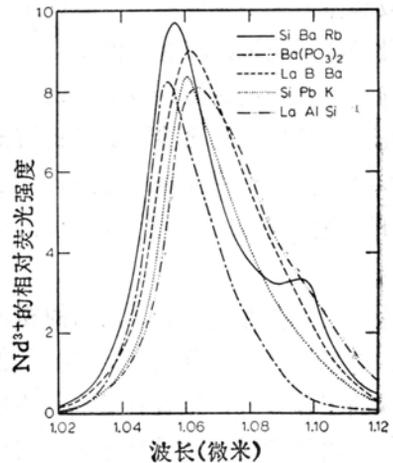


图 1 各种激光玻璃在 300°K 时的相对荧光强度

的是材料的灵活性，它提供了可能用物理常数来调节折射率的温度系数和光弹性常数，以产生一个热稳定的谐振腔^[7,8]。玻璃最大的缺点是热导率低，这样就限制了能用于高平均功率激光器上的玻璃块的厚度，为了适应这种工作，必须从基本结构上进行适当的变更。

玻璃基质的固有性质所产生的谱线的非均匀加宽^[6]比在掺杂同样离子的晶体里所看到的更宽，这就提高了阈值，但是，在放大器和Q-开关的应用中，对同样的粒子数反转，谱线的加宽减少了放大的自发辐射的损耗。加之，脉冲持续时间和线宽是傅里叶相互变换的，这样由于荧光谱线的加宽，使用玻璃的锁模技术，就能获得较短的脉冲^[9]。

玻璃激光器和晶体激光器它们的性质是相互补充的。晶体激光器具有较高的增益和较大的热导率，适宜于连续工作或高重复率工作。在中等程度重复率工作的小型系统里由于玻璃材料是混合熔化和浇铸而成，而不是象晶体那样从熔融状态生长或拉制而成的，故玻璃于大量生产时，具有价廉的优点。这些因素使设计者可用简单的设备、使用较长的玻璃棒但并不显著增加棒的价格。在较大的激光器系统里，玻璃提供了较好的均匀性和物理参数的灵活性。最后，铽玻璃的储能和光学增益的比值比掺铽钇铝石榴石激光器高60倍，这对采用在输出约为200毫焦耳的Q开关振荡器和功率放大器装置里，特别吸引人。

这篇文章从评述玻璃激光器的物理基础开始，并用一节篇幅分别举例来描述各种器件不同的工作方式，接着着重地叙述最近玻璃激光系统的发展，还讨论了激光玻璃的破坏，最后评述了几种可能的应用。

二、玻璃激光器的评述

A. 基本原理

为使荧光材料实现激光作用，在腔内由光泵所激励来回一次的光学增益必须超过损耗。一个长为 l 的激光器，端面反射系数为 R_1 和 R_2 ，增益系数为 β ，吸收系数为 α ，振荡条件是：

$$R_1 R_2 \exp(\beta - \alpha) 2L \geq 1 \quad (1)$$

若方程式取等式时，表示了反转数的稳态条件。增益系数是和反转数 N （高能态同低能态上粒子数差值）、跃迁线宽 $\Delta\nu$ 、自发跃迁几率 A_{21} 、折射率 n 有关。按文献^{[11]、[112]}：

$$\beta = \frac{\lambda^2 A_{21} N}{8 \pi n^2 \Delta\nu} \quad (2)$$

好的激光器的设计需要精确地知道增益系数比 β_s ，或者精确地知道每一焦耳的有用反转数的有效光学增益，这以 $\beta_s = \sigma N_1$ 来表示。其中 σ 是增益截面， N_1 是相应于1焦耳/厘米³贮能的反转数。例如，在小的Q-开关激光系统里，由于腔内较高的损耗，和仅要求中等程度的储能，所以用较高的 β_s 数值运转最有效。在大功率放大器里，由于要求输出较高的能量，所以用较低的 β_s 数值最有效。制成好的发射1.06微米的激光玻璃，它们的增益系数比 β_s 的值可差到两个数量级^[30,245]。

公式2给出的增益系数比 β_s ，但是，实际上由于在铽玻璃里包含在各个能级上的多重态是不确定的，所以 A_{21} 是很难精确地确定的。曾用过许多技术来确定 β_s 。加热掺铽的玻璃样品，所获得的激光终端能级的粒子数，足以测出 β_s ，其方法：或者在分光光度计里用一个高浓度较薄的铽玻璃样品^[110]；或者在来回一次的通程实验中用一根20厘米

长的一般浓度的样品，实验采用相同玻璃做的分离式的激光振荡器作为光源^[11]。尽管终端能级不出现在计算里，上述方法需要知道能级的多重态。其他的方法是从 880 毫微米的共振线开始计算，并假定了一大概的多重态^{[11]~[13]}，此外还引进了量子效率 q 的概念，从荧光光谱和寿命来计算增益系数比。按文献^[11]：

$$\beta_s = \frac{q\eta_{1.06}KN_1\lambda^4}{T_m\Sigma\eta 8\pi n^2c\Delta\lambda} \quad (3)$$

式中 η 为所发射的荧光光子数， T_m 是测出的荧光寿命， K 是线型因子。激活的激光元件中增益的变化和能量迁移的关系是一种更直接的测量方法^[11,14~18]。最后一种方法是：以一足够强度的脉冲通过一均匀泵浦的激光放大器，使放大器部分饱和，测量出脉冲畸变的结果^[19]，就测出各种激光玻璃的增益系数比 β_s ^[20]。若放大器的能量密度等于 $[\beta_s]^{-1}$ ，则产生一 3 分贝的脉冲变尖。（定义成：脉冲前缘和脉冲后缘的高度的比）若能量密度等于 $[4\beta_s]^{-1}$ 时，那末产生 1 分贝的脉冲变尖。

一定浓度和直径的激光棒的效率是棒长、端面反射系数和损耗系数的函数。从 (1) 式和从对输出端反射系数的矛盾要求来看：对最大输出耦合的要求是输出端反射系数低，对最小阈值的要求是输出端反射系数高。实验时铈玻璃棒长度对直径的比例约为 40 : 1 是最佳的^[239]。方程 (1) 可改写成：

$$\beta = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (4)$$

式中 α 为包括腔内所有的损耗，以单位长度计之。如果 (4) 式中的第 2 项看成是由于输出而损耗的能量，则腔的效率 ϵ_0 可定义成输出和总损耗的比例

$$\epsilon_0 = \frac{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}}{\alpha + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}} = \frac{\beta - \alpha}{\beta} \quad (5)$$

一个一米长的激光振荡器， $R_1 R_2 = 0.04$ ， $\alpha = 0.2\%$ 厘米⁻¹，腔的效率为 90%。而 $\alpha = 0.1\%$ 厘米⁻¹ 时，腔的效率 $\epsilon_0 = 95\%$ 。这样长的光学均匀的材料，是很难从晶体中得到的，而玻璃棒或者玻璃纤维是很容易拉制而成的。玻璃激光器的这个优点，从谐振腔的效率方程式里看得很清楚。采用纯的原材料和特殊熔炼技术而得的光学质量高的玻璃，其吸收系数能小于 10^{-3} 。（一米长左右的样品测得吸收系数为 3×10^{-4} ，接近于根据室温时终端能级的热粒子数*而计算所得的吸收系数）^[21]。材料必须没有吸收杂质。所有玻璃的激光离子都在近红外区发射，在这个范围内有过渡金属离子 Ni、Co、Cu、Fe 和 V 的吸收带^[8]。最有害的杂质是玻璃中经常出现的 Fe^{2+} 离子，当其浓度为 5×10^{16} 离子/厘米³ 时，在 1.06 微米处的吸收系数为 0.1% 厘米⁻¹^[8]。

一种附加的损耗源，也许是通过激发态的吸收产生的。这大概是因为任何这类吸收必须达到饱和，才能获得净增益所致。然而，这种吸收通常是伴随着迅速的无辐射衰减。这或许就是为什么铈离子在玻璃中没有激光振荡的原因^[6]。就玻璃中的铈离子而言，曾做过实验，企图用改变激光棒端面的反射率，来测出激活损耗。利用 (4) 式于两组端面反射系数 $R_1 R_2$ 和 $R_1 R_3$ ，相应的两个增益系数 β_2 和 β_3 ，便获得了损耗系数 α 的一个

* 译校注：Thermal Population，统计分布的粒子数，按字面上译成热粒子数。

方程:

$$\alpha = \frac{\ln R_1 R_2}{2L} + \frac{\beta_2}{\beta_3 - \beta_2} \left[\frac{\ln R_1 R_2 - \ln R_1 R_3}{2L} \right] \quad (6)$$

假定增益系数和泵浦强度成比例, 得到损耗系数 α 为 10^{-3} 厘米 $^{-1}$, 在这个实验中, 玻璃于 1.06 微米处的非激活吸收系数为 10^{-3} 厘米 $^{-1}$ [194]。在其他类似的工作中, 于另一种玻璃里, 在 1.06 微米处测得激活损耗系数为 10^{-2} 厘米 $^{-1}$ 的非激活吸收系数为 6×10^{-3} 厘米 $^{-1}$ [22]。在这种玻璃里, 有迹象表明, 存在着有影响的激发态的吸收, 这种吸收增加了 1.06 微米处的损耗 [132]。掺铀和铈的硅酸盐玻璃中, 激发态吸收的直接测量, 已有过报道 [240]。

假定泵浦源是一黑体辐射体, 这对大部分用闪光灯泵浦固体激光器、并且是单一吸收带来说, 是一种合理的假定, 那么能估计出达到阈值所需要的光泵功率。这种关系可加以推导, 使之相当于下列过程: 亚稳态的粒子数跃迁到那些使之空竭的能态上。这个结果 [6, 112] 是:

$$\exp(-E_P/KT_P) \geq \frac{N}{A_P} \frac{1}{T_m N_0} \quad (7)$$

式中: E_P 是光泵带的能量, T_P 是光泵的黑体温度, A_P 是光泵跃迁的爱因斯坦系数, T_m 是所测的寿命, N_0 是浓度。在一定的玻璃基质里, N 和 A_P 基本和浓度无关 [6]。然而, 由于与浓度的淬灭相联的无辐射跃迁的增加, T_m 减小了。因此, 从 (7) 式看出, 最小的阈值, 在最大的 $T_m N_0$ 值时出现。当采用细棒时, 由于和氙灯能很好的耦合, 使用较高的浓度可获得较高的总效率。

假定只在 880 毫微米共振线上进行泵浦, 用 (7) 式进行简单的计算, 便可计算出需要黑体泵浦的温度大约为 3×10^3 K [52]。将其他吸收带贡献的泵浦能量总和起来, 将降低

这一数值。实验时采用了一接近的黑体辐射 (4,000°K) 左右特性的摄影闪光灯、用 1/4 面成像作光泵耦合 [52, 60], 达到了激光的阈球值。这暗示 T_P 小于 3×10^3 K 是所要求的最小黑体光泵温度。使用日光或者是碳弧日光模拟灯来作为光泵, 一般说来是符合这一结论的 [62]。

B. 玻璃中的激光离子

不幸的是, 关于影响置于玻璃中的离子的玻璃结构, 说得不多。尽管对一些过渡金属离子象偏磷酸盐玻璃里的铈 [241] 和硅酸盐玻璃中的钇 [242] [23-25], 进行了某些测定, 但目前对玻璃中离子行为的研究, 特别是稀土离子, 大都是经验的科学研究。

表 1 中列出了已在玻璃中发生激光振荡的稀土离子, 并列出了掺铈钇铝石榴石的增益系数 β_s , 以作比较。虽然铈玻璃激光器的振荡波长通常是 1.06 微米 [5], 但当采用频率选择反射器时也能在 1.37 微米处获得激光振荡 [26], 或者既用频率选择器又降低温度, 也能在 0.92 微米处获得激光振荡 [27], 因为此时终端能级仅距基态 470 厘米 $^{-1}$ 。在不采用频率选择反射器的 Ca-Li-B 玻璃中, 已经看到了上述三种波长同时振荡 [36]。从钨酸钙 Ho^{3+} 离子的数据中已得到 Ho^{3+} 终端能级的能量 [37]。

由一个离子吸收光, 随后就将能量传给荧光离子的敏化荧光对增加泵浦及研究玻璃里能量的传递过程都很有益。

为了提高辐射转移的效率, 敏化离子发射的光谱必须和激活离子的吸收光谱相重迭。在无辐射转移过程中, 能量不经过间接的辐射和吸收而传递, 但是仍要求重迭。转移率取决于相互作用的机理, 而且, 转移率和离子间距离的关系, 对偶极子—偶极子间相互作用的情况, 为 r^{-6} ; 对偶极子—四偶

表 I 玻璃里的激光离子

掺杂离子	玻璃基质	激光跃迁	波长 (微米)	$E_1-E_0^*$ (厘米 ⁻¹)	增益为每厘米 1% 时的反转 (厘米 ⁻³)	参考文献
Nd ³⁺	K-Ba-Si	⁴ F _{3/2} - ⁴ I _{11/2}	1.06	1950	0.7×10 ¹⁸	[5]
	La-Ba-Th-B	⁴ F _{3/2} - ⁴ I _{13/2}	1.37	4070	—	[26]
	Na-Ca-Si	⁴ F _{3/2} - ⁴ F _{9/2}	0.92	470	3.5×10 ¹⁸	[27]
Nd ³⁺	YAG ⁺	⁴ F _{3/2} - ⁴ I _{11/2}	1.065	2111	1.1×10 ¹⁶	[28]
Yb ³⁺	Li-Mg-Al-Si	² F _{5/2} - ² F _{7/2}	1.015	400	2.8×10 ¹⁸	[29]
	K-Ba-Si	² F _{5/2} - ² F _{7/2}	1.06	830	11.0×10 ¹⁸	[30]
Ho ³⁺	Li-Mg-Al-Si	⁵ I ₇ - ⁵ I ₈	2.1	230	—	[31]
Er ³⁺	Yb-Na-K-Ba-Si	⁴ I _{13/2} - ⁴ I _{15/2}	1.543	0	1.8×10 ¹⁸	[32]
	Li-Mg-Al-Si	⁴ I _{13/2} - ⁴ I _{15/2}	1.55	111	—	[33]
	Yb-Al-Zn-P ₂ O ₅	⁴ I _{13/2} - ⁴ I _{15/2}	1.536	0	9×10 ¹⁷	[34]
	Yb-氟磷酸盐玻璃	⁴ I _{13/2} - ⁴ I _{15/2}	1.54	0	—	[61]
Tm ³⁺	Li-Mg-Al-Si	³ H ₄ - ³ H ₆	1.85	—	—	[35]
	Yb-Li-Mg-Al-Si	³ H ₄ - ³ H ₆	2.015	—	—	[35]

* E₁-E₀ 表示激光作用的终端态能级和基态能级之间能量间距。

+ 掺镱钕铝石榴石是用来作比较的。

极子相互作用的情况，为 r^{-8} ；对相互交换作用的情况，为 $\exp(-ar)$ [195]。除了不同离子类之间的转移之外，假如吸收光谱和荧光光谱相重叠，激励可在相似的离子间徙移。这些能够解释浓度猝灭：激励从一个离子传到另一个离子来回漂移，直到它徙移到一个对于无辐射跃迁特别顺利的位置为止。

图 2 摘要地给出了切合于玻璃中钕、铒、镱离子的荧光光谱。表 2 给出了已经报导过

表 II

激光离子	玻璃基质	敏化剂	参考文献
Nd ³⁺	KBaSi	UO ₂ ²⁺	[38]
	磷酸盐	Mn ²⁺	[39] [40]
	KBaSi	Ag	[41]
	LiMgAlSi	Ce ³⁺	[40] [42]
	硼硅酸盐	Tb ³⁺	[43]
	硼硅酸盐	Eu ³⁺	[43]
Yb ³⁺	—	Cr ³⁺	[44]
	LiCaB	Nd ³⁺	[45]
	LiMgAlSi	Ce ³⁺	[46]
	AiKaliSi	Cr ³⁺	[47]
Ho ³⁺	LiMgAlSi	Yb ³⁺	[48]
	LiMgAlSi	Er ³⁺ , Yb ³⁺	[205]
Er ³⁺	NaKBaSi	Yb ³⁺	[32]
	AlKaliSi	Mo ³⁺	[47]
	AlZnP ₂ O ₅	Yb ³⁺	[34]
Tm ³⁺	氟磷酸盐	Yb ³⁺	[61]
	LiMgAlSi	Yb ³⁺	[35]
	LiMgAlSi	Cr ³⁺	[35]

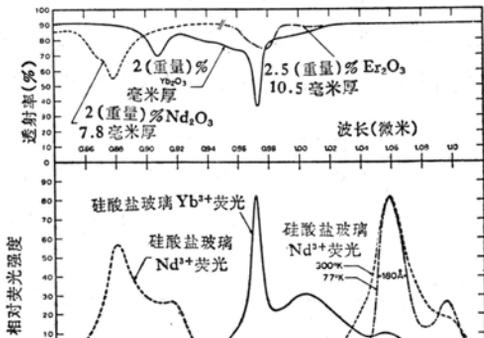


图 2 硅酸盐玻璃中的 Nd³⁺、Yb³⁺ 和 Er³⁺ 的部分吸收光谱和荧光光谱同能量转换过程的关系。

的敏化荧光系统。Yb³⁺ 离子的双敏化荧光已经有过报导，有将激励能量从 Ce³⁺ 和 Nd³⁺ 转移到 Yb³⁺ 的直接转移和先从 UO₂²⁺ 转移到 Nd³⁺ 然后再转移到 Yb³⁺ 的逐次转移的两种

情况^[50]。图3摘要地表出了发射波长和主要的能量转移过程。至于更详细的发光数据可参考文献[172]、[231]~[234]。

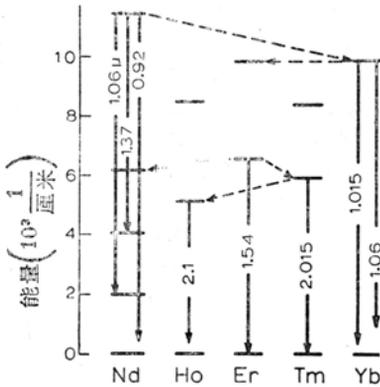


图3 玻璃中激光离子的主要能量转移过程的能级图。

目前,发射1.06微米的钕和钇玻璃激光器,发射1.54微米的铒玻璃激光器,由于它们的波长,以及是在室温下运转的,故受到了很大的注视。本文的其余部分将集中在这些离子方面进行讨论。

C. 玻璃中 Nd^{3+} 的性质

虽然1961年以来,钕已经在多种玻璃中获得了激光振荡,似乎只有碱-碱土硅酸盐作基质的激光玻璃才能极好地满足比较长的荧光寿命、高的荧光效率和高的耐久性的综合要求^[8]。

钕玻璃发射1.06微米,终端于高于基态能级约 $2,000 \text{ cm}^{-1}$ 。由于这个原因,激光器在高达 100°C 温度工作时,才能看出效率的极微小变化^[208]。另外,由于 $^4I_{9/2}$ 基态分裂约为 450 cm^{-1} ,有一个吸收带依赖于温度的关系,这种分裂将使得吸收带在高温时有一长波端的延伸^[6],这就提供了一个小的附加泵浦于光谱区,那个光谱区,室温时,玻璃是比较透明的。

量子效率的直接测量^[51,206]和从增益系数比的计算值同增益系数比的直接测量值相

比较的方法来推算到的量子效率皆指出,对于掺杂重量百分比为5%的钕碱-碱土硅酸盐激光玻璃,其为50~70%。采用各种光谱源和滤光器^[52]的光泵实验和激发态的光谱测量^[52,207]指出,在所有钕的吸收带上,量子效率基本上是恒定的。各种激光玻璃基质中钕的荧光寿命是0.04毫秒~0.9毫秒,荧光寿命主要取决于钕离子的浓度^[8]。

取决于实验条件的三个基本不同的时间轨迹能从钕玻璃棒看到,即通常所看到的杂乱的尖峰,包含在整个激光脉冲中许多等距离的、近似等强度脉冲的有限周期^[53,54]和阻尼振荡。Snitzer^[6]修改了Statz和Demars的方程^[54]。用来解释玻璃中的这些现象:由于激光棒加外套所影响阻尼振荡和高的 Nd^{3+} 浓度的效应,象浓度猝灭和交叉驰豫。

从不加外套的激光棒输出的光谱,呈现杂乱的尖峰状,从加外套的激光棒输出的光谱则是阻尼振荡的形状,两者是十分不同的。后者产生连续谱带,而杂乱尖峰给出锐谱线。从时间分辨谱的检查看出几种谱线能同时出现在一个尖峰上。用时间的分析来解释发射特性可以推断:在自发辐射中出现的180埃的线宽,其中有非均匀加宽和晶格场的分裂所引起的加宽,两者都约为70埃。在 300°K 时均匀热加宽是20埃,在 77°K 时变为约5埃。至于更全面地叙述这些现象,参看文献[6]和[200]。玻璃中钕的吸收特性见图4。

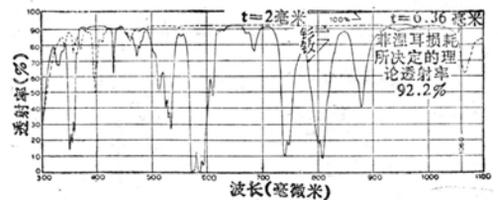


图4 硅酸盐玻璃基质中钕的吸收光谱顶部虚线是在同样基质玻璃里钕的吸收光谱,当其用来做外套时,将显示出它的作用。

D. 玻璃中 Nd³⁺—Yb³⁺ 的性质

Nd³⁺ 和 Yb³⁺ 离子之间的能量转移在许多玻璃文献中报导了^[45,50,55-57]。人们对 Nd³⁺—Yb³⁺ 激光玻璃感兴趣是从室温时 Yb³⁺ 离子发射 1.06 微米波长的激光这样一个事实出发的,因而将它与发射 1.06 微米的 Nd³⁺ 一起,制成激光系统是很自然的。这个激光器是通过钕和铽两者的吸收带并且从钕向铽以无辐射转移能量的方法运转的。适当的选择 Nd³⁺ 和 Yb³⁺ 的浓度,基本上使闪光灯的所有有用的激励更有助于 Yb³⁺ 离子粒子数的反转。对钕-铽激光器感兴趣的主要理由是,在相同增益的情况下,钕-铽玻璃中的储能比钕玻璃高 16 倍(表 1)。这在功率放大器里,或者在希望脉冲变尖的极小情况里,或目标反馈不稳定里是很重要的。另外,铽所显示出的 2.2 毫秒的较长的荧光寿命和由于铽所提供的吸收增加,都将使得 Q-开关激光器运转更有效,并改进了和闪光灯的匹配。这些事实已从实验中得到了证实。在相同的光泵强度情况下,钕-铽玻璃的反转粒子数比钕玻璃高 4 倍。表 III 列出了在 1.06 微米处运转的 Nd³⁺ 和 Yb³⁺ 的特性。

表 III Nd³⁺ 和 Nd³⁺—Yb³⁺ 玻璃激光器作为 1.06 微米的功率放大器时的性能比较

	Na ³⁺ 玻璃	Na ³⁺ —Yb ³⁺ 玻璃
荧光寿命(微秒)	600	2200
光泵	Nd ³⁺ 吸收	Nd ³⁺ 和 Yb ³⁺ 吸收
每单位光泵输入的相对增益增益比:	4	1
$\frac{\text{焦耳/厘米}^3}{\text{分贝/厘米}} = \frac{\text{焦耳}}{\text{分贝} \cdot \text{厘米}^2}$	3	48
能量密度(焦耳/厘米 ²)对于		
a) 1 分贝的脉冲变尖	3.3	53
b) 3 分贝的脉冲变尖	13	210

在室温时,铽的 1.06 微米跃迁的终端能级的有效的热粒子数是所预料到的。在掺铽 5%、掺铽 4% 的典型的玻璃系统中,对 1.06 微米的吸收系数大约为 0.5% 厘米。因此,它在特性上是一个部分三能级系统。然而,在有效激光作用的条件下,一些吸收是被消除了的。在使用这种玻璃时,是希望得到激光棒的全长泵浦的。

钕-铽玻璃激光器可能更令人讨厌的地方是关系到热粒子数,从表 1 看出,1.015 微米跃迁的增益系数大约是 1.06 微米跃迁的 4 倍。另一方面,在室温时,1.015 微米跃迁的终端能级的热粒子数大约比 1.06 微米跃迁的高 18 倍。依赖于光泵水平,温度和掺杂离子,这两个相反的因素导致钕-铽玻璃激光器在 1.015 微米或者在 1.06 微米处呈现较高的净增益^[196]。对这两种跃迁的每一种,激光棒的增益可写成:

$$G_{1.015} = (N_u - N_A) \beta_{1.015} L \quad (8)$$

$$G_{1.06} = (N_N - N_B) \beta_{1.06} L \quad (9)$$

式中 N_u 是 $4F_{5/2}$ 亚稳态粒子数, N_A 和 N_B 分别表示 1.015 微米和 1.06 微米跃迁的终端能态粒子数, L 是棒长, β 是增益系数比。这些可写成:

$$\beta_{1.015} = 154 \times 10^{-22} \text{分贝} \cdot \text{厘米}^2 / \text{离子}$$

$$\beta_{1.06} = 39 \times 10^{-22} \text{分贝} \cdot \text{厘米}^2 / \text{离子}$$

假定将棒的表面进行处理,以适当地控制离轴的自发辐射,那末当从棒的一个端面发射的、放大的自发辐射(这一端面对另一个端面所张的立体角为 $d\Omega$, 发射时间为 t), 近似地等于完全抽空反转粒子数所需要的能量密度时,激光棒将自饱和。所需要的能量密度可方便地令其等于增益系数比的倒数而得到^[68,197]:

$$\int_0^L \frac{N}{T} e^{\beta x} \frac{d\Omega}{4\pi} t = \frac{1}{\beta_S} \quad (10)$$

或者
$$e^{\delta L} = \frac{4\pi}{d\Omega} \left(\frac{T}{t} \right) \quad (11)$$

式中 N 是反转粒子数, T 是有效的寿命 (考虑到荧光跃迁的竞争), t 是脉冲宽度。对直径 1 厘米、长为 1 米的包外套的棒, 1.015 微米的临界增益约为 60 分贝, 由于 Yb^{3+} 的寿命长, 故比 Nd^{3+} 的约高 60 分贝。从方程 (8) 能解出 Nu :

$$Nu = \frac{60 + N_A \beta_{1.015} L}{\beta_{1.015} L} \quad (12)$$

方程 (9) 变为:
$$G_{1.06} = \frac{60 \beta_{1.06}}{\beta_{1.015}} + (K_A - K_B) \beta_{1.06} N_g L \quad (13)$$

式中 K_A 和 K_B 是能级 A 和 B 的分热粒子数的因子, 而 N_g 是基态粒子数。1.015 微米跃迁的终端能级是假定为从相距 380 厘米⁻¹ 的基态 Kramer 双重态而得的一对 Kramer 双重态。而 1.06 微米跃迁的终端能级是假定为提高了 830 厘米⁻¹ 的 Kramer 双重态。这些假定是和室温和低温时的荧光数据一致的^[57]。若 $N = (1 + K_A + K_B) N_g + N_u$ 是钇的掺杂能级的总粒子数, 方程 (12) 变为:

$$N_g = \frac{N \beta_{1.015} L - 60}{(1 + 2K_A + K_B) \beta_{1.015}} \quad (14)$$

最后:
$$G_{1.06} = \frac{60 \beta_{1.06}}{\beta_{1.015}} - \frac{60 (K_A - K_B) \beta_{1.06}}{(1 + 2K_A + K_B) \beta_{1.015}} + \frac{(K_A - K_B) \beta_{1.06} L}{(1 + 2K_A + K_B)} N \quad (15)$$

假定 1.015 微米的 60 分贝增益, 通过放大的自发辐射将完全被抽空, 那末采用表 I 的数据, 在室温情况下, 1.06 微米处可获得的增益由下式给出:

$$G_{1.06} = [12 + 87 \times 10^{-21} N] \text{分贝}$$

或者:

$$G_{1.06} = [12 + 8 (\text{钇的重量百分比})] \text{分贝} \quad (16)$$

式中 N 是钇的浓度。对一典型的、掺钇 5%、钇 4% 的 1 米长的棒, 在 1.015 微米处粒子完全抽空前, 可得 43 分贝的 1.06 微米的增益, 如棒的尺寸、温度和掺杂, 是其他一些数据, 则对 1.06 微米的最大增益, 有其他的强加性的限制。在没有完全抽尽粒子数的棒中, 实验测得增益系数为 20 分贝以上。

采用计算和测量荧光寿命的比较方法可测出掺杂重量百分比为 2 的 Yb_2O_3 玻璃中钇离子的量子效率。假定在两个 Kramer 双重态之间发生的 0.97 微米的共振跃迁, 并测出

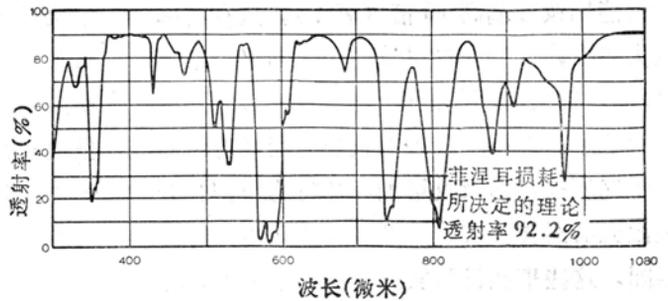


图 5 重量百分比为 5 的 Nd_2O_3 和重量百分比为 4 的 Yb_2O_3 的硅酸盐基质玻璃中 $\text{Nd}^{3+}-\text{Yb}^{3+}$ 的吸收光谱。样品厚 5 毫米。
注: 图中横座标波长的单位为毫微米。

荧光光谱就可计算出荧光寿命来。结果 $T = 2.7$ 毫秒, 和测量到的荧光寿命 2.2 毫秒相比较时, 这就意味着量子效率约为 80%。

采用钇-钇玻璃作激光振荡器的一个缺点是其阈值比可与之作比较的钇玻璃棒的高, 这是由于钇-钇玻璃每单位光泵能量的增益较低缘故。然而, 阈值以上的长脉冲效率是等于掺钇的玻璃棒的。

$\text{Nd}^{3+}-\text{Yb}^{3+}$ 玻璃系统光谱性能的更详细的讨论, 可参考文献 [6]。这个系统的吸收特性如图 5 所示。

E. 玻璃中 $\text{Nd}^{3+}-\text{Yb}^{3+}-\text{Er}^{3+}$ 的性质。

如表 I 和表 II 所示 Er^{3+} 离子在硅酸盐

和磷酸盐两种基质里已产生了激光振荡。由于 Er^{3+} 具有三能级特性和微弱的吸收，故为了获得一个满意的系统，必须与铈和铈一起作多重掺杂。然而，由于高浓度的铈不仅敏化了 Er^{3+} 的荧光而且通过铈的 $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ 的跃迁也猝灭了它。近来采用 Nd^{3+} 和 Yb^{3+} 作外套以 Yb^{3+} 和 Er^{3+} 为激活心的介质棒的方法，避免了这种猝灭。能量通过辐射从外套转移到棒芯中去以克服 Nd^{3+} 的猝灭^[58]。采用这种技术，在同样一块玻璃中，掺杂浓度超过一般的三倍，其阈值降低了两倍。由于铈是三能级激光器，所以它的浓度可维持在低水平下。 Yb^{3+} 离子的浓度可很高而没有有害的影响，但受光泵所限制，因此，只要考虑能和灯很好的匹配即可。铈-铈-铈激光器的激光对人眼是安全的，这种情况是人们对其感兴趣的一个重要理由^[59]。1.5 微米通过人眼传送到视网膜比任何其他固体激光器的激光要低几个数量级(图 6)。眼睛对视网膜有一个把能量密度放大 10^4 的作用，因此采用铈-铈-铈激光器可能大大地改进人眼的安全。特别是因为在 1.5 微米处的吸收是遍布于整个眼睛的，这将减少了中间介质损害的可能性。这个波长的大气透射性能也很好。

这种激光器既能在 1.543 微米发射，也能在 1.536 微米发射。这主要取决于基质成分(参看表 1)。对较短发射波长的磷酸盐基质玻璃感兴趣的理由有以下四个：这个波长可以和锗雪崩式探测器很好的匹配，因而，到现在为止，它的效率一直比硅酸盐的为高，

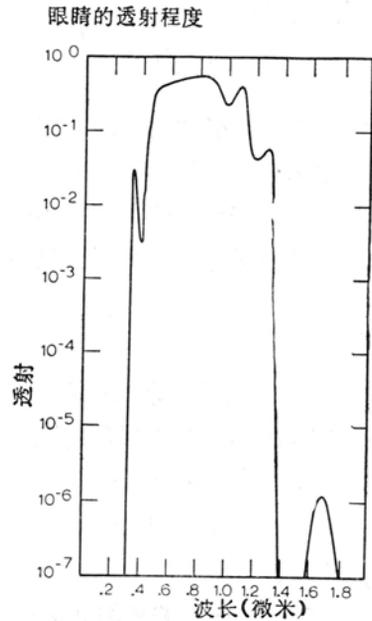


图 6 通过人眼传送到视网膜上的总透射程度

磷酸盐作基质比用硅酸盐作基质更能抗闪光灯一感吸收，最后磷酸盐玻璃不存在波长依赖于温度的关系，而硅酸盐作基质的铈激光器输出(光谱)是不稳定的，当加热时它转换到 1.06 微米的发射^[8]。由于这种激光器是以三能级运转的(见图 1)，所以它目前还不象铈激光器那样有实力。对于不加外套的这种玻璃激光器典型数据为：输入 130 焦耳，输出 120 毫焦耳，脉冲宽度为 25 毫微秒。这个数值看来和红宝石不太一样^[34]。在硅酸盐基质中荧光寿命大约是 14 毫秒，在磷酸盐基质中为 8.2 毫秒。铈-铈-铈激光器的光谱特性的详细讨论见文献[6]。这个系统的吸收和荧光特性见图 7。

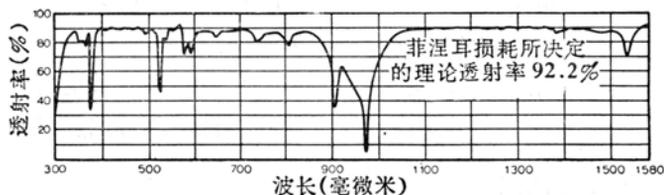


图 7 重量百分比为 0.25 的 Nd_2O_3 、10 的 Yb_2O_3 和 1.0 的 Er_2O_3 的硅酸盐玻璃中 Nd^{3+} - Yb^{3+} - Er^{3+} 的吸收光谱。样品厚 5 毫米。

三、玻璃激光器的 各种工作方式

因为玻璃激光器能发射连续的或者脉冲时间长度一直降到微微秒数量级范围的任意时间长度的脉冲，所以本节中将按照时间长度的范围扼要地评述玻璃激光器各种运转方式。

A. 连续运转方式

在室温下，在重量百分比 6.25 的钽-冕玻璃中得到了 1.06 微米连续激光输出^[60]。在这项工作中，用了一根直径为 0.1 毫米的激活玻璃芯，套上直径为 1 毫米的不激活的玻璃外套、长为 3 厘米的激光棒和一支 PEK 型高压汞弧灯使之物-像并列地共轭放置在直径为 23 厘米* 的成像球中，2 瓩的灯输入 1,370 瓦时得到了阈值输出。根据计算指出利用和棒同样形状的长形灯可以得到一瓦的连续输出。磷酸盐玻璃连续输出运转也已经做成^[210]，然而，目前由于掺钕钇铝石榴石晶体具有较高的热传导率和较窄的线宽，因此这种工作物质激光器全部性能都大大地超过钽玻璃激光器。

B. 10^{-2} 秒到 10^{-3} 秒脉冲的运转方式

在这个时间范围内的激光器输出的持续时间与闪光灯持续时间差不多。多少由于这种长-脉冲运转装置的简单性，故能够建立高效率大系统的激光器。一根直径 30 毫米、长 1,000 毫米掺杂量重量百分比为 3 的激光棒得到了脉冲持续时间为 3 毫秒，能量为 5,000 焦耳的输出，这是到目前为止所报道的最高的能量输出。在这项工作中激光棒套有外径为 38 毫米的吸收外套。外套于波长 1.06 微米处的折射率比激活玻璃蕊高 0.001，这样可用以消除离轴光束，把激光输出限止在 10 毫弧度锥角内。在高于阈值的情况下效率达

3%。这棒是在一个封闭套内用四根闪光灯泵浦，其位形如图(8)所示。

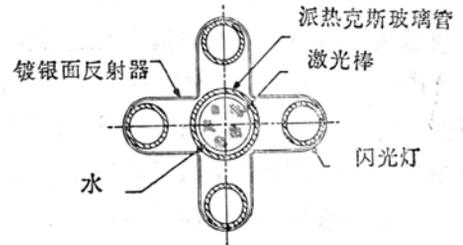


图 8 输出 5000 焦耳激光的“封闭外套”式柱状激光器截面图

在另外的工作中用直径为 12.6 毫米，长为 550 毫米的激光棒在高于阈值运转下，效率超过 8%。由于利用了多根闪光灯作环状封闭排列并与反射器耦合进行抽运，因为具有冷却装置故有可能成为输出为 5,000 焦耳高效率的激光器。仔细选择闪光灯的气压和工作参数，选择好的激光谐振腔的设计以及采用低损耗的玻璃，一个高于阈值输出时的效率超过 12% 的激光器应可获得。

在其他的实验中^[62,65]利用太阳来泵浦的激光器已经做成。在这项工作中利用孔径为 60 厘米的望远镜系统把太阳的像减少到直径为 3 毫米。这激光棒包括一根很细的激活蕊，并且利用光反射进行端面泵浦，其工作方法是：或者利用全内反射^[62]；或者利用银反射器^[65]，前后来回地使泵浦光通过激光蕊，沿着纤维长度方向进行泵浦如图(9)所示。

用这种方法可得到 $1\frac{1}{4}$ 瓦的激光输出。由于没有冷却，棒发热，故激光输出仅持续了 7 毫秒。

几种特殊的系统将在下面叙述。一种系统，一根长的玻璃纤维在无谐振腔情况下进

* 原文 23 后面没单位，估计是厘米单位。

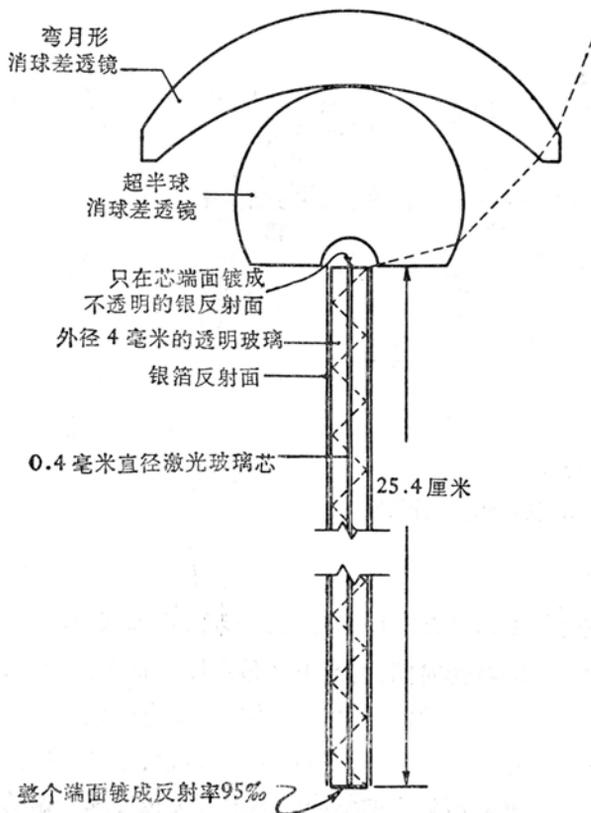


图 9 端面泵浦式玻璃激光器, 由 60 厘米抛物面集聚的太阳光, 由数值孔径为一的折射元件成像到玻璃激光器的端面。

行泵浦, 结果观察到一系列激光尖峰。这些尖峰的时间间隔, 是由光来回一次经过玻璃纤维的时间所造成^[67, 211]。在另外的工作中, 一个玻璃激光器放在具有钇铝石榴石晶体的谐振腔内, 使发射光谱的线宽变窄, 并且降低了阈值^[212, 213]。其它类似使光谱变窄的方法是: 在腔内引进一块薄板^[214, 224]; 或引进一种染料^[246]或引进一个衍射光栅^[215]。一个玻璃激光器曾由红宝石激光器的输出泵浦到吸收带 $^4F_{9/2}$, 终于提高了玻璃激光器的输出^[216]。曾利用超声调制玻璃激光棒的输出, 已调制成 100 千赫。最后一些环形激光器已经制成, 其结果引起尖峰——拉平和光谱变窄的输出^[217, 218]。

C. 10^{-4} 到 10^{-7} 秒脉冲的运转方式

产生持续时间为 10^{-4} 到 10^{-7} 秒的高能量激光脉冲, 比产生脉冲的持续时间的数量级较长或较短的脉冲困难得多。对于较长的脉冲, 脉冲的持续时间由闪光脉冲长度来决定。对于比 1 毫秒短得多的脉冲, 由于它的光谱移向灯的较短波长, 因此这种技术变得无效; 另一方面用 Q 开关要得到比 100 毫微秒长的脉冲也很困难。

得到 10^{-4} 到 10^{-7} 秒时间范围内的激光脉冲的一种有效的技术, 在非谐振系统中, 用放大自发辐射来得到^[69, 49, 219]。这样的系统, 利用了串级着的五个玻璃激光放大器, 进行放大自发辐射。然后利用 Kell 盒开关得到一个可在 10^{-4} 到 10^{-7} 秒的时间长度内调节的矩形脉冲^[66]。六个法拉第光学隔离器^[67], 散布在整个系统中, 目的是提高得到 155 分贝单程增益的稳定性。激光脉冲的近场和远场图是平滑地越过中心, 并且在边缘处很快地下降到零。其输出光谱也是平滑的, 并且增益带宽变窄到约 30 埃^[11]。这些特点是: 系统是单程的而不是振荡的这样一个事实的结果, 所以无模结构系统被建立了, 并且输出光束的发散角由系统的纵横比所决定。五个棒所产生的脉冲, 经过两个排列在它们后面平行放置的 $\phi 75$ 毫米 \times 1,000 毫米激光放大器棒, 输出 1,000 焦耳。为了防止由于功率放大阵列输出端附近消耗反转的粒子数, 故在传输方向上按照顺序放置 Kell 盒, 在脉冲的期间内增加发射, 而且最后的是再一次变成平顶的脉冲波形, 整个装置如图(10)所示。

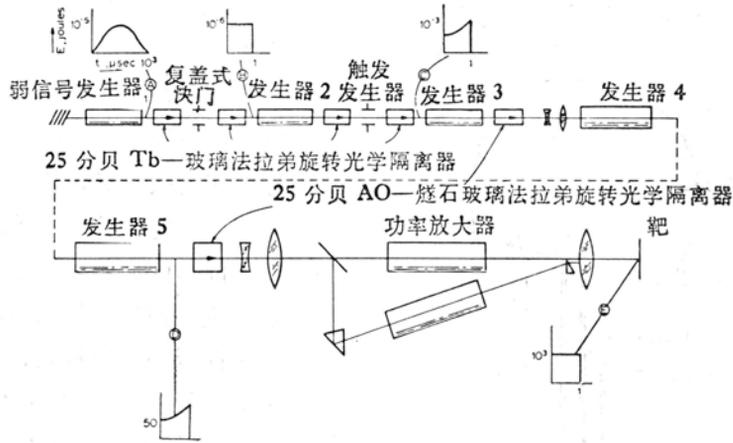


图 10

发生器 1 和 2: 直径 1 厘米的芯, 外径 15 毫米; 长 1 米, 50 分贝增益

发生器 3: 直径 18 毫米, 1 米长, 20 分贝增益

发生器 4: 直径 38 毫米, 60 厘米长, 增益 11 分贝

功率放大器: 直径 75 毫米, 1 米长, 增益 18 分贝

触发发生器: 产生一个上升形变尖了的脉冲(C),

在功率放大器中, 最终产生矩形波输出脉冲(E)。

对于 10^{-7} 秒区间的短脉冲略为不同的放大自发发射装置已经建立^[68,197], 激光器的运转是用 12 根激光放大器分别泵浦, 并且突然地在光学上联成一系列。从随便那个端面附近所产生的放大的自发辐射, 通过所有的放大器有效地进行放大。而且在最后几个棒内, 席卷反转粒子数形成光学“雪崩”。对于一个瞬时开关而言, 脉冲宽度是由通过系统所需的飞越时间而决定的。在这系统中, 在同一光轴上放置了一组四个旋转棱镜作为开关棒间被折迭了的二次通过列阵的光束。测量结果能量输出约 70 焦耳, 脉冲持续时间为 70 毫微秒, 发散角为一毫弧度。

放大的自发发射系统和振荡系统之间的一个区别是: 振荡系统是对一个给定孔径尺寸受衍射限制的操作, 光束扩散对于受衍射限制的非振荡系统来说比较对于在孔径处由于衍射条件所确定的最低级 HE_{11} 横模要小 30%。

D. 10^{-8} 秒脉冲的运转方式

利用 Q-开关谐振腔已经得到激光脉

冲持续时间约为 10^{-8} 秒^[10], 在这个技术中, 谐振腔的镜子之一在抽运期间有效地运动, 并且在某一瞬间突然进入形成谐振腔的位置, 所建立的脉冲时间由开关速度和开始的增益所决定, 脉冲衰减率是由腔内损耗所决定。因此脉冲宽度是反转粒子数、谐振腔的参数和开关速度的函数。通过这些变数的调整, 玻璃激光器已制成发射 10 到 120 毫微秒脉冲输出。利用成功的放大系列, 能量输出达几百焦耳数量级^[63,64,221]。

利用 Nd^{3+} 玻璃二重掺杂 UO_2^{2+} 离子^[73,74], 或合适的色心^[52,75] 的玻璃激光器已做成自-Q 开关式激光器。具有 UO_2^{2+} 离子或具有色心的二种玻璃都需要闪光灯中的紫外光。因为 UO_2^{2+} 是受激态吸收的, 紫外光必须用来集居第一次激励的电子能态。

在某些系统中以 Q 开关方式工作但为长脉冲运转得到几乎同样的能量输出。在能级的反转粒子数相当大的情况下, 激发态寿命的直接测量可用下面方法来完成, 其方法是对一根芯子直径为 1 厘米, 长 20 厘米, 具

有外套的激光放大棒，测出其增益的时间（突然切断灯后的）函数，对一种玻璃的激发态寿命测出为 400 微秒，这种玻璃在粉末状时的荧光寿命是 500 微秒，反转粒子数约为 1.5 焦耳/厘米³[194]。在最佳的光泵条件下，在闪光灯的损坏点上，对这棒最大的反转粒子数为 4 焦耳/厘米³已经得到[194]。

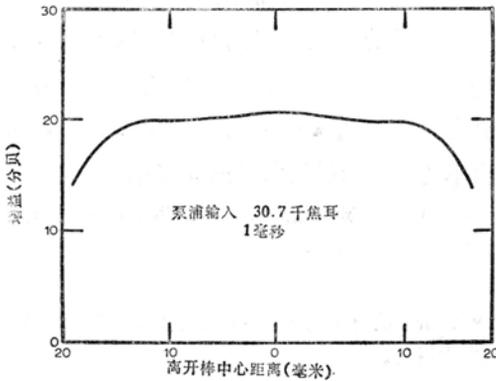


图 11 在直径 38 毫米，长 1 米含 Nd 重量百分比 1.1 的玻璃棒中被测量的增益是半径的函数。在棒中各方位的变化小于 1 分贝。

E. 10^{-9} 种脉冲的运转方式

为了得到比一般 Q 开关脉冲还要短的脉冲有许多技术可利用。一种是在谐振腔的两端具有二块高反射率的镜子激光器，在其中进行泵浦，其中一块镜子突然运动[71]。在这种操作方式中，脉冲宽度由光在腔内往返一次飞越时间所决定，曾报道利用这种技术得到几个毫微秒的脉冲[32]。

第二个技术除了 Q 开关以外，在腔内还放置了电光开关用以削去脉冲的两旁边缘[222]。另外一个技术是在激光谐振腔外放一个外快门，用激光触发火花隙只使 Q 开关脉冲的一部分通过[77]。一种得到短脉冲的不同方法是利用饱和吸收，把放大器中 Q 开关的激光脉冲变短[78]。在饱和区间工作的放大器，对一般的 Q 开关的光脉冲形状不会产生脉冲变窄，因为脉冲有一个指数上升的

超前边缘，这个边缘在维持脉冲形状和宽度时也同时得到了放大[19]。当存在饱和吸收体时，脉冲的超前边缘是被削去的，直到吸收达到饱和时为止，在达到饱和吸收的时刻迅速打开，让陡的边缘脉冲耗尽反转的粒子数，同时得到变窄了的脉冲。

对一毫微秒脉冲感兴趣的一个原因是，因为它代表了强加给光雷达的距离分辨率的极限，这极限由接收器的要求（象示波器或计数器的灵敏度和实际时间）所决定的，在这种极限内可以利用一个较短的脉冲，但是对同样的能量密度，用较长的脉冲，材料的使用寿命将会稍长些。

F. 10^{-10} 到 10^{-11} 秒脉冲的运转方式

饱和吸收体是早就用在具有可逆变白染料（放在激光器内或激光器外二种）的 Q 开关激光器上[52, 73, 76, 79]。气体激光器的锁模，大约在同一时期利用一个由外信号所驱动的内调制而实现[80]。固体激光器的锁模效应首先是在红宝石中实现的[81, 82]。同步锁模的实现是更晚些时间报道的[223]。此后发表了关于这一领域工作的大量文章，这个领域工作的广泛的评叙见文献[9]。

锁模玻璃激光器脉冲，几微微秒范围内，对谐振腔的要求，一般是要求无色散

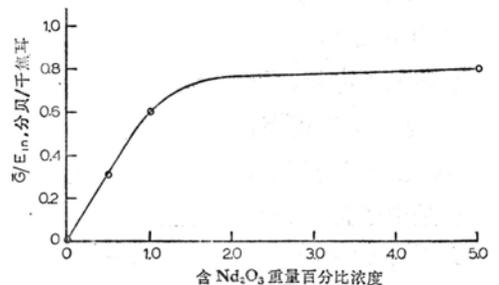


图 12 每单位泵浦能量 E 中，单位面积-重量平均增益 G 对一系列直径为 38 毫米，长为 1 米的各种浓度的激光棒的关系曲线。对于增益均一的最佳浓度是重量百分比略大于 1%。

的。一种可用来得到 10~100 微微秒范围内的脉冲的技术是利用频率选择元件，例如衍射光栅放在腔内，目的是为了阻止振荡器的光谱线宽^[84]。因为脉冲长度是光谱宽度的傅里叶变换量。足够地压缩光谱宽度结果会使脉冲变长。

到目前为止，只报导了这种类型的较大系统之一，输出脉冲能量 20 焦耳，脉冲宽度 10^{-11} 秒或者输出功率为 2×10^{12} 瓦。

G. 10^{-12} 秒脉冲

已经报导短到 2.5×10^{-13} 秒的脉冲^[238]。这种脉冲相当于 1.06 微米光的七十个波长左右。为了直接得到这样短的脉冲宽度，必须要一个光谱宽度较宽的激光材料。玻璃中荧光光谱宽为 200 埃(到 3 分贝点)，假如这个线宽能被有效地利用的话，那么这暗示有可

能得到约 0.2 微微秒的脉冲宽度。

空穴-烧穿实验直接指示 70 埃的有效线宽相当于一个脉冲宽度为 $\frac{1}{2}$ 微微秒^[6]。利用 Nd-Yb 玻璃的较宽的发射谱线大体上可实践比较短的脉冲一个对微微秒脉冲作啁啾技术*的压缩^[86]，将更加减短脉冲的宽度。对于亚微微秒脉冲进行外啁啾技术作用，继续进行压缩^[199]最后可得到短到几周的脉冲。

报道过的微微秒时间范围内的最大能量是 51 焦耳，脉冲宽度约 3 微微秒^[87]，是目前为止所报道过的最高尖峰功率激光，尖峰功率为 17×10^{12} 瓦。(未完待续)

取自 C. G. Young, *Proc. IEEE.*, 1969 (July), 57, No. 7, 1267~1276.

* Chirped, Chirping——啁啾技术，此字乃借用无线电中用语。

优质光-电晶体的生长

块状半导体中的光效应

用适当波长的光照射半导体晶体，发现载流子密度有所增加，因此，晶体电导率就增高：

$$\sigma = q(\mu_e n + \mu_h \cdot p),$$

其中 σ 是电导率，

q 是电子电荷，

μ_e 是电子迁移率，

μ_h 是空穴迁移率，

n 是电子密度，而

P 是空穴密度。

载流子密度增加的过程示于图 1。图中示出了半导体的带结构，它具有 E_g 电子伏特的能隙或禁区。有两个光源的辐射射到晶体上。光频 f_1 足够高，其光子能量 hf_1 比能

隙稍大。这能量转递给价带中位置一上的一个束缚电子，这电子就被激励至一高能态，即导带中的位置一，成为自由的载流子。价带中位置一上遗留下来的空穴也获释成为载流子。

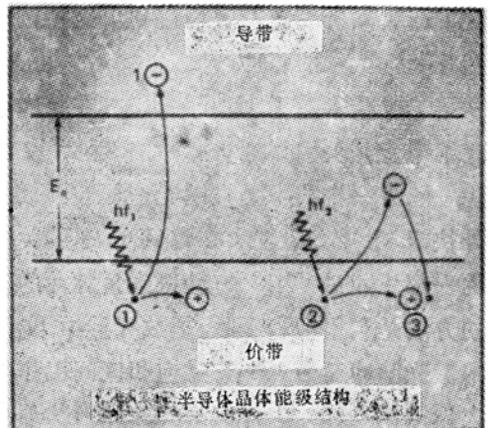


图 1 半导体中的光效应