

# 单模钕玻璃激光振荡器

张 贵 芬

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

用 LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> 饱和吸收晶体做调 Q 开关, 在环行不稳定腔钕玻璃激光器中得到了高功率单模输出。对实验结果进行了初步的讨论。

## 一、引 言

单模激光器(单纵模、单横模)在非线性光学及光谱学研究中有着重要的应用价值。只有处在单模状态下, 激光区别于其它光源的特性——高亮度, 才能充分显示出来。通常选择纵模最常用的方法是腔内放置 F-P 标准具或是用共振反射器。这种方法带来一个严重问题是输出能量急剧下降。此外, 这种方法不能应用到横模选择性能好的不稳定腔中。因为不稳定腔的本征模是球面波, 它将使 F-P 标准具的光谱分辨率大为降低<sup>[1]</sup>, 同时也增加了损耗。这种方法只能用在小孔选横模的稳定腔中, 基模体积很小, 使输出处在一个很低的功率水平上。选择纵模的另一种方法是利用被动 Q 开关的特性选模。这在窄线荧光固体材料, 如 YAG:Nd<sup>3+</sup>, 得到了较好的结果。对宽荧光带的材料, 象钕玻璃, 虽然我们也得到了单模输出<sup>[2]</sup>, 但也时常出现几个纵模同时振荡的现象。这主要是由于反转粒子空间烧孔效应造成的。为此, 我们采用环行不稳定腔, 结合 LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> 晶体选纵模, 获得了高功率稳定单模输出。

## 二、实验装置及环行不稳定中的模结构

实验装置如图 1 所示。M<sub>1</sub>~M<sub>4</sub> 构成矩形环行腔, M<sub>2</sub>~M<sub>4</sub> 镜镀 45°1.06 μm 全反射膜, M<sub>1</sub> 镜为输出耦合镜, 反射率为 50%。透镜 f<sub>1</sub> (f<sub>1</sub>=100 cm) 和 f<sub>2</sub> (f<sub>2</sub>=60 cm) 构成开普勒式望远镜, 放大率 m=f<sub>1</sub>/f<sub>2</sub>=1.66, 镀 1.06 μm 增透膜。M<sub>5</sub> 是镀 1.06 μm 全反射膜的反馈镜, 用来实现单向行波运转。用透镜较之用曲面镜构成环行不稳定腔的优点是, 前者不产生像散, 因而输出光束质量好<sup>[3]</sup>。D<sub>1</sub> 及 D<sub>2</sub> 为限孔光阑, 其中 D<sub>1</sub>=1.5 mm, D<sub>2</sub>=3.5 mm。D<sub>2</sub> 的大小要和玻璃棒的口径匹配。减小 D<sub>1</sub> 的尺寸, 虽然可使激光方向性得到改善, 但同时提高了振荡阈值, 也相应提高了调整精度。A 为 φ6.3×150 mm 钕玻璃棒。B 为 LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> 晶体 Q 开关, C 为卡计, D 为光二极管, 环行腔周长 d=240 cm。如果减小 f<sub>1</sub> 及 f<sub>2</sub> 而保持 m 值不变, 则既可使结构更加紧凑, 也可使输出激光脉宽变窄。

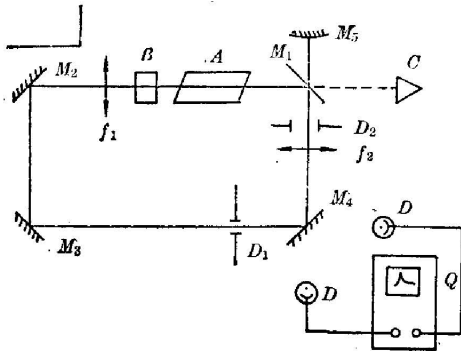


图1 实验装置

Fig. 1 Experimental set-up

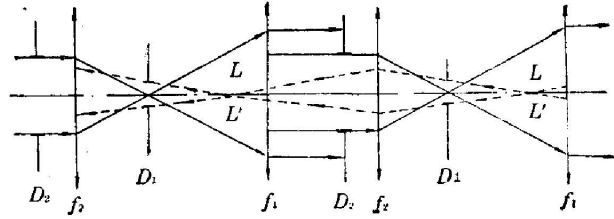


图2 环行不稳定腔中的模结构

Fig. 2 Modes in a unstable ring resonator

众所周知,在环行不稳定腔中存在两个本征模,一个沿顺时针方向前进,称之为正向波,另一个沿反时针方向传播,称之为反向波。这两个模有相同的放大倍数,因而有相同的损耗和振荡阈值。在腔内每循环一次,横向尺寸放大 $m$ 倍,我们称它们为发散波。在图2中,实线给出正向发散波,虚线给出反向发散波。从图2可以想象到,将两个发散波倒向传播,也是腔的本征模,在腔内每循环一次,横向尺寸缩小 $m$ 倍。我们称它们为会聚波。我们已经证明,会聚波仅是腔的形式解,不是真实解<sup>[4]</sup>。原因在于会聚波对扰动是不稳定的。如果本征模曲率半径 $r$ 有微小偏移量 $\Delta r$ ,在腔内往返一周后,发散波偏移量为 $\Delta r/m$ ,而会聚波为 $m\Delta r$ 。所以在腔内只能形成发散波。不稳定腔的这种性质,既保证了腔对扰动的稳定性能,也降低了对 $M_5$ 镜匹配精度的要求。

环行不稳定腔的正向波模图是显而易见的。为了将反向波转到正向波中来以实现单方向行波,反馈镜的设计应和反向波匹配。这样须求出反向波模曲率半径。从自再现条件出发,运用几何光学成像公式,可以简单地求出反向波曲率中心距透镜 $f_1$ 的距离 $L$ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{L} + \frac{1}{S''} &= \frac{1}{f_1}, \\ \frac{1}{S''} + \frac{1}{\Delta - S''} &= \frac{1}{f_2}, \\ L &= d - \Delta - S'' \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中 $\Delta = f_1 + f_2$ ,  $d$ 为环行腔长。从方程解得

$$L = \frac{m^2 d - m(m+1)\Delta}{m^2 - 1}. \quad (2)$$

根据 $L$ 及输出耦合镜的位置,可确定反馈镜的曲率半径和位置。

### 三、实验结果

(1) 横模的选择是利用不稳定腔的性能。大量实验结果证实不稳定腔易实现单横模运转。测量激光输出发散角使用尖劈方法。所得结果和驻波场进行比较,两者基本一致。从远场光斑大小算出发散角为 $0.6 \times 10^{-3}$  rad,是衍射极限角的1.8倍。

(2) 选择纵模是利用环行腔产生的行波场消除反转粒子的空间烧孔效应,结合被动 $Q$

开关的自然选择纵模性能,得到单纵模输出。

**A. 行波场的获得** 在环行不稳定腔中实现单向行波方法之一是利用孔径光阑  $D_1$  增大正反波模体积比。在自由振荡状态下,光阑  $D_1$  使正反波输出能量之比达到  $E^+/E^- \approx 6.5$ 。它小于按几何光学计算的值。这说明  $D_1$  的衍射造成偏离几何光学所预期的值。获得高的正反波强度比主要靠反馈镜  $M_0$ 。我们采用半透的输出耦合镜  $M_1$ ,不仅增加了激光远场辐射强度,避免了一般不稳定腔的环状输出结构<sup>[9]</sup>,更重要的是通过  $M_1$  能把反向波有效地耦合到正向波中去,实现单向行波。利用光二极管接收,在示波器上显示,测量正反波强度。在自由振荡条件下不加反馈镜时,正反波强度近似相等。加上反馈镜后,正反波强度的定向比  $I^+/I^- \approx 130$ ,可以认为实现了单向运转,它的脉冲结构完全不同于驻波腔。驻波腔的脉冲一般呈现无规光峰结构,如图 3(a)所示。而行波场中的脉冲为规则的衰减脉冲列,如图 3(b)所示。脉冲间距近似相等,和单模速率方程所预期的结构相一致。



图 3 自由振荡下脉冲结构

Fig. 3 Pulse structures under free oscillation condition

(a) Stationary wave; (b) Traveling wave

**B. LiF:F<sub>2</sub> 晶体开关选模** 被动 Q 开关因为有长的脉冲建立时间,具有自然地选择纵模的性能<sup>[6]</sup>。在调 Q 状态下,利用反馈镜作用,得到正反波强度比  $I^+/I^- \approx 110$ ,可以认为实现了行波运转。结合被动 Q 开关的作用,可获得单脉冲稳定的单纵模输出。脉冲波形呈高斯型,脉冲包络十分平滑,如图 4(a)所示。每十分钟工作一次,连续运转几十次,脉冲波形重复性很好。从未观测到脉冲包络出现过调制现象。当有二、三个纵模同时振荡时,由于模间拍频,脉冲包络出现严重调制。纵模更多时,调制深度反向变小。图 4(b)为多纵模振荡时的波形。图 4(c)及 4(d)为单模及多模时的 F-P 干涉图。由于 F-P 图受多种条件限制,用脉冲包络平滑程度判断模式是简单而灵敏的<sup>[6]</sup>。

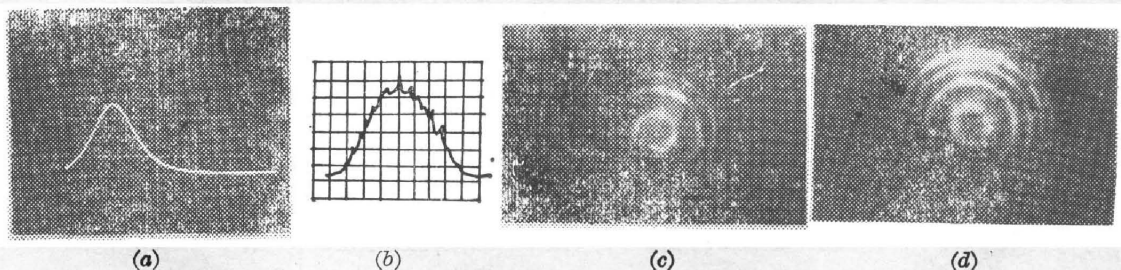


图 4 (a), (c) 单模脉冲波形及 F-P 干涉图; (b), (d) 多模脉冲波形及 F-P 干涉图

Fig. 4 (a), (c) Pulse shape and F-P interferogram of a single mode;

(b), (d) Pulse shape and F-P interferogram of a multimode

用上述方法获得单模的优点是,并不降低输出能量,很接近驻波腔的输出能量值。结果如表 1 所示。输出功率的起伏也和驻波腔的值相当。

表 1 输出参数  
Table 1 Output parameters

LiF:F <sub>2</sub> ( $T_0$ )	能 量	脉 宽	输出功率起伏	动 静 比
$T_0=65\%$	200 mJ	100 ns	$\pm 6\%$	0.5
$T_0=80\%$	100 mJ	2 $\mu$ s	$\pm 6\%$	0.42

## 四、讨 论

用反馈镜方法实现行波运转是依靠反馈镜把反向波转移到正向波中来,这就须要有个时间过程。脉冲建立时间越长,波在腔内往返次数越多,正反波的强度比就越高。因为正反波有相同的振荡阈值。所以只能使正向波的强度大大高于反向波,但不能使反向波消失。实验上也总是观测到两个波同时振荡。因此,这种方法只能用于有长的脉冲建立时间的情况。被动  $Q$  开关恰好满足这一要求。原因是当光从自发噪声达到振荡阈值后,被动开关有较大的损耗,这时腔内光场强度增长很慢。只有达到饱和功率值后,损失才突然下降,光强迅速增加,形成巨脉冲。如果噪声功率为  $10^7$  (photon/mode) 达到 LiF:F<sub>2</sub> 晶体饱和功率值(约为  $10^5$  W/cm<sup>2</sup>), 大约为  $10^{24}$  (photon/mode), 则须要有  $10^{17}$  增益值。如果取阈值上的  $R'G \approx 1.1$ , 其中  $R'$  为输出耦合镜的有效反射率,  $G$  为介质单程增益, 则须要在腔内循环 410 次。在有反馈镜条件下, 腔内正反波强度比为:  $I^+/I^- = R + (n-1)T^2/R'G$ , 其中  $T = 1 - R$ , 输出耦合镜的透过率,  $n$  是循环次数。在上述实验中,  $R = 0.5$ 。取  $R'G \approx 1.1$ ,  $n = 410$ , 则求出  $I^+/I^- = 95$ 。也就是说, 在  $Q$  开关未完全打开之前, 正反波的强度比已经很大了。开关打开后, 正反波的强度比进一步增大, 接近实验所测量的值。

可见, 增加  $T$  值有助于使反向波更快的转移到正向波中来, 但这会增加振荡阈值。选择合适的  $T$  值是要考虑到各种因素。

结论 用 LiF:F<sub>2</sub> 晶体做被动  $Q$  开关, 在环行不稳定腔钕玻璃激光器中, 得到了稳定的高功率单模输出, 脉冲再现性良好。输出能量及输出功率起伏均接近驻波腔的值。用环行不稳定腔实现单模运转是一种有效的方法。

## 参 考 文 献

- [1] Yu. A. Ananeb; *Soviet J. Quant. Electron.*, 1975, **5**, No. 4 (Apr), 408.
- [2] 张贵芬; 《中国激光》, 1983, **10**, No. 10 (Oct), 702.
- [3] R. J. Freiberg; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1974, **QE-10**, No. 2 (Feb), 279.
- [4] 张贵芬; 《激光》, 1980, **7**, No. 3 (Mar), 18.
- [5] W. R. Sooy; *Appl. Phys. Lett.*, 1965, **7**, No. 2 (15 Jul), 36.
- [6] W. Kocchner; 《Solid-State Laser Engineering》, (New York, Springer, 1976), 329.

## A single-mode Nd<sup>3+</sup>: glass laser

ZHANG GUIFEN

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

(Received 27 November 1984; revised 11 January 1985)

### Abstract

Stable high-power single-mode operation of a Nd<sup>3+</sup>: glass oscillator with an unstable ring resonator has been achieved by using a LiF:F<sub>2</sub> crystal passive Q-switch. The experimental results are discussed.

### 致力于我国光学教育事业的著名科学家——洪晶教授

洪晶教授生于1917年，福建省福州市人。1937年毕业于北京燕京大学。1945~1946年在在美国罗彻斯特大学光学研究所攻读应用光学，获光学硕士学位。回国后高等院校任教。1948年再度赴美，在Rensselaer综合性大学攻读博士学位。美国侵朝战争爆发，洪教授出于国际主义和爱国心，毅然放弃博士论文的工作，于1951年3月返回祖国。先在辅仁大学(现北京师范大学)任物理学副教授，1952年起在哈尔滨工业大学任教至今。历任物理教研室主任、物理学副教授、教授。1978~1982年被任命为哈尔滨工业大学副校长。



洪晶教授在物理学和光学领域有很深的造诣和很高的威望，她长期担任中国物理学会理事，黑龙江省物理学会理事长；全国高等工科院校物理教材编委会副主任、主任；1979年中国光学学会成立时，她被选为第一届理事会常务理事，《光学学报》第一届编委。由于洪教授多年辛勤工作，成绩显著，她被选为全国人民代表，现为全国政协委员，黑龙江省政协副主席，省科协副主席。

六十年代，洪教授主持哈工大固体物理研究室工作，在《物理学报》等刊物上发表过多篇关于半导体位错缺陷方面的论文。撰写了《固体的电学和力学性质》一书。在她的影响下，哈工大固体物理研究室的半导体器件专业得到发展，并在半导体材料与工艺方面都获得重大科研成果。

七十年代，洪教授致力于激光全息、光学信息处理的研究，并曾因用全息无损检测方法解决重要军工产品的检验问题而获国防工业部门的嘉奖。1978年以来，洪晶教授以她敏锐的洞察能力很早就发现并注重研究国际上光学领域新动向，她积极地组织开展对光学双稳态的研究工作。在混合型光学双稳器件及其应用研究，光学双稳态的静态与动态特性和混沌行为的研究，以及染料热光学双稳性研究等工作中，取得了一系列可喜的成果，六年来在国内外各种学术会议和刊物上发表论文约三十篇。洪晶教授治学严谨，她对每篇待发表的论文及其英文译稿，都一一亲自审校。1984年7月，洪晶教授不顾年迈多病，亲自主持了在黑龙江省镜泊湖举行的第二届全国基础光学学术报告会以及在哈尔滨举行的第一届光学双稳态学术会议。

洪晶教授热爱教育事业，十分重视培养中青年教师和研究生。她的认真负责、谦虚谨慎、实事求是的作风，刻苦钻研的求学精神，大公无私的高尚品德深深地感染着她的学生们和周围的同事们。在她的精心培育下，一批从事现代光学研究的人才，正在哈工大成长起来。洪晶教授是1981年国务院学位委员会批准的首批培养光学博士点的指导导师，现已招收两名博士生。到目前为止她还指导光学硕士生多名。她亲自为研究生开课教授光学原理、近代光学、全息学、非线性光学等。她培养的学生、研究生中有的已成为骨干教师，有的被选送出国深造，有的在科研上获得丰硕成果。洪晶教授作为一位“光学百花园”中不知疲倦的“园丁”，不断精选良种，用汗水浇出桃李的芬芳、用微笑喜迎着一次又一次的大好春光。(李淳飞)