

# 六束亚毫微秒高功率钕玻璃激光系统

邓锡铭 余文炎 陈时胜 赵庆春 李安民 王笑琴等  
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

本文报导用于激光等离子体研究的六束亚毫微秒高功率钕玻璃激光系统。每束输出特性如下：输出孔径  $\phi 60$  mm, 脉宽 (FWHM) 100 ps, 输出能量 5~10 J, 超荧光能量小于 1 mJ, 前脉冲能量为微焦耳量级, 束发散角(半极大)为 0.5 mrad。总输出功率最高为 0.6 TW。

## 一、引 言

目前,在激光等离子体的研究中,进行了大量的多束激光辐照充气玻璃微球靶的向心聚爆实验<sup>[1~3]</sup>。在聚爆理论<sup>[4]</sup>中发展了两种模型:一种是所谓“爆炸-推进”型压缩,另一种是所谓“消融”压缩。前者要求激光脉宽为亚毫微秒量级,后者则要求激光脉宽为毫微秒量级。六束亚毫微秒高功率钕玻璃激光系统是为验证前一种模型而发展的。关于毫微秒激光系统已作过报导<sup>[5]</sup>。

## 二、系统概述

图1给出了装置的总体布置图。该装置中包括一台主动-被动锁模 YAG 振荡器,一台

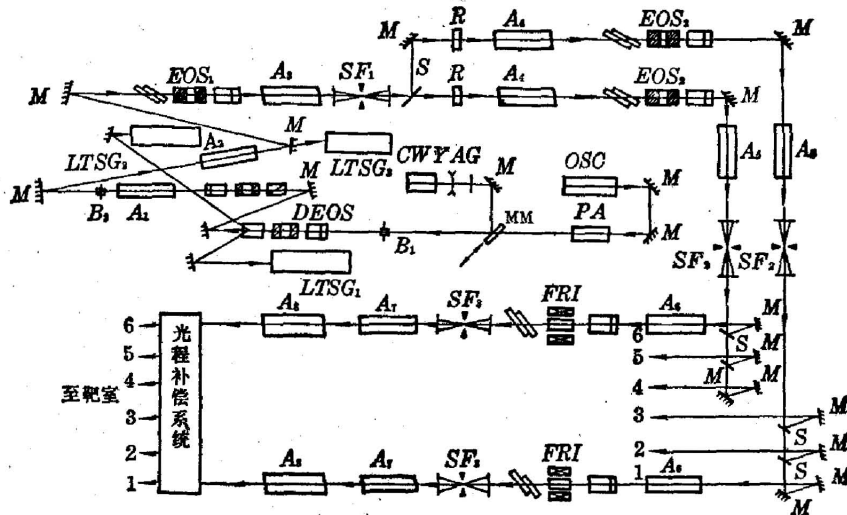


图1 六束亚毫微秒(sns)激光系统光路图

$A_1$ ~ $A_8$ —放大器;  $B$ —光阑;  $CWYAG$ —连续波 YAG 激光器;  $DEOS$ —双泡克耳斯盒电光开关 (作脉冲选择器);  $EOS$ — $\phi 50$  mm 泡克耳斯盒电光开关;  $FRI$ —磁光隔离器;  $LTSG$ —激光触发火花隙;  $M$ —全反射镜;  $R$ — $90^\circ$  旋光片;  $S$ —分光板;  $SF$ —空间滤波器;  $OSC$ —锁模振荡器

收稿日期: 1981年1月9日

YAG 前置放大器, 每束中共有 8 级钹玻璃放大器, 一台双普克耳斯盒电光开关脉冲选择器, 两台  $\phi 50\text{mm}$  孔径的普克耳斯盒电光开关隔离器, 一台  $\phi 60\text{mm}$  孔径的法拉第磁光隔离器以及三台真空空间滤波器。现分述如下:

1. 振荡器

图 2 表示锁模 YAG 振荡器的结构。激光振荡器腔长  $1.5\text{m}$ , 全部固定在由四根殷钢构成的 H 型支架上, 并实现恒温控制。采用五甲川可饱和吸收染料以及  $50\text{MHz}$  的声光调制器作主动-被动调制。输出特性如下: 锁模脉冲几率  $\sim 100\%$ , 序列脉冲能量起伏  $\pm 10\%$ , 锁模脉冲宽度起伏  $\pm 10\%$ , 信噪比  $10^7$ , 单个脉冲能量  $\sim 1\text{mJ}$ , 锁模脉宽从  $20\text{ps}$  至  $100\text{ps}$  分段可调, 光谱强度分布呈高斯型, 光谱宽度  $\sim 0.17\text{\AA}$ 。图 3(a) 为输出激光的 F-P 干涉图。图 3(b) 为光谱强度分布。图 3(c) 为双光子荧光法测量的脉宽照片。

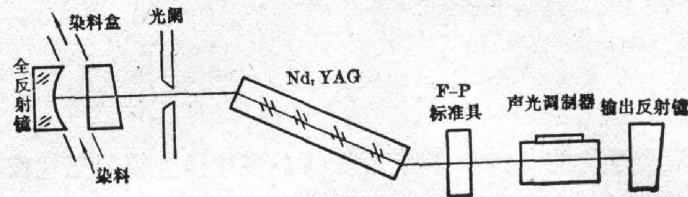


图 2 锁模振荡器示意图

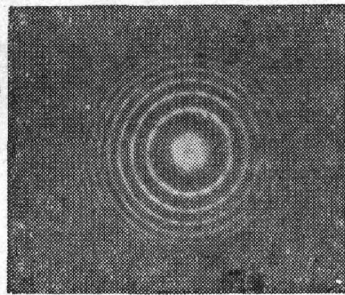


图 3(a) 输出激光的 F-P 干涉图  
(脉宽  $100\text{ps}$  标准具间距  $d=5.4\text{mm}$ )

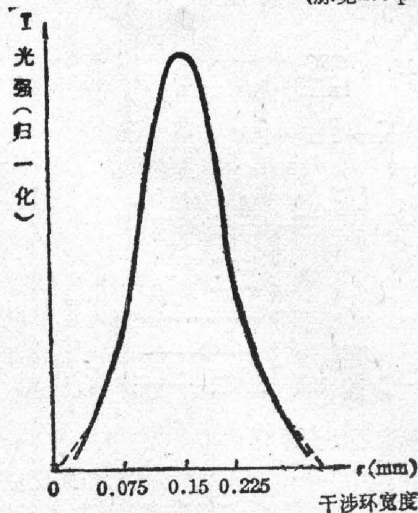


图 3(b) F-P 光谱强度分布图  
(实线——理论高斯曲线, 虚线——实验测量曲线)

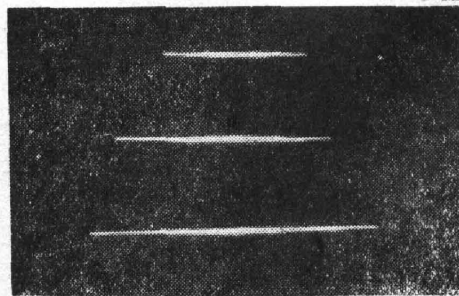


图 3(c) 输出脉冲的双光子荧光照片  
( $100\text{ps}$ , FWHM)

## 2. 单脉冲选择器

采用双普克耳斯盒电光开关<sup>[6]</sup>作为单脉冲选择器。它由两个串联的普克耳斯盒和一个低阻抗的同轴激光触发火花隙 (LTSG) 所构成。锁模脉冲序列中每相邻两个脉冲间隔为 10 ns, 双普克耳斯盒开关的门脉冲宽度为 8 ns, 从而保证了每次能稳定地选出单脉冲, 被选出的单脉冲能量约为 0.7 mJ。图 4(a) 是单脉冲选择器的示意图。图 4(b) 与图 4(c) 分别为锁模脉冲序列及选出的单脉冲。表 1 为单脉冲选取成功几率, 其几率大于 90%。图 4(d) 为其示波图形。

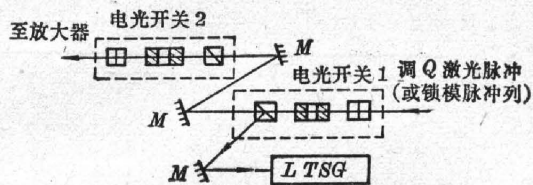


图 4(a) 削波器(或脉冲选择器)结构示意图  
LTSG: 充 14 个大气压氮气的激光触发火花隙

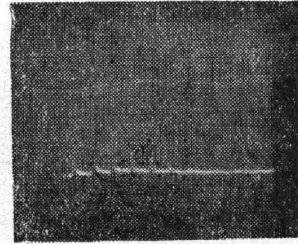


图 4(b) 锁模脉冲序列(10 ns/div)  
(由 7904 型示波器加光二极管检测)

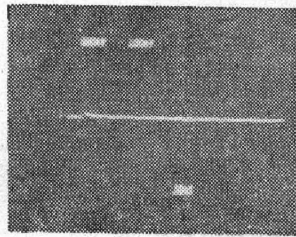


图 4(c) 被选出的单脉冲示波图形

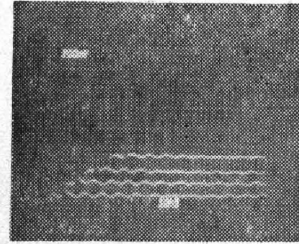


图 4(d) 一组选取单脉冲的照片(共四次)

表 1 单脉冲选取成功率统计

序号	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
脉冲	单	单	单	单	单	单	单	空	单	单	单	单	单	单	单	单	单	单

## 3. 放大器序列

系统中全部采用硅酸盐 III 型钕玻璃作为放大介质, 其受激发射截面  $\sigma$  为  $1.2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ , 非线性折射率系数  $n_2 = 1.6 \times 10^{-13} \text{ esu}$ 。对钕玻璃其增益近似以三能级处理, 增益系数  $\beta$  由下式给出<sup>[7]</sup>:

$$\beta = \{\ln[\exp(E_{out}/E_r) - 1] - \ln[\exp(E_{in}/E_r) - 1]\} / L,$$

其中,  $L$  为放大器长度,  $E_{out}$  与  $E_{in}$  分别为单位面积上输出激光与输入激光的能量密度,  $E_r$  为放大器的饱和能量。我们分别进行了测量, 并由上式计算出各级放大器的增益系数, 结果示于图 5 中。

我们分别利用 YAG 与钕玻璃振荡器输出激光, 测量了  $\phi 35 \text{ mm}$  放大器的增益系数, 结果列于表 2。

上述结果表明, 在两种情况下, YAG 振荡器比钕玻璃振荡器作为放大器输入时, 其增益

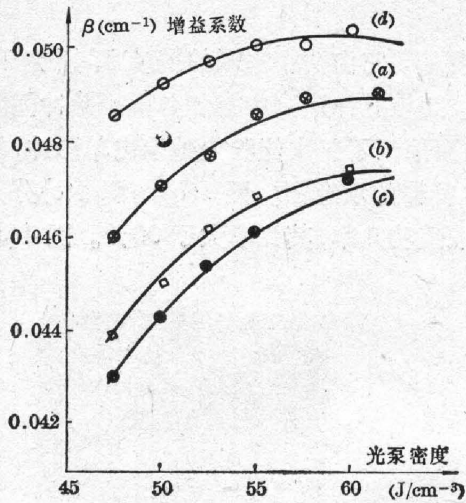


图5 各种尺寸放大器增益系数与光泵密度关系

曲线(a)  $\phi 35 \times 500$  mm 四灯放大器 ( $\text{Nd}_2\text{O}_3$  重量百分比 3%)  
 曲线(b)  $\phi 45 \times 500$  mm 四灯放大器 ( $\text{Nd}_2\text{O}_3$  重量百分比 3%)  
 曲线(c)  $\phi 45 \times 500$  mm 四灯放大器 ( $\text{Nd}_2\text{O}_3$  重量百分比 2%)  
 曲线(d)  $\phi 70$  mm 八灯椭圆照明(铂坩锅玻璃,  $\text{Nd}_2\text{O}_3$  浓度 1.2%)

系数低约 12%。这是因为钕玻璃的荧光谱线峰值位于  $1.058 \mu$  处, 而 YAG 输出激光波长为  $1.064 \mu$ , 两者波长略有失配, 另一原因可能是由于两者脉宽略有不同所致。

表3 几种光学材料的激光损伤阈值  
(作用激光脉宽 100 ps)

材 料 类 型	损伤阈值 GW/cm <sup>2</sup>
硅酸盐钕玻璃(瓷坩锅熔炼)	9.5~10.2
A71-26 硅玻璃(白金坩锅熔炼)	9.5
D 1144	8.7
ZF-6 旋光玻璃	4.4
K 8 玻璃	8.7

为了使系统在强激光作用下不出现永久性损伤, 我们分别测量了几种材料的激光损伤阈值, 结果列于表 3 中。

#### 4. 光泵形变

由于钕玻璃的热导系数低, 在光泵期间大部分光泵能量转化为热, 在玻璃中将出现温度梯度。由于玻璃中的热扩散以及折射率都与温度有关, 这种热梯度将引起光束波前的畸变。为此我们让一束高质量的探测光束通过待测放

大器, 分别利用哈特曼网格投影法和剪切干涉法测量了放大器的动态光泵形变。图 6(a) 是

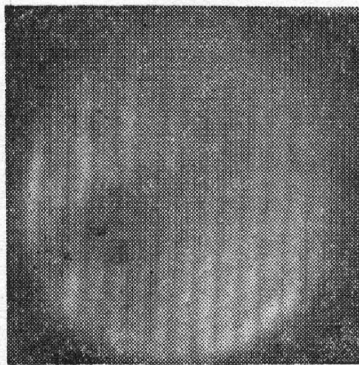


图 6(a)  $\phi 70$  mm 放大器的形变干涉测量图形

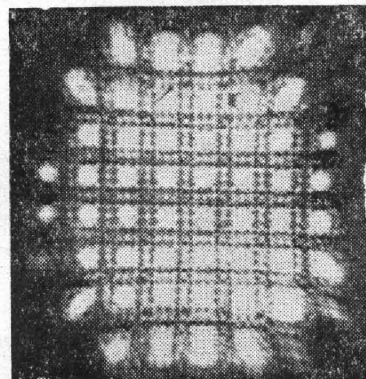


图 6(b)  $\phi 35 \times 500$  mm 双灯光泵放大器的形变哈特曼网格图形

表 2

光泵密度 (J/cm <sup>2</sup> )	增益系数 $\beta$ (cm <sup>-1</sup> ) YAG 振荡器脉宽 100 ps	增益系数 $\beta$ (cm <sup>-1</sup> ) 钕玻璃振荡器 脉宽 1 ns
47	0.040	0.046
55	0.042	0.048
61	0.046	0.051

用一束脉宽为 50 ns 的探测光束,在光泵起始时刻延迟 0.5 ms 后,通过  $\phi 70$  mm 放大器测得的剪切干涉图。从图中可看出,其形变不明显。为了比较,在图 6(b) 中给出了早期曾使用的  $\phi 35 \times 500$  mm 双灯光泵放大器的形变哈特曼网格图。在该放大器中出现明显的像散,其光束波前畸变引起发散角增大高达 0.15 mrad。

### 5. 空间滤波器

高功率器件中提高亮度的主要限制是小尺寸自聚焦<sup>[8]</sup>。这种现象起因于材料的非线性折射率系数  $n_2$ 。由于光束传输过程中的衍射以及随机起伏,其强度分布不均匀而导致自聚焦。理论指出<sup>[8]</sup>,在强度为  $I_0$  的均匀背景上产生的强度起伏  $\Delta I(K)$  似近为:

$$\Delta I(K) = I_0 \exp B(K),$$

其中

$$B(K) = \int_0^l g(K) dl,$$

$$g(K) = K \left( \frac{n_2 I(z)}{n_0} - \frac{K^2}{4n_0 k^2} \right)^{1/2},$$

式中  $l$  为介质长度,  $K$  为空间频率,  $k$  为真空中的光波波数,  $n_0$  为介质的线性折射率。增长最快的空间频率为:

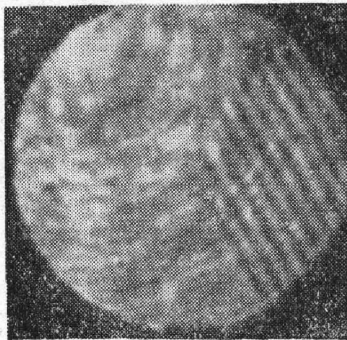
$$K_M = k \left( \frac{2n_2 I(z)}{n_0} \right)^{1/2},$$

相应的增益为:

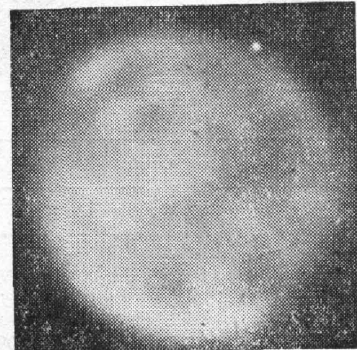
$$g(K_M) = \frac{kn_2 I(z)}{n_0}.$$

为了抑制小尺寸自聚焦,在六路激光装置中,每一路设有三台由透镜-针孔-透镜组成的低通真空空间滤波器,分束前的一台六路共用的滤波器由两个平凸透镜( $f = 500$  mm)和一个直径为 0.5 mm 的小孔组成。小孔采用不锈钢材料制成,滤波器真空度约为  $10^{-2}$  托。

空间滤波器的截止频率表示为  $K_{co} = k \frac{d}{2f}$ , 其中  $k$  为激光波数,  $f$  为聚焦透镜焦距,  $d$  为小孔直径。六路共用的滤波器截止频率为  $K_{co} = 29.6 \text{ cm}^{-1}$ , 它只允许宽于 2.1 mm 的强度调制条纹通过。另外的两台滤波器选取的截止频率为  $K_{co} = 14.8 \text{ cm}^{-1}$ , 它只允许宽于 4.2 mm 的条纹通过。而在滤波器位置上,相应增长最快的空间频率为  $K_M = 60 \text{ cm}^{-1}$  (计算时取  $n_2 = 1.57 \times 10^{-13} \text{ esu}$ ,  $I = 2.5 \text{ GW/cm}^2$ ), 它相应于 1 mm 宽的强度调制条纹。这种条纹已被滤去。图 7(a) 与图 7(b) 分别是滤波器的输入与输出近场图样。



(a) 输入空间滤波器的近场图



(b) 经空间滤波器后的输出场图

图 7 空间滤波器前后的激光近场图样

采用真空空间滤波器后, 在每路平均功率密度为  $3.5 \text{ GW/cm}^2$  时材料未出现永久性损伤。

### 6. 隔离器

本系统中每光路中设有两台  $\phi 50 \text{ mm}$  孔径的普克耳盒 KDP 电光开关, 其消光比为  $1/100$ , 它们是分别由两台激光触发火花隙来实现同步开关的, 开关时间为  $60 \text{ ns}$ 。当靶区反向激光反馈到这两个开关时, 它们已完全关闭。此外, 还采用了一台  $\phi 60 \text{ mm}$  孔径的法拉第磁光隔离器, 其消光比为  $1/50 \sim 1/100$ 。整个系统对反向激光的衰减率为  $120 \text{ db}$ 。

## 三、输出特性

### 1. 运转参数

为了表征各级放大器的非线性作用的大小, 引进参数  $B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L \frac{n_2 I(z)}{n_0} dz^{[8]}$ , 在非饱和和放大情况下,  $B = \frac{248n_2}{n_0\beta} I_{out} \left(1 - \frac{1}{G}\right)$ , 其中  $\beta$  为增益系数,  $I_{out}$  为经放大后输出信号的功率密度,  $n_0$  为线性折射率,  $n_2$  为非线性折射率系数。表 4 给出了一路放大器序列的工作性能。

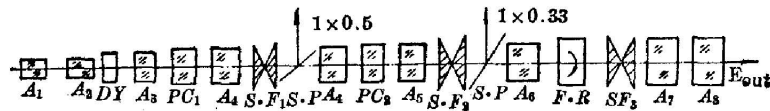


表 4 六路装置中的一路运转特性(上图为其装置示意图)

项 目	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$A_4$	$A_5$	$A_6$	$A_7$	$A_8$
光束面积( $\text{cm}^2$ )	3.1	3.1	5.3	7.3	7.3	15.9	15.9	19.6	28.3
增益系数 $\beta(\text{cm}^{-1})$	0.06	0.06	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.04	0.032
$\frac{1}{\beta} \left(1 - \frac{1}{G}\right)$	15	15	18.7	18.7	17.5	17.5	16.5	17.0	18.7
放大倍数 $G$	10	10	4	4	3.3	3.3	3	3.1	2.5
$\frac{\text{输入能量}}{\text{输出能量}}(\text{J})$	$\frac{0.005}{0.05}$	$\frac{0.05}{0.5}$	$\frac{0.25}{1.0}$	$\frac{0.5}{2}$	$\frac{0.6}{2}$	$\frac{1.2}{4}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1.3}{4}$	$\frac{4}{10}$
能量密度( $\text{J/cm}^2$ )	0.016	0.16	0.19	0.27	0.27	0.25	0.19	0.20	0.35
功率密度( $\text{GW/cm}^2$ )	0.16	1.6	1.9	2.7	2.7	2.5	1.9	2.0	3.5
$B$ 积分值	0.06	0.6	0.88	1.25	1.17	1.1	0.77	0.78	1.62
$\Sigma B$	0.06	0.66	1.54	2.79	3.96	5.1	5.83	6.6	8.2

### 2. 远场能量分布

利用尖劈法测量了终端输出激光的远场能量分布。测量中所用的尖劈透镜焦长  $f = 3.75 \text{ m}$ , 孔径比  $f/60$ , 利用红外灵敏底片记录。图 8 中的曲线(a)与(b)分别表示不同输出功率水平下的远场分布。从曲线(a)与(b)看出, 在平均功率密度为  $1.3 \text{ GW/cm}^2$  时, 光束发

散角全角为 0.5 mrad, 而当功率密度增加到 4.2 GW/cm<sup>2</sup> 时, 全角增大到 0.8 mrad。尤其是在 0.2 mrad 内的能量扩散得更加明显。这种现象表明非线性作用在 4.2 GW/cm<sup>2</sup> 的功率密度下已经很严重, 它使亮度下降。图 9 是一组尖劈图形。

3. 可聚焦功率

将一台真空空间滤波器置于器件输出端, 滤波器透镜焦长  $f=1\text{m}$ , 针孔直径  $\phi 0.5\text{mm}$ , 然后测量通过孔的能量比。图 10 是测量可聚焦功率的示意图。结果示于表 5 中。

4. 靶球阻挡实验

我们在打靶的真空靶室内, 在打靶透镜 ( $f/2$ ,  $f=120\text{mm}$  非球面) 焦点位置上, 安放不同直径的玻璃壳微球, 其光路安排如图 11 所示, 直接测量靶球阻挡掉的能量。结果示于表 6 中。

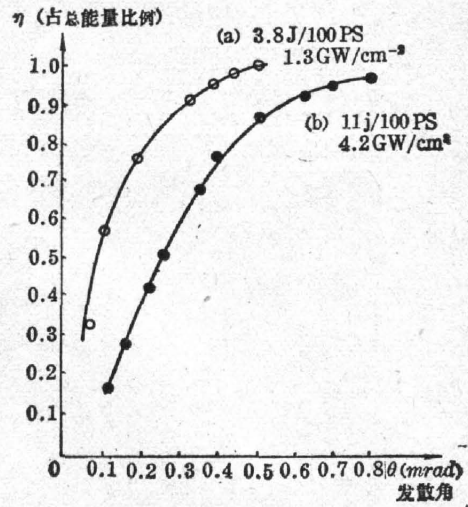


图 8 激光束能量的角分布



图 9 终端输出激光的远场分布

(六路激光系统中第三路, 8 J/100 ps, 实验用尖劈透镜  $f=3.75\text{m}$ , 尖劈常数  $R_1=70\%$ ,  $R_2=100\%$ )

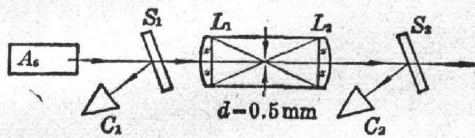


图 10 测量可聚焦功率光路图(光束口径 50 mm)

A—放大器; C<sub>1</sub>, C<sub>2</sub>—卡计; L<sub>1</sub>, L<sub>2</sub>—空间滤波器透镜; S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub>—分光板

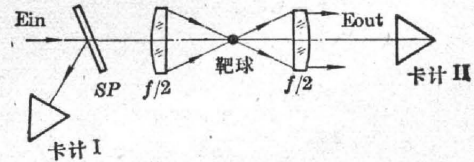


图 11 在靶室内用微球阻挡测量可聚焦功率

表 5 可聚焦功率(0.5 mrad 内占功率比)

输出能量(J)	1.04	2.44	3.34	4.4	6.15
功率密度 GW/cm <sup>2</sup>	0.52	1.3	1.75	2.27	3.2
可聚焦功率归一化	1.0	0.92	0.97	0.67	0.72

表 6 微球靶阻挡实验

输出能量(J)	7.7	4.1	6.2	7.8
靶球直径(μ)	55	63	65	70
透过率 T(%)	33	21	17	20
阻挡率 η(%)	67	79	83	80
发散角 (mrad)	0.45	0.53	0.54	0.58

从表 6 可见, 在输出能量为  $5\sim 8\text{J}/100\text{ps}$  时, 在  $0.5\text{ mrad}$  内所占能量比约为  $70\%\sim 80\%$ , 这个结果与尖劈法测量符合。

### 5. 波面相干性测量

我们利用横向剪切干涉仪测量了终端输出激光的相干度。结果示于图 12 中。从图中看到, 随着功率密度的提高, 其波面相干度明显变坏, 这种现象与远场能量分布中发生的非

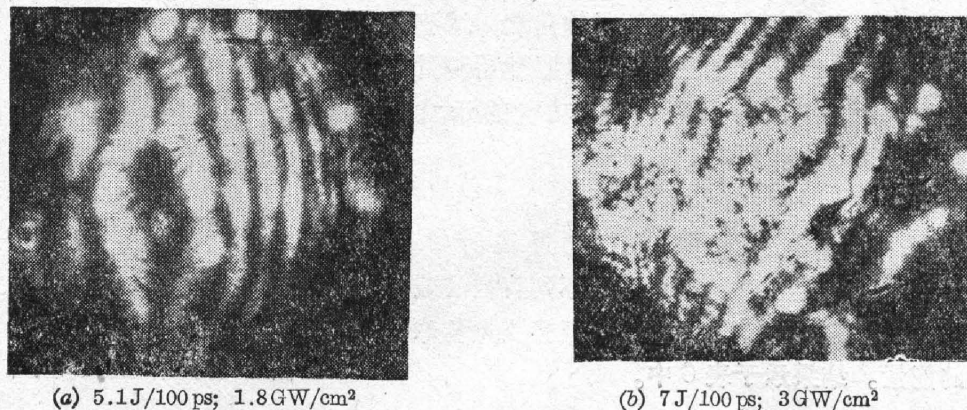


图 12 环路干涉仪测得的干涉图

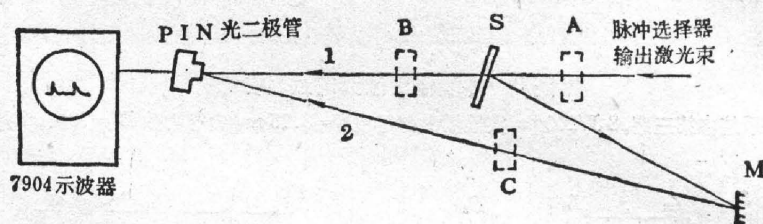


图 13 测量前脉冲的光路图

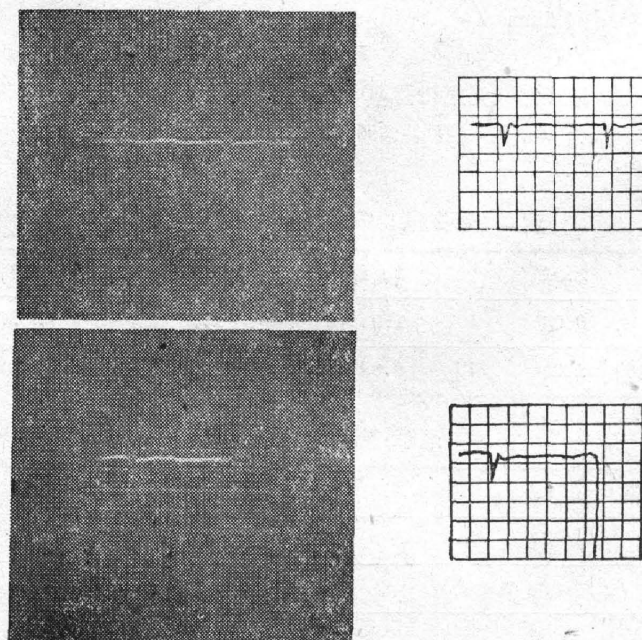


图 14 测量主脉冲与前脉冲比率的示波图

上图: 定标脉冲; 下图: 测量结果



线性现象引起亮度下降是一致的。

### 6. 前脉冲

前脉冲是指比主激光脉冲更早地到达靶面的功率脉冲。我们采用如图 13 所示的光路, 测量了前脉冲与主脉冲的功率比。利用 PIN 光二极管测量, 并由 Tektronix 7904 型示波器显示。入射激光被分光板分成 1 与 2 两束进入光二极管, 第二束较第一束延迟 40 ns。在图 13 所示的 A 处放置衰减片, 使示波器显示出两个合适高度的脉冲, 设其比值为  $\eta = I_{10}/I_{20}$ 。然后将衰减片从 A 移到 B 处, 由于光束 2 无衰减, 倘若存在前脉冲, 则在上述第二个脉冲之前的时标上便有显示。此时若将光束作适当衰减  $T_c$  倍使前脉冲幅度合适, 所测的主脉冲与前脉冲的幅度分别为  $I'_{10}$  和  $I'_{20}$ , 则由下式便可算出主脉冲与前脉冲之比:

$$s = \frac{I'_{10}}{I'_{20}} \cdot \frac{I_{20}}{I_{10}} \cdot \frac{T_c}{T_a}$$

式中,  $T_a$ 、 $T_c$  分别为图 13 中所示的 A 和 C 位置上衰减片的透过率。

实验结果如图 14 所示, 说明输出激光的信噪比高达  $10^7$ , 并由此推算出相应的前脉冲能量小于每束  $2 \mu\text{J}$ 。为了便于比较, 图中给出了在被动锁模振荡器情况下的前脉冲波形, 此时的信噪比为  $10^3$  (图 15)。

### 7. 总体运转成功率

以一组实验共 18 次为例, 其中输出能量为每束 5~10 J, 能量相对偏差  $\Delta E/E \leq \pm 10\%$ , 光束角漂移  $\Delta\theta$  小于  $20''$  者定为合格, 其中有一项达不到指标者皆不合格。结果表明成功率为 52%。成功率的主要障碍是能量相对偏差起伏。系统每半小时可运转一次。

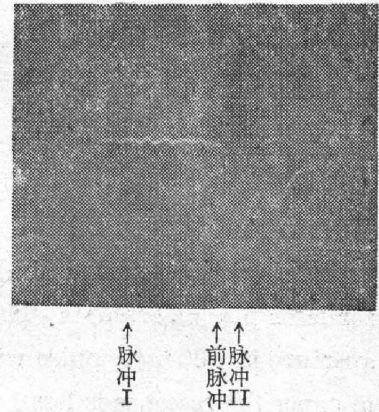


图 15 被动锁模振荡器情况下的前脉冲照片 (信噪比为  $10^3$ )

## 四、结 论

本系统的输出能力最高可达每束 15 J, 此时相应的功率密度为  $5.3 \text{ GW}/\text{cm}^2$ , 但结果表明, 在此种条件下运转时可聚焦功率下降到 50% 以下。目前最佳的运转条件为每束 7~8 J, 相应的功率密度为  $3 \text{ GW}/\text{cm}^2$ , 可聚焦功率为 70%。

高功率器件中, 由非线性作用引起的亮度下降是明显的。为克服这种困难必须致力于发展低非线性折射率材料 (例如磷酸盐钨玻璃), 并研究光束传输的新方式。

本装置中所采用的工作物质、介质膜、氙灯、精密机械电子学设备等是由本所各兄弟室组提供的, 作者向他们致谢。

参加本工作的还有陈绍和、谢梓铭、何兴法、戴美兰、竺庆春、张振民、袁柏春、张明科等。

### 参 考 文 献

- [1] G. Charatis et al.; «Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research» (5th Conf. Proc. Tokyo, 11~15 Nov. 1974), Vol. 2, 317.

- [2] H. G. Ahlstrom *et al.*; レーザ—研究, 1977, **4**, No. 4 (Mar), 1.  
[3] H. P. Басов; *Лучьма в ЖЭТФ*, 1977, **26**, № 8 (20 Okt), 581.  
[4] J. Nuckolls, L. Wood *et al.*; *Nature*, 1972, **239**, No. 5368 (15 Sep), 139.  
[5] 徐至展等;《物理学报》, 1980, Vol. 29. No. 4.  
[6] 林礼煌、陈时胜;《激光》, 1979, **6**, No. 1 (Jan), 4.  
[7] L. M. Frantz, J. S. Nodvik; *J. A. P.*, 1963, **34**, No. 8 (Aug), 2346.  
[8] V. I. Bespalov, V. T. Talanov; *J. E. T. P. Lett.*, 1966, **3**, No. 12 (15 Jun), 307.

## The six-beam subnanosecond high power Nd:glass laser system

DENG XEMING YU WENYAN CHEN SHISHENG ZHAO QINGCHUN LI AHMING WANG XIAOQIN *et al.*

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

(Received 9 January 1981)

### Abstract

This paper reports a six-beam subnanosecond high power Nd:glass laser system used for laser plasma research. The characters of each of the six-beam are following: the output aperture is  $\phi 60$  mm, pulse width (FWHM) is 100 ps, output energy is about 10 J, energy of super fluorescence is less 1 mJ, pre-pulse is of the order of  $\mu$ J, beam divergent angle (H. M.) is 0.5 mrad. Total output power of the six-beam is 0.6 TW.