

激光等离子体中后向反射激光的性质

陈时胜 余文炎 王笑琴
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

对激光辐照微球靶时产生的后向反射激光进行测量,得到下述结果:(1)反射光谱宽度从 2\AA 增宽到 66\AA 。(2)近场分布均匀。(3)波面象差很小。(4)反射率在 $10\sim 20\%$ 范围内变化。

一、引 言

激光辐照靶产生的等离子体实验中,经常出现各种强烈的非线性过程,诸如反常吸收以及非线性散射等。后向反射也十分强烈^[1]。它包含着激光与等离子体相互作用的丰富信息^[2]。我们对激光加热微球靶中产生的后向反射激光做了初步的测量。

二、实验装置与测试

图1表示实验的布置图。实验中利用的是六束高功率亚毫微秒钕玻璃激光系统^[3],器

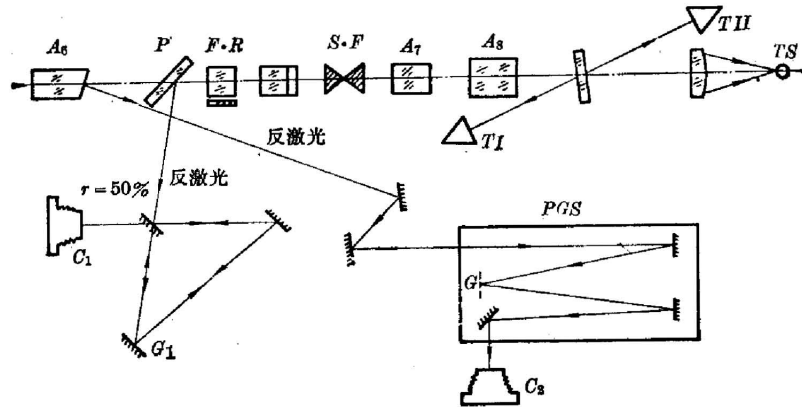


图1 测量后向反射激光的实验排布图

F.R—法拉第转子; *P*—偏振膜板; *S.F*—真空空间滤波器; *A₆*, *A₇*, *A₈*—放大器; *TS*—靶球; *PGS*— $f=1300\text{ mm}$ 平面光栅光谱仪; *G*—光栅; *G₁*—三平板环路干涉仪; *C₁*, *C₂*—照相机; *TI*, *TII*—卡计

Fig. 1 Arrangement of measuring the back-reflected laser beam
F.R—Faraday rotator; *P*—polarized plate; *S.F*—vacuum spatial filter; *A₆*, *A₇*, *A₈*—rod laser amplifiers; *TS*—micro-spherical target; *PGS*— $f=1300\text{ mm}$ plane grating spectroscopy; *G*—grating; *G₁*—three plate circle interferometer; *C₁*, *C₂*—camera; *TI*, *TII*—laser calorimeters

件的终端输出孔径为 $\phi 60$ mm, 输出脉宽(FWHM)为 100 ps, 输出能量在 5~10 J 内变化。光束发散角为 1 mrad (全角), 在 0.5 mrad 内占总能量的 70%。打靶透镜为焦距 $f=120$ mm 的 $f/2$ 非球面透镜。靶面焦点直径 $<100 \mu\text{m}$ 。靶面功率密度约为 10^{15} W/cm^2 。靶材为 $\phi 60 \sim 70 \mu\text{m}$ 的玻璃壳微球(内充 ~ 3 atm 的氖或氩)以及 CD_2 实心微球。

1. 光谱

利用一台平面光栅摄谱仪, 光栅为 288 line/mm, 仪器焦长 $f=1300$ mm。使用二级衍射谱, 线色散为 14.5 \AA/mm 。用接力成像方法将后向反射激光成象于摄谱仪的入射狭缝上, 并同时正向入射激光聚焦在狭缝上供波长定标用。采用哈特曼光阑将正向入射及后向反射激光区分开。图 2(a) 与图 2(b) 分别是加热 CD_2 实心微球靶与加热空心玻璃壳微球靶时所得到的光谱照片。图 2(c) 为根据图 2(b) 得到的后向反射激光光谱的黑密度扫迹。

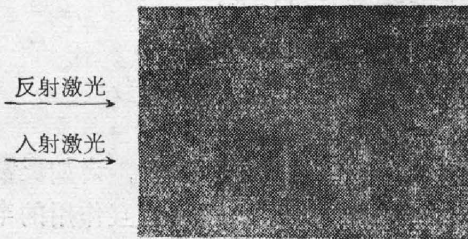


图 2(a) 加热 CD_2 实心微球靶时的后向反射激光光谱照片
(输出 10.2 J/100 ps, 微球直径 $\phi 70 \mu\text{m}$)

Fig. 2(a) Spectrum of back-reflected laser beam produced from heating CD_2 micro-spherical targets

(Output: 10.2 J/100 ps, diameter of micro-sphere: $\phi 70 \mu\text{m}$)

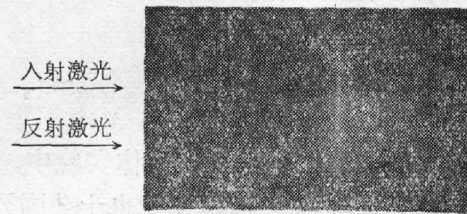


图 2(b) 加热空心玻璃壳微球靶时的后向反射激光光谱照片
(输出 8.8 J/100 ps, 微球直径 $\phi 65 \mu\text{m}$)

Fig. 2(b) Spectrum of back-reflected laser beam produced from heating empty micro-spherical targets

(Output: 8.8 J/100 ps, diameter of micro-sphere: $\phi 65 \mu\text{m}$)

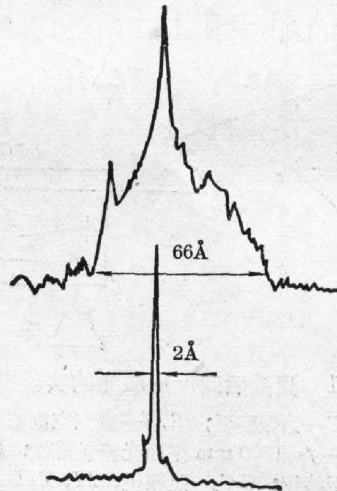


图 2(c) 根据图 2(b) 得到的后向反射激光光谱的黑密度扫迹
(上图为后向反射激光谱, 下图为正向入射激光谱)

Fig. 2(c) Micro-densitometer tracing of the spectrum of back-reflected laser beam shown in fig. 2(b)

(Top: Spectrum of back-reflected laser beam,
Bottom: Spectrum of input laser beam)

测量结果表明,在靶面功率密度为 $\sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的情况下,后向反射激光谱线明显加宽,正向入射激光光谱为 2 \AA ,后向反射激光光谱加宽到约 66 \AA ,向长波(低频)方向的加宽与向短波方向的加宽并不对称,而是向长波加宽略大。在加热 CD_2 微球时谱线加宽呈连续的带状,而在加热空心玻壳微球时,除了加宽的带状谱外,还出现一条明显的线状光谱,其中心波长向长波位移约 $3\sim 4 \text{ \AA}$ 。

多次辐照微球靶的实验证实,后向反射激光的谱线加宽现象与正向入射到靶球上的功率密度有关,在输出能量低时,加宽也小。

为了比较起见,我们将早期利用的 4 ns 脉宽,输出能量为 30 J 的钽玻璃激光加热 CD_2 微球靶^[4]的结果示于图 3,在这种情况下采用的是钽玻璃振荡器,输出谱宽约 40 \AA ,在靶面功率密度为 10^{14} W/cm^2 情况下,后向反射激光光谱加宽仅有约 10 \AA 。这种现象表明,谱线加宽与靶面功率密度有关。

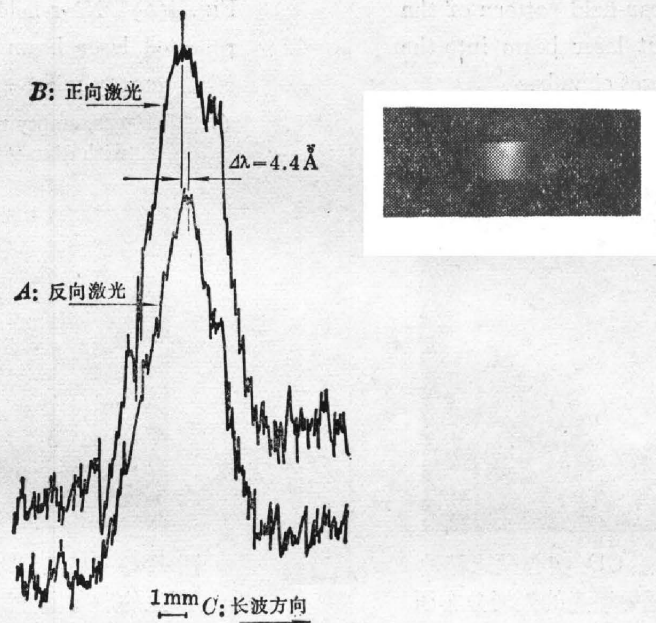


图 3 正向入射激光和后向反射激光光谱照相及其显微光密度计描述
(脉宽 4 ns , 输出能量 $\sim 30 \text{ J}$, CD_2 靶 $\phi 70 \mu\text{m}$, $f/2$ 非球面打靶聚焦透镜)

Fig. 3 Spectrum and its micro-densitometer tracing of the input laser beam and back-reflected laser beam

(Pulse width is 4 ns , output energy is about 30 J , CD_2 target is $\phi 70 \mu\text{m}$ in diameter, $f/2$ aspherical lens)

A: Spectrum of back-reflected laser beam,
B: Spectrum of input laser beam

2. 近场图样

在图 4(a), 4(b), 4(c) 和 4(d) 中分别给出器件终端输出的近场图样以及加热空心玻壳微球靶与 CD_2 实心微球靶时的后向反射激光近场图样。

从图 4(a) 看到,器件终端输出的近场分布极不均匀,呈环状分布,这是由于在光束传输过程中发生的衍射造成的。在近场图中还呈现明显的粒状分布,这种分布起因于在光束传

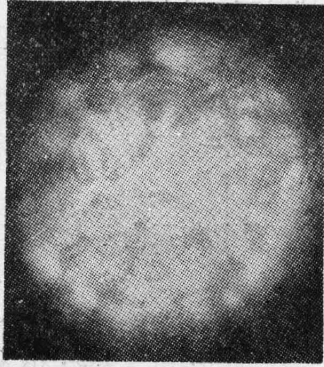


图 4(a) 终端输出进入靶室的
激光近场图

(10 J/100 ps, 功率密度 3.5 GW/cm²)

Fig. 4(a) Near-field pattern of the
terminal output laser beam into the
target chamber

(10 J/100 ps, power density 3.5 GW/cm²)



图 4(b) 加热空壳玻璃微球靶时的
后向反射激光近场图样

(8.8 J/100 ps, 玻璃靶 $\phi 68 \mu\text{m}$)

Fig. 4(b) Near-field pattern of the
back-reflected laser beam produced in
heating empty micro-spherical target

(8.8 J/100 ps, empty micro-spherical target,
with diameter of $\phi 68 \mu\text{m}$)

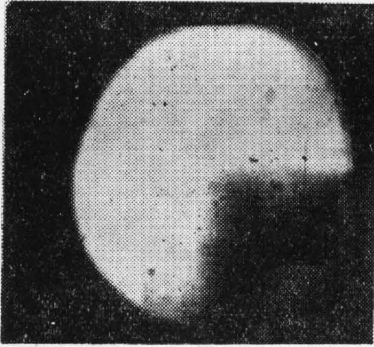


图 4(c) 加热 CD₂ 实心微球靶时
产生的后向反射激光的近场分布图

(输出 11 J/100 ps, CD₂ 微球靶直径 $\phi 67 \mu\text{m}$)

Fig. 4(c) Near-field pattern of the
back-reflected laser beam produced in
heating CD₂ target

(CD₂ target with diameter of $67 \mu\text{m}$,
output 11 J/100 ps)

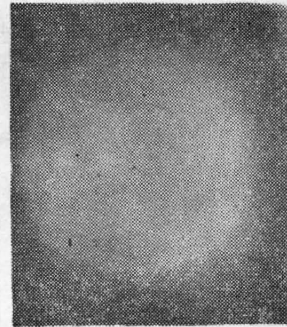


图 4(d) 加热 CD₂ 实心微球靶时
产生的后向反射激光的近场分布

(输出 12 J/100 ps, CD₂ 微球靶直径 $\phi 75 \mu\text{m}$)

Fig. 4(d) Near-field pattern of the
back-reflected laser beam produced in
heating CD₂ target

(CD₂ target with diameter of $75 \mu\text{m}$,
output 12 J/100 ps)

输过程中,遇到不均匀的介质(颗粒或尘粒)引起的衍射。由于在强激光作用下,材料折射率的非线性作用即

$$n = n_0 + n_2 \langle E^2 \rangle,$$

其中, n_0 为线性折射率,它与光强无关, n_2 为光学材料的非线性折射率系数,于是在强激光作用下产生折射率的非线性项为

$$\Delta n = n_2 \langle E^2 \rangle,$$

式中 $\langle E^2 \rangle$ 为光强,这种非线性作用将引起光束的分裂,导致光强分布的自聚焦作用^[5],使光

束近场分布极不均匀。

但是, 后向反射激光的近场分布是比较均匀的, 尤其是在加热 CD_2 实心微球的情况下更为均匀。而在加热空心玻璃微球情况下, 后向反射激光的近场分布中出现细密的平直的干涉条纹, 这可能起因于: 在后向反射的激光谱线中(见图 4(b)), 除了加宽的谱带外还出现很窄的线状光谱线, 其相干长度较大。这是由于经法拉弟磁光隔离器的偏振膜板反射时, 偏振膜板本身构成一个剪切干涉仪而形成的。但是, 在加热 CD_2 实心球靶情况下, 后向反射光谱带中不出现锐状线光谱, 相干长度太小(约 2 mm 量级), 因而不能形成干涉, 在后一种情况下, 近场图中不出现细密的直条纹的原因可能就在这里。

3. 空间相干

我们曾利用一块厚 2 cm 单平板剪切干涉仪测量后向反射激光的波面相干度, 但条纹对比甚低, 表明相干长度太短。后改用环路三平板^[6]剪切干涉仪, 这种干涉仪两臂光程恒等, 是一种白光干涉仪。结果获得如图 5(a) 所示的干涉图形。为了便于比较, 在图 5(b) 与图 5(c)

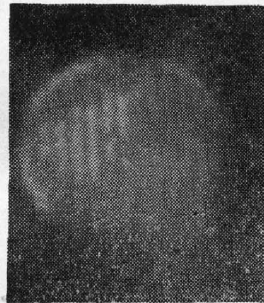


图 5(a) 用环路干涉仪测量后向反射激光得到的干涉图形

(剪切量 8 mm, CD_2 靶 $\phi 65 \mu\text{m}$, 8.5 J/100 ps)

Fig. 5(a) Interference pattern of the back-reflected laser beam obtained by using three plate interferometer

(modulus of shear 8 mm, CD_2 target $65 \mu\text{m}$, 8.5 J/100 ps)

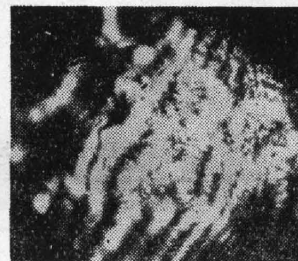


图 5(b) 用环路干涉仪测量输入靶室的正向入射激光干涉图

(10 J/100 ps, 3.5 GW/cm²)

Fig. 5(b) Interference pattern of the input laser beam obtained by using three plate interferometer

(10 J/100 ps, 3.5 GW/cm²)

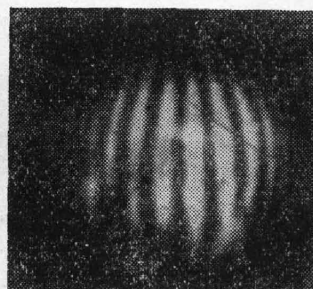


图 5(c) 在低功率密度情况下, 器件终端输出的环路剪切干涉图

(输出 30 J/4 ns, 终端放大器功率密度为 1.2 GW/cm²)

Fig. 5(c) Circle shearing interference pattern of the terminal output laser beam in lower power density

(Output 30 J/4 ns, power density of the terminal amplifier is 1.2 GW/cm²)

中分别给出亚毫微秒脉宽及毫微秒脉宽情况下的正向激光的波前剪切干涉图。

在图 5(c) 的干涉图中, 其干涉条纹在光束边缘区有弯曲, 这是球差光束的标志, 它起因于放大器的光泵照明造成的畸变^[7]。在图 5(b) 中, 干涉条纹已基本消失, 这是由于器件在亚毫微秒脉冲情况下工作时, 其终端放大器输出承受的平均功率密度已达 4 GW/cm^2 , 在这种情况下, 由于强激光在放大介质中引起的非线性作用, 使光束产生龟裂, 并引起光束的波面发生局部畸变, 使干涉条纹消失。

但是, 在后向反射激光光束的干涉图中(见图 5(a)), 干涉条纹平直。这种现象表明, 反射激光是由于靶区等离子体中, 由于离子声波对入射激光产生强的受激布里渊散射, 这种受激布里渊散射波具有相位复共轭的性质, 因而入射光束的像差得到部分自补偿。

4. 后向反射激光比率

后向反射激光比率是指反射激光与入射到靶面的正向入射激光之比。我们利用如图 1 所示的卡计 I 与卡计 II 分别测量正向入射激光与后向反射激光之能量。结果列于表 1。

表 1 空心玻璃壳微球靶的后向反射激光比率
(入射脉宽 100 ps)

Table 1 Ratio of the back-reflected laser beam from
empty micro-spherical targets
(Pulse width of input laser beam is 100 ps)

靶球直径 (μm)	60	67.5	68.5	69	72.5
正向入射能量(J)	3.2	7.2	8.3	9.1	11
后向反射光比率(%)	10	13	18	16	17

结果表明, 在靶面功率密度为 $\sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$ 的情况下, 后向反射激光比率约在 15% 左右, 并且随着功率密度增大略有增加, 但尚未达到出现饱和的现象。此外, 随着靶球直径增大也略有增大, 但大约在 $70 \mu\text{m}$ 直径处反射率趋向平缓改变。这说明靶区激光焦点直径也约在 $70 \mu\text{m}$ 左右。

5. 远场焦点能量分布

利用尖劈法分别同时测量正向输出与后向反射激光的远场焦点分布。用红外敏化胶卷



图 6(a) 正向激光输出远场分布
(8.5 J/100 ps)

Fig. 6(a) Far-field distribution of the input laser beam
(8.5 J/100 ps)



图 6(b) 后向反射激光输出远场分布

Fig. 6(b) Far-field distribution of the back-reflected laser beam

记录,结果如图 6(a)和 6(b)所示。

图 7 是正向入射、后向反射激光的远场能量分布曲线图,从曲线 A 与 B 可见,后向反射激光在 0.2 mrad 内的能量比率较正向入射激光约提高一倍。

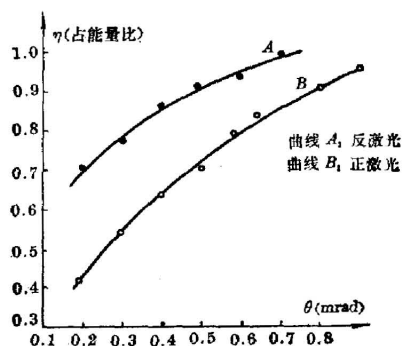


图 7 正向入射、后向反射激光的远场能量分布
Fig. 7 Energy distribution of the far-field of input and back-reflected laser beam
(A: back-reflected laser beam, B: input laser beam)

三、讨 论

由激光产生的等离子体中的后向反射激光具有许多使人感兴趣的性质:

1. 后向反射光谱的明显加宽和位移

这种位移加宽的起因有二方面:一是等离子体截止密度层的反射引起的多卜勒频移,如果截止密度层反射面的运动速度为 v ,则激光受运动介面散射而引起的频移为 $\delta\lambda = \frac{\lambda_0 v}{c} \cos \theta$,式中 λ_0 为入射激光波长, c 为光速, θ 为入射光与运动介面速度方向之间的夹角,在后向反射的情况下, $\theta = 180^\circ$ 或 $\theta = 0^\circ$,于是谱线将发生位移。由于等离子体截止层的速度在光脉冲作用期间是不断变化的,因而频移将呈带状分布。从实验结果推算,其速度最高可达 3×10^7 cm/sec。

对谱线发生红移的另一种贡献来自等离子体中的离子声波对入射激光的受激布里渊散射。发生这种散射的阈值为^[8]

$$P_{SBS} > (1.6 \times 10^{14}) T_e \text{ W/cm}^2,$$

其中 T_e (keV) 的激励起离子声波的电子温度,在我们的实验中,热电子温度上限 T_e 为 7~9 keV,靶面功率密度约为 10^{15} W/cm² 已经远远超过受激布里渊散射的阈值。

产生受激布里渊散射波的频率为^[9]

$$\omega_s \approx 2\omega_0 \frac{nv_s}{c} \sin \theta,$$

式中 θ 为入射波与散射波间的夹角。离子声波的频率 ω_s 就是激光的频率与散射光的频率差,也就是散射光相对于激光的频移。在后向散射进行观测时, $\theta = 180^\circ$, $\omega_s \approx 2\omega_0 \frac{v_s n}{c}$,其频移 ω_s 为最大。于是散射光的频率为 $\omega_{sc} = \omega_0 - \omega_s$,式中 ω_{sc} 为散射光的频率, ω_0 为入射

激光频率。在光子与离子声波耦合中,光子能量转移给声子,因而向低频位移,即向红移。实验结果表明,红移呈带状分布,表明声子的频率不是单一的,而是呈较大的展宽。

2. 靶面后向反射激光的近场分布均匀

由于加热微球靶子,焦斑直径大于微球直径的部分光束将透过靶球而不被反射,只有在几十微米直径斑点内的光束才被沿原光路反回,因此它起到空间滤波的作用。此外,由于后向反射激光是靶区等离子体产生的受激布里渊散射的结果,因而它具有相位复共轭波的性质,使光束反馈到放大器序列时,入射激光的波前像差得到部分补偿,使远场焦点能量更为集中。

激光等离子体后向反射激光具有的上述性质,使它可以用作高功率行波放大器序列中的中间转换元件,以获得更高质量的光束,尽管靶面反射率只有 20% 左右,但这种反射光束回到放大器序列时能量将再次获得增益而得到补偿。

本工作得到邓锡铭、谭维翰等同志的热心关怀与支持,作者谨表致谢。

参加本工作的还有戴美兰、张明科等同志。本工作是在六束激光等离子体实验装置上进行的,作者向六路装置的同志们致谢。

参 考 文 献

- [1] A. Salers, *et al.*; *Phys. Lett.*, 1975, **51A**, No. 6 (Apr), 379.
- [2] N. Kent Monour; *Appl. Optics*, 1977, **16**, No. 6 (Jun), 1449.
- [3] 邓锡铭等;《光学学报》, 1981, **1**, No. 4 (Jul), 289.
- [4] 徐至展等;《物理学报》, 1981, **30**, No. 9 (Sep).
- [5] V. I. Bespalov, V. I. Talanov; *JETP lett.*, 1966, **3**, No. 12 (Jun), 307.
- [6] 王之江等;《激光》, 1978, **5**, No. 5~6 (May-June), 152.
- [7] 陈时胜等;《激光》, 1980, **7**, No. 7 (July), 17.
- [8] J. F. Drake, *et al.*, *Phys. Fluids*, 1974, **17**, No. 4 (Apr), 778.
- [9] 固体激光编写组;《固体激光导论》(上海人民出版社, 1975).

Characters of the back-reflected laser in laser produced plasma

CHEN SHISHENG YU WENYAN AND WANG XIAOQIN

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

(Received 12 December 1980)

Abstract

The back-reflected laser produced from the laser irradiating targets has been measured. There are following results: 1. the width of spectrum of the back-reflected laser is broadened from 2 \AA to 66 \AA ; 2. the distribution of near field is homogeneous; 3. the aberrations of wave front are small; 4. the efficiency of the back-reflected laser is in the range of 10~20%.