中 国 科 学
1985 年 2 月　　A 辑　　第 2 期

激光等离子体慢离子发射波形的双峰结构

谭维翰 林尊琪 丁丽明 张燕珍 余文炎 邓锡铭
（中国科学院上海光学精密机械研究所）

摘　要

本文采用 1—3J，150ps 宽频带与窄频带 N_d 玻璃激光辐照平面铝靶，靶面功率密度 1—3×10^{14} W/cm^2. 当用窄频带激光打靶时，入射方向与靶面法线成 24°，偏振在入射平面（即 P 偏振）在靶面法线方向放置 Faraday 筒，则观察到慢离子发射波形的双峰结构. 如入射光的偏振改为垂直于入射平面（即 S 偏振），仍然有双峰结构，与 P 偏振略有差别；如入射光方向垂直于靶面，Faraday 筒放置在偏下与靶面法线成 30° 位置，则双峰结构很不明显. 若用宽频带激光进行同样试验，则双峰结构很不明显，文章分析了上述现象的物理机制，并用二组分等离子体绝热膨胀模型，计算了离子发射波形，与实验比较基本相符.

一、引　言

实验是在六路激光系统的一路进行的，有宽频带与窄频带两种激光输出[1,2]，光脉冲宽度约 150ps. 靶面功率密度 1—3×10^{14} W/cm^2. 宽频带激光光谱宽度约 30 Å，能量约 1J，窄频带激光光谱宽度约 0.2 Å，能量为 1—3J. 用 Faraday 筒测定离子发射的时间波形，这种波形的特点[3]，最前面为 X 光辐照在收集器表面产生的光电子信号，可视为时间的原点，稍后为一短而尖的快离子峰，最后便是一延伸得比较长的慢离子峰. 过去对快离子峰研究得较多，因为它所占质量不大，但带走的能量却很多. 在我们实验中激光输出能量不大，观察到的快离子信号很弱，而慢离子信号则很强. 我们观测了不同带宽、不同偏振、不同入射角（24° 与 0°）、不同激光输出能量等情形下的离子发射波形，就发现慢离子发射波形有双峰结构，且与入射激光的偏振态有关. 宽频带与窄频带激光也表现出明显差异，对这些现象的物理机制进行了分析，并用二组分等离子体绝热膨胀模型，对离子发射波形进行了计算，与实验比较，基本相符.

二、实 验 装 置

激光光路布置及主要工作特性由文献[1]给出. 激光偏振度大于 98%. 为了取得宽频带激光束，我们以一束高功率激光照射一平面副靶，由靶面返回的激光受高温等离子体的调制而产生了宽带[2]. 宽带激光宽度约 30 Å，而窄带激光宽度约 0.2 Å. 如图 1 所示，1.06μ 输出激光经 M_1 取样进入碳斗 C_1，读出激光能量 E_{in}. 通过 M_1 的激光经旋光片 R（左旋或右旋 45°，使

本文 1984 年 4 月 4 日收到.

之成为 P 偏振或 S 偏振),再经 L_2($f/2$ 非球面透镜)聚焦在抛光的平面铝靶 T 上. 激光在靶面的焦斑大小为 $\phi 80\mu m$, 脉冲宽度约 150ps, 窄频带激光能量 1—3J, 宽频带激光能量约 1J, 由此算出靶面功率密度分别为 $1—3\times10^{14}\,W/cm^2$ 与 $1\times10^{14}\,W/cm^2$. 靶面发射的离子由 Faraday 筒 F 收集, 激光光轴与靶面法线夹角成 24°(或 0°), 而 F 与靶面法线夹角取 0°(或偏下 30°). 由 F 出来的电信号在示波器上显示. 反激光经 M_2 取样, 在碳斗 C_2 接收. F 与靶 T 的距离为 20 cm.

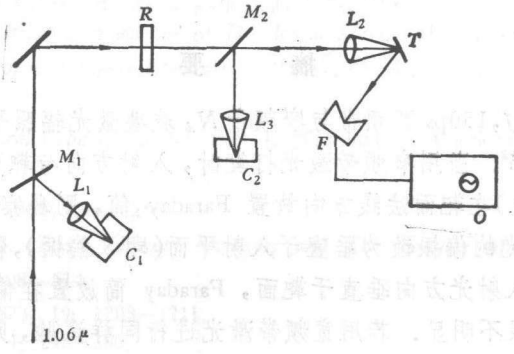

图 1 实验布置图

三、实验结果与分析

图 2 给出窄带激光(S 偏振与 P 偏振)打靶的离子发射波形, 激光在靶面的入射角为 24°. 对于 P 偏振, 如图 2 的 a, b, c, d 所示, 当入射激光能量在 1.1J 时, 慢离子波形, 除了前面较平

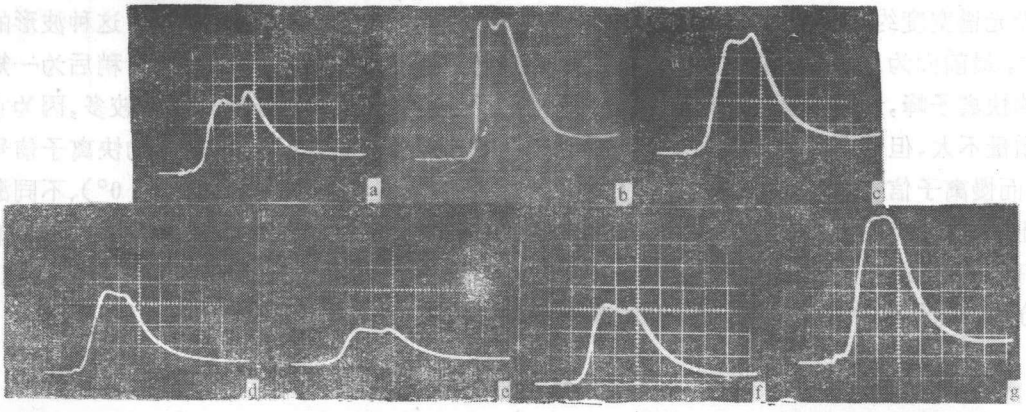

图 2

(a. (35)*, 窄带, 24°, 1.1J, P 偏振, 0.5V/格, 200nS/格;
b. (28), 窄带, 24°, 2.2J, P 偏振, 0.5V/格, 200nS/格;
c. (31), 窄带, 24°, 3.0J, P 偏振, 1V/格, 200nS/格;
d. (36), 窄带, 24°, 3.7J, P 偏振, 2V/格, 200nS/格;
e. (34), 窄带, 24°, 0.8J, S 偏振, 1V/格, 200nS/格;
f. (33), 窄带, 24°, 2.2J, S 偏振, 1V/格, 200nS/格;
g. (32), 窄带, 24°, 3.5J, S 偏振, 1V/格, 200nS/格;
* 为实验编号)

的峰外，还有后面一较小而尖的峰．当入射激光能量增至 2.2J 时，后峰向前峰移动，而两峰间距缩短，峰间凹陷变浅．当入射激光能量增至 3.7J 时，峰间距离进一步缩短，凹陷变平．对于 S 偏振，即图 2 的 e，f，g 也有同样趋势．与 P 偏振相比，在相同能量下，S 偏振的后峰(与前峰相比)略低于 P 偏振的后峰(与前峰相比)．图 3a，b，c 给出宽频带激光(P 偏振与 S 偏振)打靶的离子发射波形，能量分别为 0.6J，0.9J，0.8J．图 3a，c 与图 2a，图 2e 相比，打靶的激光能量较接近，但双峰结构很不明显．图 3b 能看出有后峰，且有较大的快离子发射波峰．这在图 2 及图 3a，c 中都是很小的．图 2，图 3 示出的慢离子波形的前峰与后峰应分别由处于外层与内层的两团等离子体产生，两团等离子体的温度密度分布也不一样．外面一层等离子体可设想为激光直接加热靶面引起的，至于内层等离子体的产生，一种可能是外层等离子体一部份向外膨胀，形成前峰，另一部份先向靶内压缩、反弹回来，再向外膨胀，形成后峰．这样两团等离子体的温度应基本一致，前峰、后峰宽度也近乎相等，但实际上前峰宽、后峰窄．另一种可能便是共振吸收加热引起的．因为斜入射的 P 偏振激光与 S 偏振激光相比，多了一个深入到临界面处的强场共振加热．如果这就是产生内层等离子体，导致后峰出现的原因，则 S 偏振打靶的图 2 的 e，f，g 不应有后峰．实际上是有的，不过比 P 偏振情形稍低些．此外，我们还做了宽频带、窄频带激光垂直于靶面即入射角为 0° 的打靶实验，其离子发射波形如图 4．后峰很不明显，初看起来，似乎支持了共振吸收在 0° 时为零的看法．但还应注意到由于靶室内诊断设备排布应不挡光，不与透镜支架相碰等限制，Faraday 筒只能放在偏离法线 30° 方位接收，而不能放在法线方位接收．此外，图 2 的 e，f，g 的后峰会不会是由于靶面粗糙[4]或等离子体喷射结构[5](由于热电不稳，Weibel 不稳或辐射冷却不稳产生)引起的呢？我们在制靶时已注意到表面抛

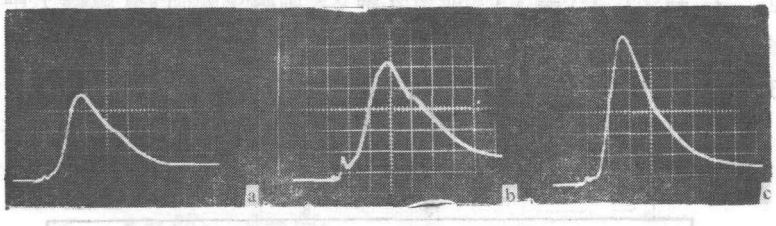

图　3

(a. (40)，宽带，24°，0.61J，P 偏振，0.5V/格，200nS/格；
b. (38)，宽带，24°，0.8J，P 偏振，0.5V/格，200nS/格；
c. (41)，宽带，24°，0.78J，S 偏振，0.5V/格，200nS/格)

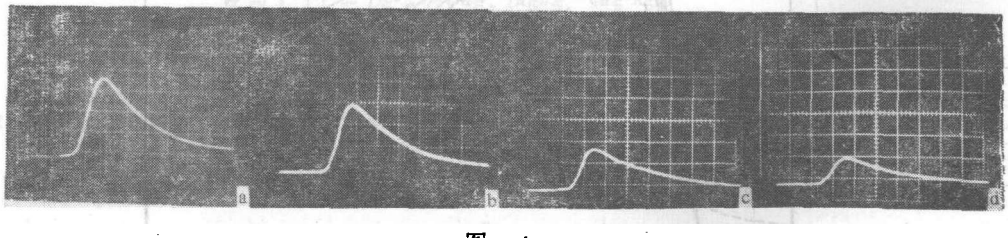

图　4

(a. (48)，宽带，0°，0.61J，P 偏振，0.5V/格，200nS/格，
b. (49)，宽带，0°，0.8J，S 偏振，0.5V/格，200nS/格，
c. (54)，窄带，0°　2J，　P 偏振，2V/格，　200nS/格，
d. (58)，窄带，0°，1J，　S 偏振，2V/格，　200nS/格)

光，所以不存在靶面粗糙问题．至于等离子体喷射的影响，则是有可能．当激光功率密度低时，喷射结构很明显，喷射方向垂直于临界密度面．斜入射的 S 偏振激光倾斜通过等离子体喷射，在其上的散射会导致共振吸收的增加．如果入射激光方向与喷射一致，则散射不严重，这正好解释 0° 入射时，图 4 a — d 中等离子体后峰不明显的现象．不论内层离子如何产生，激光能量增加，内层等离子体的加热增强，后峰向前峰推进，图 2 的 a—d，图 2 的 e—g 均表明这种规律．关于宽频带激光加热出现较多的快离子以及慢离子的双峰结构问题，有待进一步深入，因为目前的宽频带激光输入能量较低．

四、二组分等离子体的绝热膨胀模型

在激光加热短时间内（150ps）解激光等离子体动力学方程时，可取等温近似．但在激光加热停止后的向外膨胀，则宜于用绝热近似[6]．慢离子发射波形是后一阶段产生的，按附录可写出二组分离子的发射波形．

$$\rho_j = \rho_{0j}\left(\frac{t_{0j}}{t - t_{uj}}\right)^{\alpha}\left(1 - \left(\frac{t_{0j}}{t - t_{uj}}\right)^2\right)^{1/(\gamma-1)}$$

$$t_{0j} = \frac{z_F}{u_{\infty j}}, \quad j = 1, 2.$$

先计算图 4a 的波形，用单组分公式，由图 4a 得 $t_0 = 1$(200ns)，$t_u = 0$，$t_m = 2$．取定 $\alpha = 1$，1.5，1.75，2.0，按附录的 (5) 式计算得相应的 $\gamma = 1.666$，1.444，1.381，1.333．ρ_0 的值由峰值确定，便得图 5．同样计算有双峰的波形图 2a，用二组分公式，由图 2a 得 $t_{01} = 1$，$t_{u_1} = 0$，$t_{m_1} = 2$；$t_{02} = 2.7$，$t_{u_2} = 2.1$，$t_{m_2} = 3.3$．取定 $\alpha = 2$，由附录的(5) 式算得 $\gamma = 1.33$．ρ_{01}，ρ_{02} 仍由两个峰的峰值确定．得图 6．

由图 5，6 理论曲线与实验曲线比较，符合得较好，特别是单组分的图 5．符合得较好的维数是 $\alpha = 1.75, 2$．这表明即使打平面靶，等离子体也不是作平面一维运动，而是有侧向膨胀二

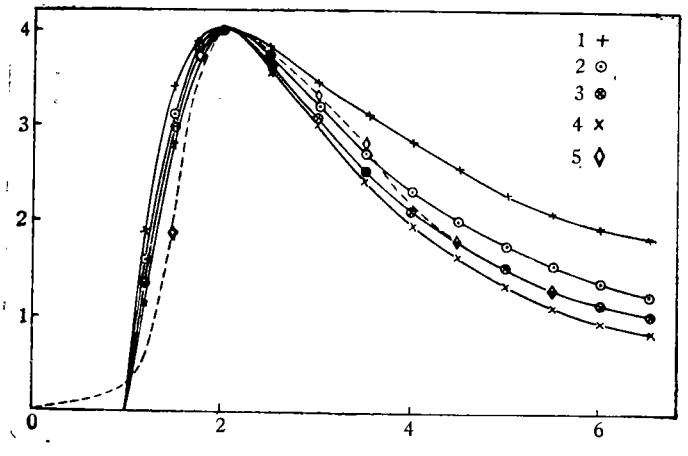

图 5 单峰离子膨胀波形

(纵坐标每格 0.5V，横坐标每格 200ns，图中 1. $\alpha = 1$，2. $\alpha = 1.5$，3. $\alpha = 1.75$，4. $\alpha = 2$，5. 实验值)

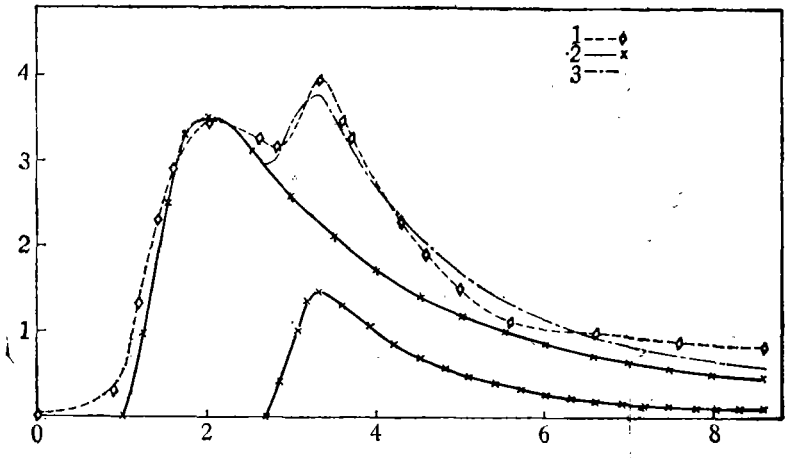

图 6　双峰离子膨胀波形

(纵坐标每格 0.5V，横坐标每格 200ns；图中 1. 实验值，2. $\alpha=2$，3. 理论值)

维运动.

作者向参加本工作的顾敏、何兴法、谢梓铭、毕无志、赵志文等同志和六路全体工作人员一并表示感谢.

附　　录

1.先讨论单组分等离子体的绝热膨胀、连续方程、运动方程和绝热方程分别为：

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+v\frac{\partial}{\partial z}\right)\rho+\rho\frac{\partial v}{\partial z}=0,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+v\frac{\partial}{\partial z}\right)v+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}=0,\quad p=A\rho^{\gamma}. \tag{1}$$

(1)式为平面一维运动方程，参照文献[6]可得出包括平面、柱面、球面运动方程在内的解如下.

$$v=\xi\dot{R},\quad \xi=\frac{z}{R},$$

$$\rho=\rho_c(1-D\xi^2)^{1/\gamma-1},\quad \rho_c=\frac{M}{\Theta R^{\alpha}},$$

$$p=p_c(1-D\xi^2)^{\gamma/\gamma-1},\quad p_c=A\rho_c^{\gamma}, \tag{2}$$

$$\Theta=\int_0^1(1-D\xi^2)^{\frac{1}{\gamma-1}}d\xi,\ 2\pi\xi d\xi.\ 4\pi\xi^2\lambda\xi,$$

$$\dot{R}^2=-\frac{4\gamma AD}{(\gamma-1)^2}\left(\frac{M}{\Theta R^{\alpha}}\right)^{\gamma-1}+C,\quad \alpha=1,2,3.$$

$\dot{R}$ 的解可用开始膨胀时的 R_0 与 u_∞ 表示出来，

$$u_\infty=\sqrt{\frac{4A\gamma}{(\gamma-1)^2}\left(\frac{M}{\Theta R_0^{\alpha}}\right)^{\gamma-1}}=\sqrt{\frac{4\gamma}{(\gamma-1)^2}\frac{p_c}{\rho_c}},$$

$$t_0=R_0/u_\infty\sqrt{D}\qquad \eta=\frac{R_0}{R}, \tag{3}$$

$$t/t_0=\int_\eta^1\frac{d\eta}{\eta^2(1-\eta^{\alpha(\gamma-1)})^{1/2}}.$$

(3)式可数值求解. 图 7 给出几种 $\alpha(\gamma-1)$ 值，(3)式的数值积分由图 7 看出，当 $1/\eta=R/R_0\gg1$ 时，

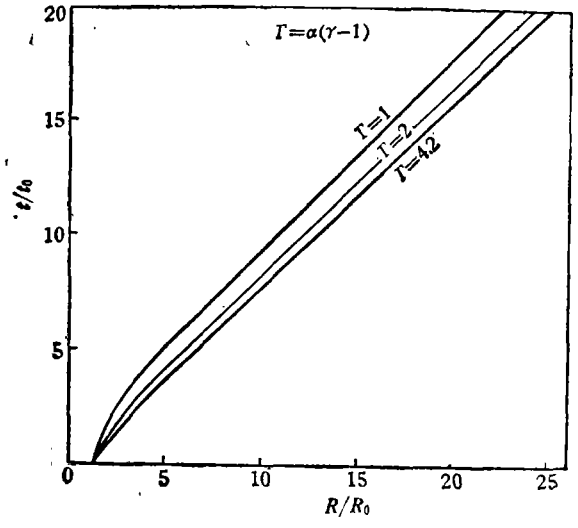

图 7 绝热膨胀曲线

$$\dot{R} = u_\infty \sqrt{D}\ \frac{d\frac{1}{\eta}}{d\frac{t}{t_0}} \simeq u_\infty \sqrt{D},$$

$$R \simeq u_\infty \sqrt{D}\, t. \tag{4}$$

设 Faraday 筒与靶的距离为 $z = z_F$，注意到 $1/R = \frac{1}{Z}\xi$，则离子发射峰值到达 z_F 处的 ξ_m 由 ρ 的表式(2)及 $\frac{d\ln\rho}{d\xi} = 0$ 给出

$$\xi_m = \frac{z_F}{R_m} \simeq \frac{z_F}{u_\infty\sqrt{D}\,t_m} = \sqrt{\frac{\alpha(\gamma-1)}{\alpha(\gamma-1)+2}\cdot\frac{1}{D}},$$

$$t_m = \sqrt{\frac{\alpha(\gamma-1)\alpha}{\alpha(\gamma-1)+2}}\ \frac{z_F}{u_\infty} = t_0\sqrt{\frac{\alpha(\gamma-1)}{\alpha(\gamma-1)+2}}. \tag{5}$$

t_0, t_m 分别为离子发射波形前沿及峰值到达 F 的时间. t_m, t_0 可从离子发射照片上量出. 故当维数 α 给定后，便可按(5)式计算绝热指数 γ. 又令 $\rho_0 = \frac{M}{\Theta z_F^\alpha\sqrt{D}}$，则按(2)—(4)式可将 ρ 表示为

$$\rho = \rho_0\left(\frac{t_0}{t}\right)^\alpha\left(1-\left(\frac{t_0}{t}\right)^2\right)^{1/\gamma-1}, \tag{6}$$

$$t_0 = \frac{z_F}{u_\infty}.$$

2. 为了反映离子发射波形的双峰结构，需要将上面讨论推广到两组分等离子体(分别处于外层与内层，并用下标 1,2 来标志)，考虑到两组分等离子体中的电子已部份逃逸，并不呈电中性. 在动量方程中应加上静电斥力 $\frac{eE}{m_i} > 0$，在不考虑碰撞情况下，动量方程为(连续方程、绝热方程与(2)式相同)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_1\frac{\partial}{\partial z}\right)v_1 + \frac{1}{\rho_1}\frac{\partial p_1}{\partial z} = \frac{eE}{m_i}, \tag{7}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_2\frac{\partial}{\partial z}\right)v_2 + \frac{1}{\rho_2}\frac{\partial p_2}{\partial z} = -\frac{eE}{m_i}. \tag{8}$$

对于外层离子，膨胀运动方向与 $\frac{eE}{m_i}$ 相同，$\frac{eE}{m_i}$ 的引入，加快了向外膨胀，愈来愈远离内层，故(7)式仍用(2)式近似．但内层膨胀运动方向与 $\frac{-eE}{m_i}$ 相反．$\frac{-eE}{m_i}$ 的引入，阻止了内层离子向外膨胀，只有当外层膨胀得较稀薄时内层才开始运动，若仍然将(8)式近似为(2)式的话，则时间应是推迟了的．根据这些考虑，将(6)式应用于外层、内层离子的膨胀时分别写为

$$\rho_1 = \rho_{01}\left(\frac{t_{01}}{t}\right)^{\alpha}\left(1-\left(\frac{t_{01}}{t}\right)^{2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad t_{01} = z_F/u_{\infty 1},$$

$$\rho_2 = \rho_{02}\left(\frac{t_{02}}{t-t_{u3}}\right)^{\alpha}\left(1-\left(\frac{t_{02}}{t-t_{u2}}\right)^{2}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad t_{02} = \frac{z_F}{u_{\infty 2}}. \tag{9}$$

参　考　文　献

[1] 邓锡铭、余文炎等，光学学报，**1**(1981)，289.

[2] 邓锡铭等，光学学报，**3**(1983)，97.

[3] Charatis, G. et al., *Plasma Physics on Controlled Nuclear Fusion,* **2**(1974), **317.**

[4] Balmer, J. E. and Donaldson, T. P., *Phys. Rev. Lett.,* **39**(1977), 1084.

[5] O. Willi, P. T. et al., *Opt. Commun.,* **41**(1982), **110.**

[6] 丁丽明、谭维翰、王润文，核聚变，**1**(1980)，187.