中 国 科 学
1988 年 9 月　　A 辑　　第 9 期

双电流探针研究激光等离子体自发电流

王润文　潘成明　林尊琪　朱大庆　何兴法　毕无忌　赵继然　陈仲裕
（中国科学院上海光学精密机械研究所）

摘　　要

本文报道了用一种新的双电流探针研究激光等离子体自发电流与靶的原子序数、激光输出能量、探针相对于激光轴位置的关系。

关键词：自发电流，迴流，逆韧致吸收

一、引　　言

激光辐照固体靶产生的激光等离子体自发电流研究是高温、高密度等离子体物理研究的一项重要内容。传统的研究方法是采用带耦合线圈的单电流探针[1-4]。本文报道一种新的双电流探针法研究激光等离子体自发电流。优点是在一次激光辐照靶中，不仅可以测量到激光等离子体自发电流随时间的变化，而且可同时得到电流空间分布两个点的数据。这种方法的测量精度较以往单电流探针法高。我们还在实验中采用了低 z、中 z、高 z 原子序数的金属靶，研究了激光等离子体自发电流和靶材原子序数的关系，补充了过去的实验结果。另外，传统的实验均采用较长脉冲宽度如毫微秒或更长的几十到几百个毫微秒脉宽的激光束，且多为波长为 10.6μm 的 CO_2 激光器。本实验则采用 70—100ps 和 200—250ps 的短激光脉冲宽度，输出波长为 Nd 玻璃 1.06μm，实验结果与以前有明显不同。在实验数据处理技巧上，采用计算机微分反演来处理 $\frac{dI(t)}{dt}\sim t$ 图像，从而获得自发电流 $I(t)$ 随时间 t 变化的图形，减少了用积分电路获得 $I(t)\sim t$ 曲线时带来的波形畸变和误差。

二、实验装置和探测器

实验使用我所六路激光装置中的一路激光输出。靶室为全新设计的六路激光装置第二靶室系统。光路排布如图 1 所示。Nd 玻璃激光器输出波长为 1.06μm，带宽为 0.2 Å。激光输出能量为 0.1—12J。在主被动锁模振荡器腔内加入标准具，使得脉冲宽度（FWHM 值）为 70—100ps 和 200—250ps 可调。激光束口径为 ∅60mm，经 $f/2$ 非球面透镜垂直入射到平面金属靶的表面上。靶材为低原子序数的铝（$z=13$）、中原子序数的铜（$z=29$）和高原子序数的钽（$z=73$）。打靶前，靶面均用金相细砂纸抛光，去除表面的氧化层。并使靶各部分平整，以减少调焦给实验带来的误差。靶室真空度为 $10^{-3}\times 133.32$Pa。激光在靶面上的焦斑约为 ∅80μm，相应于靶面激光辐照强度为 10^{12}—10^{14}W/cm^2。

1987 年 6 月 16 日收到修改稿。

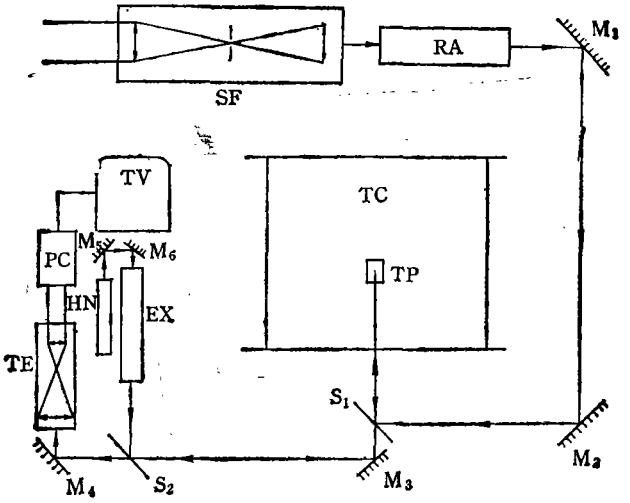


图 1 六束激光装置第二靶室系统简图

(SF——空间滤波器，RA——ϕ70mm 有效通光口径棒状放大器，TC——真空靶室，TP——金属靶和双电流探针，TE——成像望远镜，TV——靶调焦监测电视；M_1—M_6——全反射镜，S_1,S_2,——部分反射镜，PC——电视摄像机，HN——调光路 He-Ne 激光管，EX——扩孔望远镜)

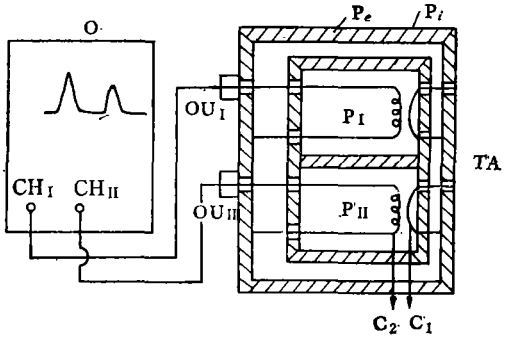


图 2 双电流探针结构示意图

(TA——金属靶，C_1——探针初级线圈(1 匝)，C_2——探针次级线圈，P_e——双壳层坡莫合金屏蔽系统，P_i——内壳层坡莫合金屏蔽系统，OU_I——I 号探针输出电缆头，OU_{II}——II 号探针输出电缆头，O——快速示波器，探针讯号显示系统，CH_I——示波器 I 路输入通道，CH_{II}——示波器 II 路通道)

自行设计的双电流探针具有双层坡莫合金强防磁防电抗干扰性能. 结构示意于图 2. 初级线圈 1 匝，直径为 0.30mm; 次级线圈为 8 匝，直径为 0.15mm. 二探针水平方向之间距离为 2.5mm. 激光辐照平面金属靶产生自发电流，若次级线圈对初级线圈的互感为 M，则次级线圈感应电压 $V(t)$ 与初级线圈的电流 $I(t)$ 的变化关系可表示成:

$$V(t) = M\frac{dI(t)}{dt}. \tag{1}$$

用计算和定标的方法求出次级线圈对初级线圈的互感 M，再由示波器测到的次级线圈的感应电压 $V(t)$ 随时间变化的图形 $V(t)\sim t$，则由(1)式得:

$$I(t) = \frac{1}{M}\int V(t)\,dt. \tag{2}$$

表 1　双电流探针性能

探针编号	I 号探针	II 号探针
初级线圈匝数	1	1
初级线圈直径（mm）	0.30	0.30
次级线圈匝数	6	8
次级线圈直径（mm）	0.15	0.15
时间常数（ns）	1.0±0.2	1.0±0.2
互感（H）	$(1.1\pm0.4)\times10^{-9}$	$(3.6\pm1.2)\times10^{-10}$

标定后的双电流探针性能列于表 1.

三、实验结果和分析

应该指出，在高功率激光辐照固体靶产生自发电流主要是由于热蒸发、热离化并受到等离子体与靶面附近强静电场的加速电子作用而引起的. 由于自发电流飞行 5—6cm 后曾迴流到靶面，因此从宏观来看自发电流在局部区域将被相反方向电流抵消而无法用通常办法探测到. 本实验中充分考虑到这一因素使双电流探针很靠近靶面并在迴流圈内，就可在电子自发电流未出现迴流过程就能将自发电流探测到. 事实上，激光辐照金属平面靶产生的自发电流是和多种因素有关，如激光束的波长、输入功率、脉冲宽度、聚焦方式、靶室的气压等. 本实验的特点是研究自发电流和靶的原子序数反激光功率间的关系. 首先我们用快速示波器观测了激光辐照 Ta 靶在双电流探针探测器次级显示的 $\frac{dI(t)}{dt}\sim t$ 波形. 采用计算机图像处理的方法，获得精确电流 $I(t)$ 随时间的变化曲线 $I(t)\sim t$. 图 3 为典型的双电流探针次级信号 $dI(t)/dt$ 随时间变化的曲线. 由图 3 知，电流讯号一开始就出现了小的负值，然后回升，在约 10ns 处，微分讯号 $dI(t)/dt$ 达到峰值，在 $I(t)\sim t$ 曲线图上出现拐点，在约 2ns 处，电流讯号 $I(t)$ 达到最大然后下降，在 45ns 处便趋向平衡. 初始的电流讯号出现小讯号的负值，是因为探针测量到的电流实际上包括二部分：一是激光辐照靶产生的向外喷射的电子流. 二是激光聚焦到靶面之前，先行辐照靶室内的本底气体，使之光离化，产生电子，它的发射方向恰好与前者相反. 在激光刚辐照到靶表面上时，靶表面有一个加热、汽化和离化过程，还来不及大量发射电子，此时探针接收到的主要是靶室本底气体光离化产生的电子流，由于该电子与靶发射的电子流方向相反，所以探针开始接收到的信号是负值. 又由于先行光辐射功率密度和气体的密度低，靶室本底气体光离化产生的电子流比较小，因此探针开始接收到的负讯号值较小. 此后由于靶面开始发射电子流，并且靶面上的激光功率密度高，发射的电子流大，电流迅速反相. 图 3(a) 的 $dI(t)/dt\sim t$ 曲线开始时上升很快，表明电子流增加快，经过极大值拐点之后上升变慢. 在自发电子流发射到达峰值之后，由于激光等离子体发射的电流向外扩散，使单位面积上的电子流降低，电流下降，并趋向于零.

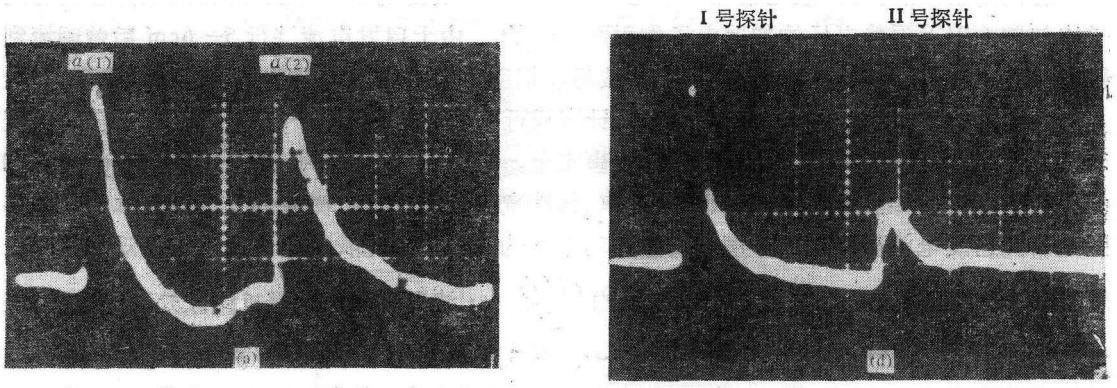
图 4 为固定所有其他条件，激光辐照 Al（低 z）、Cu（中 z）、Ta（高 z）靶，快速示波器拍摄的激光等离子体自发电流的微分 $dI(t)/dt\sim t$ 和由计算机反演获得的 $I(t)\sim t$ 图. 很显然，探针测得的自发电流到达峰值的时间虽然对三种不同原子序数的金属靶都是一样的，但随着原子序数的增高，峰值电流明显增大. 这样的结果可以作如下解释：首先在靶面功率密度为 10^{13}—10^{14}W/cm² 的水平下，等离子体对激光辐射的吸收主要还是以离子-电子之间碰撞吸收，

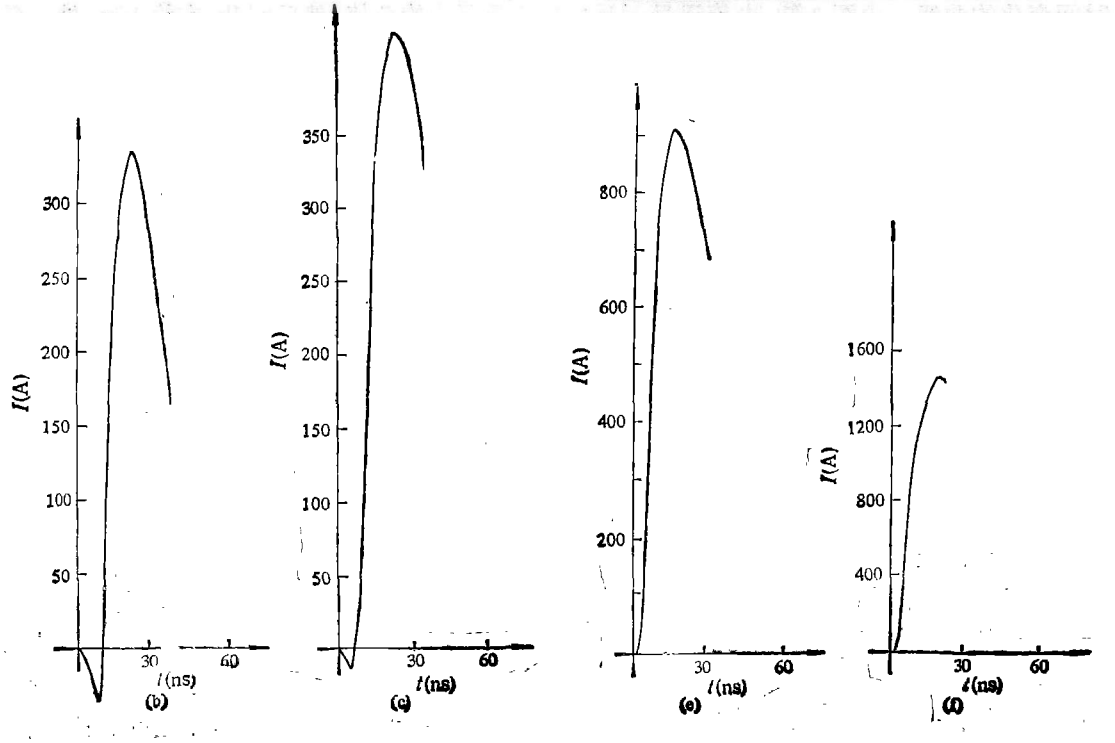
即逆韧致吸收为主，其吸收系数为[5,6]：

$$K_{ib}=\frac{n_e n_i z^2 e^6}{\mu 6\pi\varepsilon_0^3 c\omega^2}\left(\frac{1}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{1}{m_e K_B T_e}\right)^{3/2}\frac{\pi}{\sqrt{3}}\bar{g}, \tag{3}$$

式中：z 为靶材原子序数 e 为电子电荷，T_e 为电子温度，$n_e n_i$ 为电子及离子密度，m_e 为电子质量，K_B 为 Boltzmann 常数，ω 为光频率，c 为光速，$\bar{g}$ 为 Gaunt 因子. (3) 式表明了原子序数 z 愈高，对激光的吸收系数愈大，等离子体被蒸发得更迅速. 另一方面从原子的外层电子与核的作用力看，原子序数愈高，电子层愈多，外层电子与核的距离更大. 对于 Al 原子外层电子处，在M电子层，Cu 原子的外层电子在N电子层，而 Ta 原子的外层电子却高达 P 电子层，因此 Ta 的电子剥离发射机率就更高了[7]. Kolodner 等人估计了自发电流与吸收系数的关系[8]为：

$$J=K_{ib}Ie/K_B T_e, \tag{4}$$





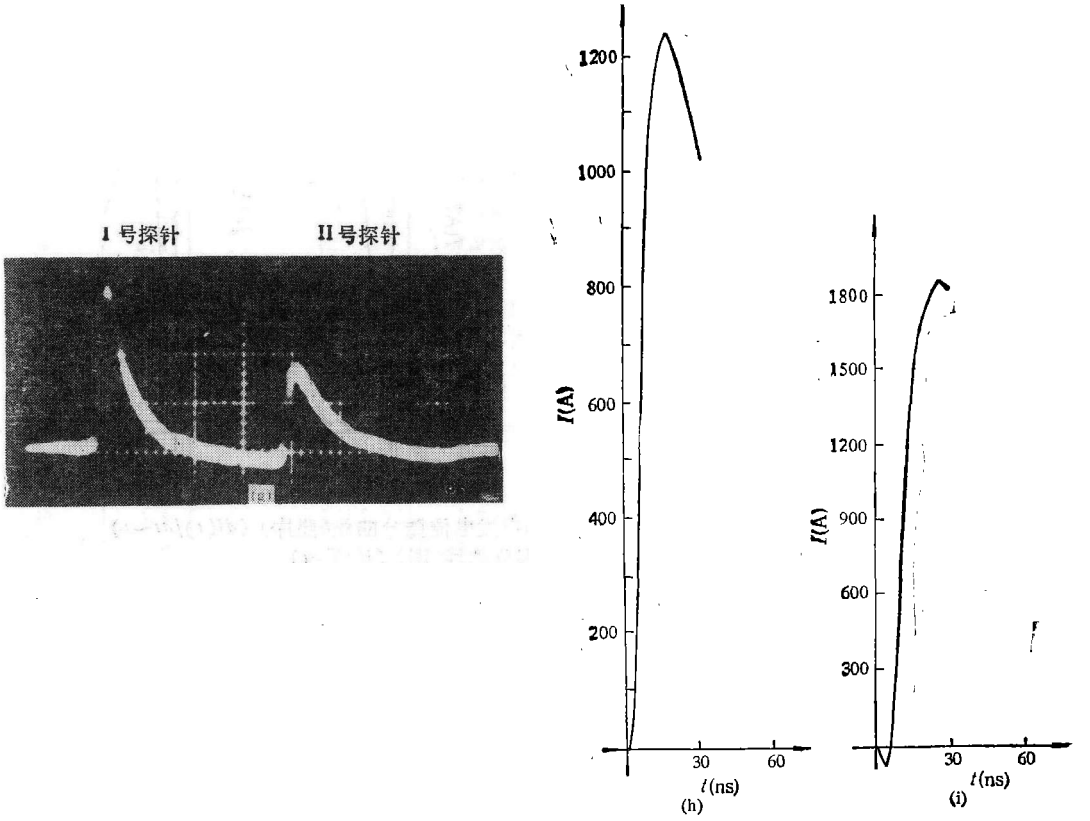


图 3　典型的激光等离子体自发电流随时间变化曲线

(a) $\frac{dI(t)}{dt}\sim t$, x: 10ns/div, y:20V/div; (b) $I(t)\sim t$, Al 靶, $r=5.8$mm, 气压 $2\times10^{-3}\times133.32$Pa; (c) $I(t)\sim t$, Al 靶, $r=5.6$mm, 气压 $2\times10^{-3}\times133.32$Pa; (d) $\frac{dI(t)}{dt}\sim t$, Cu 靶 ($z=29$), Pt:8.2×10^{-13}W/cm², x:10ns/div, y:50V/div; (e) $I(t)\sim t$, Cu 靶 ($z=29$), I 号探针; (f) $I(t)\sim t$, Cu 靶 ($z=29$), II 号探针; (g) $dI(t)\sim t$, Ta 靶 ($z=73$), Pt: 5.9×10^{13}W/cm², x: 10ns/div, y: 50V/div; (h) $I(t)\sim t$, Ta 靶 ($z=73$), I 号探针; (i) $I(t)\sim t$, Ta 靶 ($z=73$), II号探针)

式中 I 为入射激光功率，因此自发电流与 K_{ib} 成正比，按(3)式与 z^2 成正比。这表明了通常情况下如果条件不变，高 z 靶材自发电流要较低 z 靶材大得多。

图 5 为探针相对于激光轴的位置不变，激光等离子体峰值电流 I_P 和激光靶面功率强度 P 关系的对数曲线。

表 2 为在探针距离激光轴不同的距离下，双电流探针获得的综合实验结果。

图 6 为在 70ps 激光脉宽条件下，激光等离子体自发电流的微分曲线 ($dI(t)/dt\sim t$) 和计算机反演曲线 ($I(t)\sim t$)。图 3，4 均为激光脉宽 200ps 时拍摄到的相应结果。由图可知，$I(t)\sim t$ 图形对不同的激光脉宽变化是明显的。这是因为激光等离子体产生的自发电流随时间的变化关系，主要取决于激光等离子体发射的电子流本身的能量分布和电子发射时间。在短激光脉冲宽度的情况下，又主要决定于电子的能量分布。在激光脉宽 200ps 和 70ps 的情况下，虽然它们比自发电流的持续时间都短得多，但不同脉宽产生的等离子体发射的电子能量分

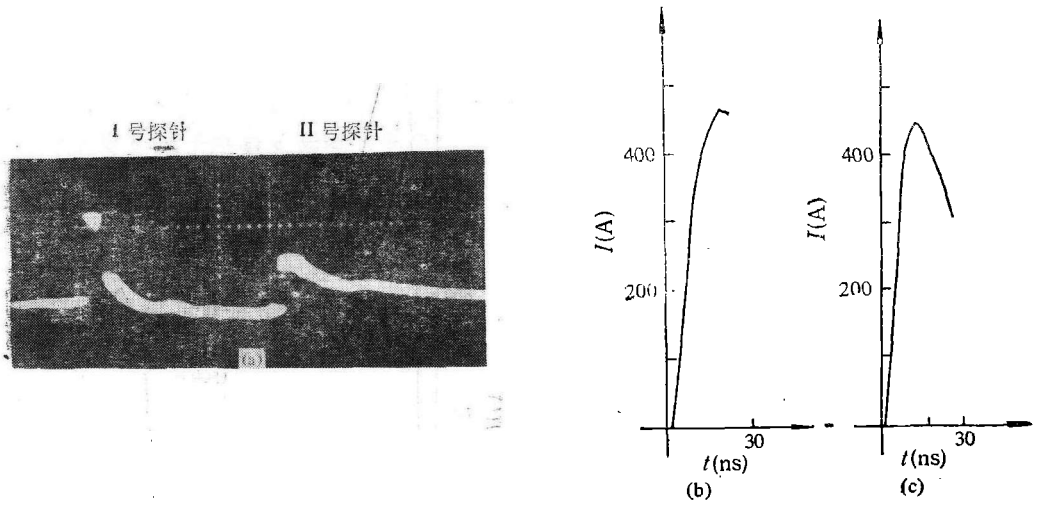


图 4 激光辐照 Ta 靶、Cu 靶、Al 靶产生的自发电流微分曲线(照片) $(dI(t)/dt\sim t)$ 和由计算机反演获得的积分曲线(图) $(I(t)\sim t)$

(a) $\frac{dI(t)}{dt}\sim t$, Al 靶 $(z=13)$, Pt: 7.4×10^{13}W/cm², x: 10ns/div, y: 50V/div; (b) $I(t)\sim t$, Al 靶 $(z=13)$, I 号探针; (c) $I(t)\sim t$, Al 靶 $(z=13)$, II 号探针)

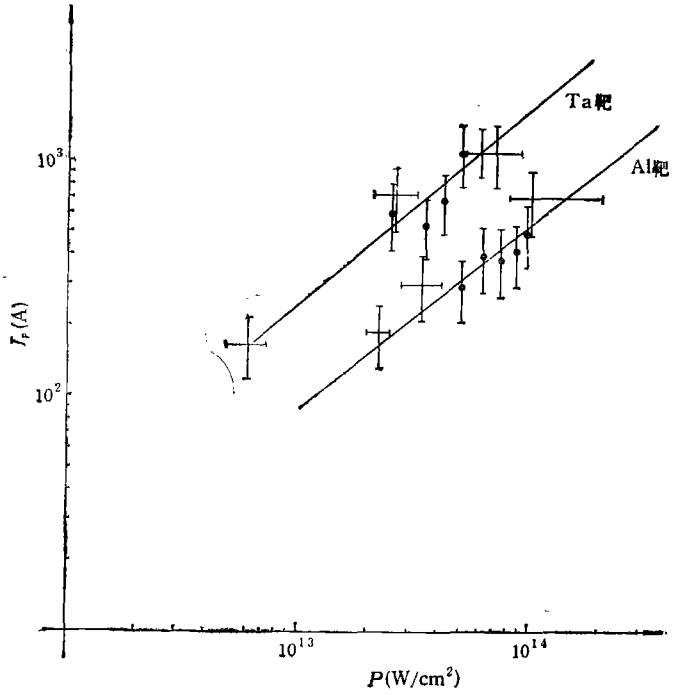


图 5 激光等离子体峰值由流和激光靶面功率强度之间关系(气压 $(10^{-2}—10^{-3})\times133.32$Pa)

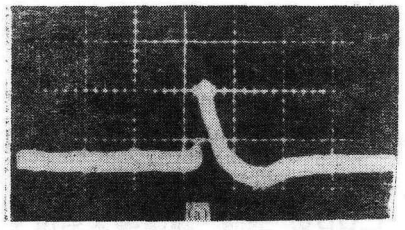
布不一样,因而电子的飞行时间、路程都不一样,导致在示波器上最终显示的结果明显差别.另外,尽管激光脉宽很窄为 100ps 量级,但激光等离子体自发电流达到峰值的持续时间要长得

表 2　探针离焦斑中心不同距离的实验结果

实验序号	激光输出能量 (J)	激光脉宽 (FWHM) (ps)	靶	靶室真空度 (×133.32Pa)	I 号探针		II 号探针	
					聚焦位置** (mm)	峰值电流* (A)	聚焦位置 (mm)	峰值电流 (A)
1	[illegible]	200	Al	3.0×10^{-3}	2.2	410	3.3	368
2	[illegible]			3.0×10^{-3}	3.6	363	4.1	331
3	5.0			1.0×10^{-3}	3.1	259	1.3	291
4	0.8			1.0×10^{-3}	3.6	56.0	2.2	32.4
5	11.3			1.5×10^{-3}	5.1	389	4.4	438
6	8.0			1.5×10^{-3}	8.1	345	7.4	363
7	2.4			1.5×10^{-3}	3.4	162	1.9	187
8	4.5			1.5×10^{-3}	3.5	367	2.1	408
9	6.9			1.0×10^{-2}	6.9	389	9.4	276
10	6.9		Ta	1.7×10^{-3}	3.7	1053	1.8	1296
11	2.6			7.0×10^{-3}	3.6	567	1.6	702
12	6.5			1.0×10^{-3}	5.1	853	3.9	930
13	7.6			1.0×10^{-3}	6.9	756	6.0	800
14	4.9			1.3×10^{-3}	3.8	864	2.0	1069
15	7.0			1.0×10^{-3}	4.0	875	2.4	1093
16	4.2			2.0×10^{-3}	4.1	594	2.5	704
17	7.6			1.0×10^{-3}	7.2	918	7.8	855

* 峰值误差为 ±30%.

** 系指探针离开激光聚焦中心的距离.



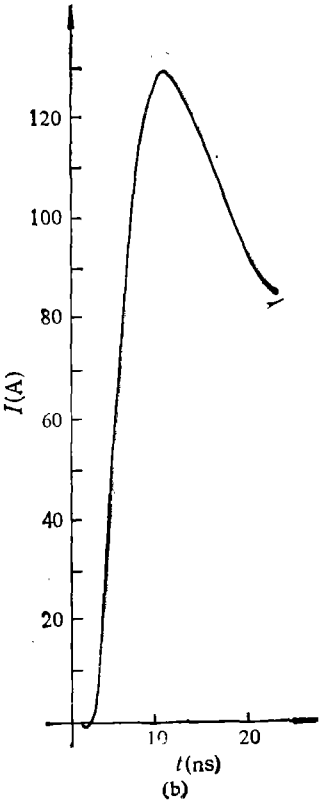


图 6　激光脉宽为 70ps 激光等离子体自发电流 $I(t)$ 曲线

((a) $\frac{dI(t)}{dt}\sim t$, x:10ns/div, y:20V/div, (b) $I(t)\sim t$, FWHM: 70ps)

多，这一点，与 Drouet 等人用长激光脉宽 (30ns) 的实验结果不一致。

在实验中，我们还发现，虽然激光聚焦在靶面上焦斑很小，但实际烧蚀区域很大。特别是用电流探针测量电流的分布，在探针离焦斑很远的区域仍能测到讯号。这说明激光等离子体存在很强的横向能量输运。这种能量输运，表面看来似乎对聚变不利，实际上它对改善激光聚变靶内能量沉积的对称性很重要。

作者感谢柏建荣同志帮助整理了部分实验数据和翻拍洗印了全部实验照片、图表及文稿的抄写工作。参加本实验的还有谢梓铭、王笑琴、戴美兰、赵志文、薛志玲、禄其荣、韦孝春、应影等六路激光装置全体工作人员，作者也向他们表示深切的谢意。

参 考 文 献

[1] Drouet, M. G. et al., *Physical Review Letters*, 36(1976), 11: 591.
[2] Drouet, M. G., *Applied Physics Letters*, 28(1976), 8: 426.
[3] Drouet, M. G., *Physics Letters*, 63A(1977), 2: 99.
[4] Dement'ev, D. A. et al., *Sov. J. Quantum Electron*, 11(1981), 7: 923.
[5] Balian, R. and Adam, J. C., *Interaction Laser Plasma*, North-Holland, 1980.
[6] Hughes, T. P., *Plasmas and Laser Light*, Adam Higlger Led. London, 1975, 44.
[7] White, H. E., *Introdution to Atomic Spectra*, McGraGraw-hill book company. New York, 1934, 83.
[8] Kolodner, P., *Phys. Rev. Letters*, 43(1979), 19: 1402.