

# 激光腔靶辐射时间特性研究

孙可煦 易荣清 马洪良 徐和平  
唐道源 郑志坚

(西南核物理与化学研究所, 成都 610003)

**摘 要** 介绍了激光加热腔靶辐射时间特性研究. 实验采用波长为  $1.053\ \mu\text{m}$ , 能量为  $30\sim 750\ \text{J}$ , 脉宽为  $600\sim 1100\ \text{ps}$  的高斯型激光脉冲, 辐照柱型腔靶. 用两台具有一定能量和时间分辨的亚千 X 射线能谱仪, 分别观察激光入射口和 X 光输运口的辐射时间特性. 实验结果给出了腔靶源区发射 X 光时间过程及其与发射口面积、形状、发射能区等的关系.

**关键词** 腔靶, 源区, 辐射场, 时间特性.

## 1 引 言

激光与等离子体相互作用时, 大量信息蕴藏于作用时间过程中. 人们从不同侧面研究激光等离子体辐射场时间特性<sup>[1~5]</sup>.

当激光加热腔壁面时, 在临界面密度附近形成烧蚀等离子体晕, 其部分能量通过电子热传导加热超临界面密度区, 产生 X 光发射, 而另一部分能量则通过等离子体膨胀向腔内扩散, 形成空间等离子体云雾. 这种等离子体云雾既要阻碍壁面发射的 X 光通过, 又会在腔中心轴附近会聚, 形成具有一定温度和密度的等离子体团, 同样也会发射 X 光. 从而造成腔靶 X 光产生时间过程的复杂性.

本文通过不同尺寸源区腔靶所开设的不同形状及面积的观察孔, 获得的 X 光发射时间信息, 为腔靶 X 光产生机制及相关参量的获取提供时间信息, 为有关物理量的理论分析及模拟计算提供实验依据.

## 2 实验装置及条件

### 2.1 实验装置

X 光测量主要采用 2 台亚千 X 射线能谱仪 Dante, 由滤光片-X 射线二极管阵列组成, 记录仪器用  $1000\ \text{MHz}$  快写速示波器, 谱仪响应能区  $0.1\sim 1.5\ \text{keV}$ , 谱仪探测道系统响应时间  $\sim 0.4\ \text{ns}$ , 能量分辨  $< 200\ \text{eV}$ <sup>[6]</sup>.

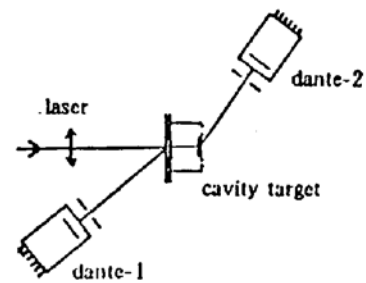


Fig. 1 Experimental set-up

实验装置见图 1, 靶是源区分解靶(泄漏靶). Dante-1 位于靶的激光入射口外左前方, 与入射口法线成  $45^\circ$  角, 以监测入射口辐射状况. Dante-2 位于 X 光输运口右后上方, 与入射光轴的夹角为  $55^\circ$ , 以监测输运口辐射状况. 实验中, 当靶型变化时, Dante-2 位置作相应变化.

### 2.2 实验条件

实验主要利用“神光”装置, 其参量分别为: 激光波长  $1.053 \mu\text{m}$ , 激光能量  $30\sim 750 \text{ J}$ , 脉冲宽度  $600\sim 1100 \text{ ps}$ , 信噪比  $\geq 10^6$ , 透镜比  $1.7/f$ , 靶室真空度  $(2\sim 5)\times 10^{-3} \text{ Pa}$ .

## 3 实验结果

实验采用快响应无窗 X 射线二极管(响应时间  $< 0.1 \text{ ns}$ )阵列, 配置不同材料滤光片(能量响应范围  $0.1\sim 1.5 \text{ keV}$ ), 用  $1000 \text{ MHz}$  快写速示波器(响应时间  $\sim 0.35 \text{ ns}$ )作记录, 可获得探测系统时间分辨  $\leq 0.4 \text{ ns}$ .

### 3.1 X 光发射时间过程及时间关联测量

在激光-平面靶实验中, 当激光脉冲为高斯型时, 激光等离子体发射的 X 光脉冲前沿很陡, 几乎与激光脉冲前沿同样陡<sup>[7]</sup>. 并且平面靶等离子体发射 X 光具有展宽现象, 实验结果表明, 平面靶 X 光脉冲宽度约比打靶激光脉冲展宽 1.5 倍, 即  $\tau_x \sim 1.5 \tau_l$ .

激光-腔靶实验表明, 腔靶等离子体发射 X 光具有更为展宽现象, 腔靶 X 光脉冲宽度(它又受 X 光发射口面积及形状制约, 下面讨论)又比平面靶展宽约 1.1~1.3 倍, 并且, 腔靶发射 X 光延续时间可达  $5 \text{ ns}$  以上, 而平面靶仅为  $3 \text{ ns}$  左右. 图 2 给出激光脉冲, 平面靶 X 光脉冲及腔靶 X 光脉冲波形比较, 三个脉冲均以峰值归一取相对强度.

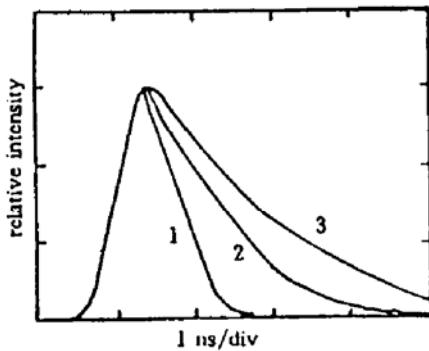


Fig. 2 Laser pulse waveform (1) compared with X-ray pulse waveform of the planar target (2) and the cavity target (3)

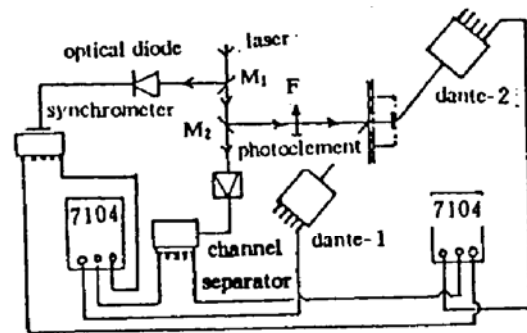


Fig. 3 Experiment set-up of the time relation measurement

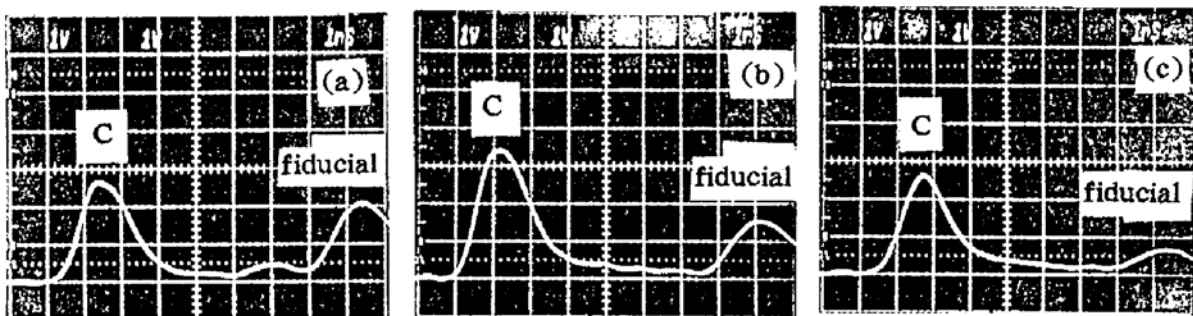


Fig. 4 X-ray pulse waveform of the time relation measurement; a. planar target; b, c. cavity target

实验用主激光分出一路光束通过快光电管转换作时标电脉冲信号, 分别对平面靶和腔靶发射 X 光脉冲作时间关联测量. 结果表明, 除了 X 光脉冲前沿相似外, 两种靶发射 X 光峰值时刻相对时标信号峰值位置的时间间隔无明显区别. 图 3 给出时间关联测量装置示意图. 图 4 给出平面靶和腔靶实验时的 C 道信号与时标信号时间关联测量结果.

### 3.2 不同能区 X 光发射时间过程

源区发射 X 光脉冲宽度与发射能区有关, 总的趋势是随能区能量增大而脉冲宽度变窄, 仅在某些能区(如 Cu 道对应能区)脉冲宽度偏离这个规律, 图 5 给出编号为 911125-65 打靶实验( $E_i \sim 519$  J,  $\tau_i \sim 980$  ps) Dante-1 各探测道的测量结果, 表 1 给出这些信号的脉冲宽度及其相应能区.

Table 1. FWHM of the pulse waveform measured by 8 detection channels of Dante-1  
(shot 911125-65,  $E_i$ -519 J,  $\tau_i$ -980 ps)

Filter material	C	Ti	Cr	Fe	Ni	Cu	Zn	Al
Filter thickness ( $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ )	253	418	533	528	498	648	735	1555
Response energy region (eV)	229 { 277.0	362 { 452.3	453 { 572.8	525 { 705.0	541 { 851.5	600 { 929.7	675 { 1011.7	1037 { 1486.7
FWHM (ns)	1.70	1.50	1.40	1.35	1.20	1.25	1.20	1.10

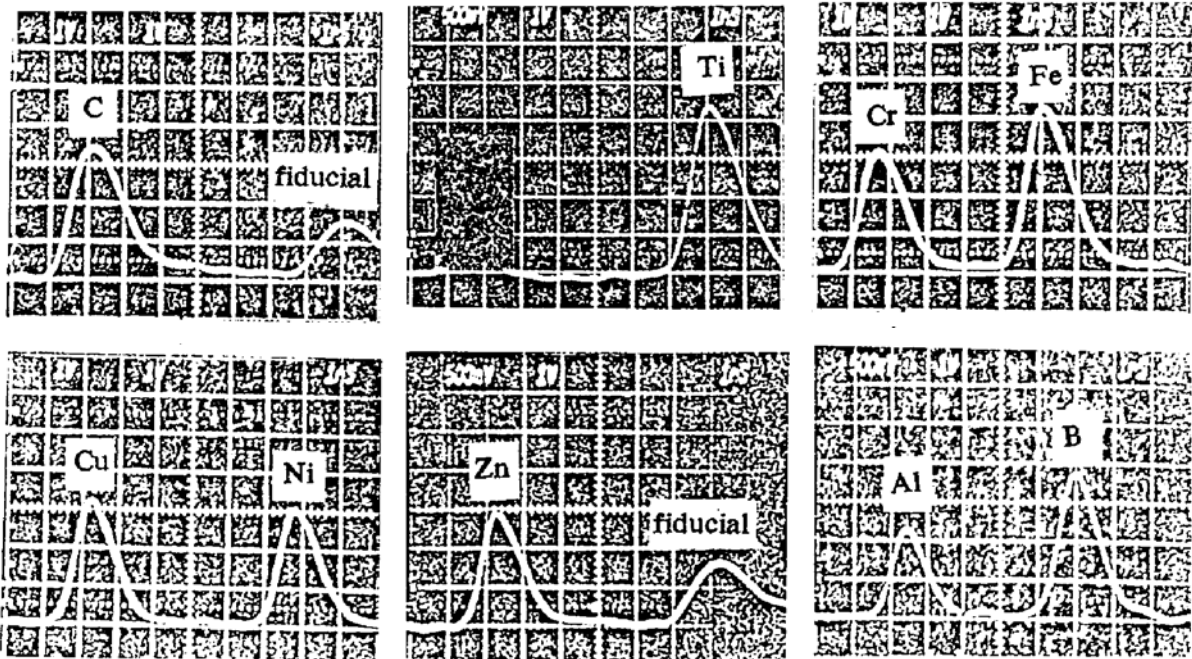


Fig. 5 Shot 911125-65, X-ray pulse waveform of the different detection channel from source region in Hohlraum

### 3.3 X 光脉冲宽度与发射口面积关系

当通过圆型激光入射口观察源区发射 X 光时, 在激光平均功率密度类似条件下, X 光脉冲宽度正比于发射口面积, 也即  $\tau_x \propto R_L$  ( $R_L$  为激光入射口半径). 表 2 给出类似辐射条件下的两发不同尺寸激光入射口发射 X 光脉冲宽度.

Table 2. X-ray pulse width of two shots through laser incidence hole with different size

Shot No	$E_L$ (J)	$\tau_i$ (ps)	Cavity size ( $\mu\text{m}$ )	Average power density ( $\text{W}/\text{cm}^2$ )	Emission hole ( $\mu\text{m}$ )	FWHM (ns)
890612-03	333	810	$\phi 400 \times 350$	$5.94 \times 10^{13}$	$\phi 190$	1.45
901101-02	544	860	$\phi 600 \times 330$	$5.61 \times 10^{13}$	$\phi 250$	1.70

### 3.4 X 光脉冲宽度与发射口形状关系

对 X 光发射, 非圆形发射口总是比圆形发射口具有更强的抑制作用. 图 6 给出两发源区分解靶通过不同形状发射口的 X 光脉冲波形, 图 6(a)显示了同一发源区分解靶的狭缝诊断口与圆形激光入射口发射 X 光脉冲波形, 图 6(b)为同一发源区分解靶的圆环形辐射输运口与圆形激光入射口发射 X 光脉冲波形. 表 3 给出这两发不同形状发射口的脉冲宽度值.

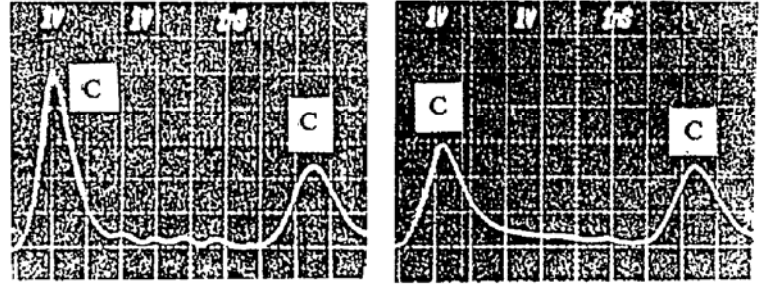


Fig. 6 X-ray pulse waveform of two different shape emission hole from the source region. a. Slit diagnostic hole and circular laser hole; b. Ring transmission hole and circular laser hole

Table 3. X-ray pulse width of different shape emission hole

Shot No	$E_L$ (J)	$\tau_i$ (ps)	Emission hole area ( $\mu\text{m}^2$ )	FWHM (ns)
890602-03	357	1000	Slit $40 \times 700$	0.90
			Circular $\pi 95^2$	1.50
890612-01	366	742	Ring $\pi(200^2 - 100^2)$	1.20
			Circular $\pi 95^2$	1.50

### 3.5 X 光脉冲宽度与激光辐照强度关系

在同靶型、尺寸条件下, 激光辐照强度增加时, 发射 X 光脉冲宽度也要展宽, 但不是线性展宽. 实验结果如图 4(b)和 4(c), 这二次实验的靶型、尺寸一样, 并且同是 C 道测量结果. 图 4(b)打靶条件为  $E_L \sim 519 \text{ J}$ ,  $\tau_i \sim 980 \text{ ps}$ , 平均辐照功率密度  $P_L \sim 4.46 \times 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$ , C 道信号脉冲宽度  $\sim 1.70 \text{ ns}$ . 图 4(c)打靶条件为  $E_L \sim 283 \text{ J}$ ,  $\tau_i \sim 900 \text{ ps}$ ,  $\bar{P}_i \sim 2.65 \times 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$ , C 道信号脉冲宽度  $\sim 1.50 \text{ ns}$ . 可见  $\tau_r \propto \bar{P}_L$ .

### 3.6 双脉冲时间结构

柱形腔靶典型 X 光波形还可看到双脉冲时间结构, 图 7 给出了编号为 911122-60 打靶实验中采用不同探测道测得的脉冲波形. 由图可见, 双脉冲时间间隔与发射能区无关. 但它不仅与激光辐照强度有关, 还与腔靶尺寸有关, 表 4 给出四发不同尺寸腔靶实验所获得的 X 光双脉冲时间间隔.

Table 4. The peak time interval of two-pulse of four shot with different size cavity

Shot No	$E_L$ (J)	$\tau_L$ (ps)	Cavity target size ( $\mu\text{m}$ )	Average power density ( $\text{W}/\text{cm}^2$ )	Peak time interval (ns)
881108-191	31.7	725	$\phi 200 \times 200$	$2.32 \times 10^{13}$	0.40
881109-195	36.7	538	$\phi 300 \times 200$	$2.07 \times 10^{13}$	0.55
890612-03	333	810	$\phi 400 \times 350$	$5.94 \times 10^{13}$	0.40
901101-02	574	860	$\phi 600 \times 330$	$5.61 \times 10^{13}$	0.45

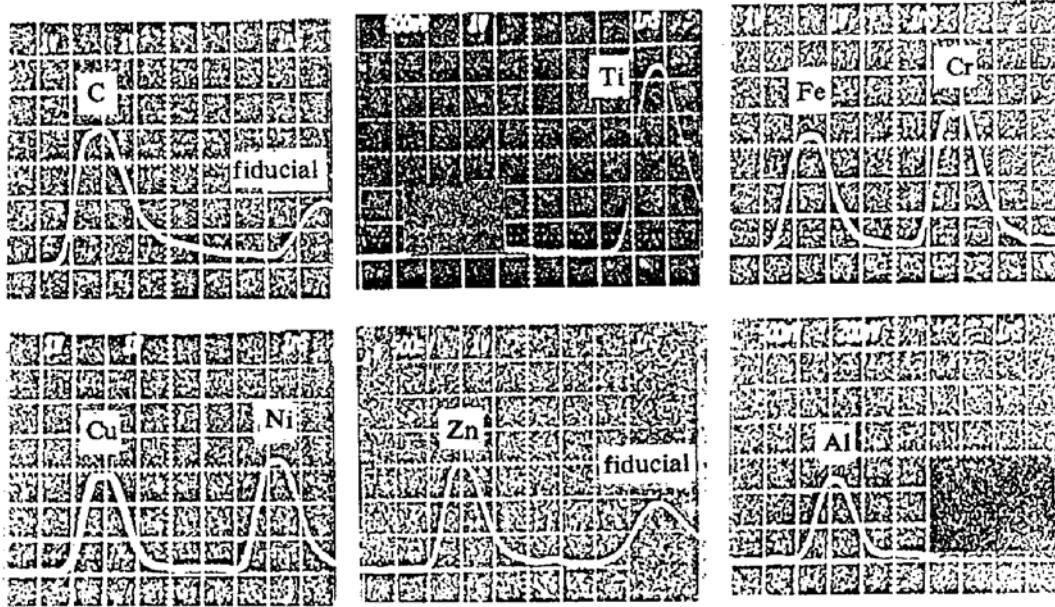


Fig. 7 Shot 911122-60, two pulses wavrform of diffrent detection channel from source region

## 4 数据分析

在激光腔靶实验中,用波长为  $1.053 \mu\text{m}$  的高斯型激光脉冲辐照时,腔靶源区辐射场发射具有与激光脉冲类似的时间过程.激光脉冲前沿陡,则 X 光发射上升时间快(见图 2).这说明激光能量的吸收和转换过程是非常快的.而时间关联测量表明,腔靶 X 光发射相对于平面靶 X 光发射无明显时间延迟(见图 4)、这进一步说明,腔靶 X 光产生初始时刻具有同平面靶同样的时间过程.

众所周知,平面靶产生 X 光脉冲相对激光脉冲具有展宽作用, X 光脉冲宽度约为激光脉冲宽度的 1.5 倍左右[见图 4(a)].而腔靶由于腔的约束作用, X 光发射具有比平面靶更大的展宽作用[见图 4(b)和(c)],其脉冲尾部比平面靶拖得更长.而能量分辨测量结果(见图 5 和表 1)再次表明,腔靶发射 X 光总的趋势是脉冲宽度随观察能区提高而变窄,这说明腔靶辐射场中存在连续谱发射,当辐射场温度随时间下降时,连续谱中高能区辐射强度下降总是比低能区下降快.但从表 1 也可看到特殊情况,如 Cu 道信号脉冲宽度比其前后信道脉冲宽度都宽;再如 C 道信号脉冲宽度比其后面信道脉冲宽度异常宽,这是由于这两个探测道响应能区正好对应 N 带和 O 带发射峰值谱区<sup>[8]</sup>,说明带发射比连续谱发射延续时间长.

实际所测到的 X 光脉冲波形并不能完全真实地反映腔内辐射状况,这种失真这是由于观察口的不同程度堵口效应所造成.当腔壁及观察口边缘等离子体膨胀时,总是在空间及观察口

附近形成不同程度的离子云,对于亚千 X 光谱,当空间离子云为光学薄时,可通过观察口看到腔内部分 X 光发射;而当空间离子云为光学厚时,将看不到腔内 X 光发射.为此,必须开设合适的观察口,以尽量减小堵口效应对测量结果的影响.观察口面积和形状对观察结果的影响,实际就是堵口效应影响的结果,例如表 2 中两发类似实验条件的腔靶实验,同样是 C 道信号,都是通过圆形入射口观察结果,其脉冲宽度正比于观察口半径,这说明,在类似实验条件下,当观察口边缘烧蚀等离子体以一定速率向心膨胀时,小观察口更容易形成光学厚的空间等离子云.

由图 6 及表 3 表明,在同样观察口面积条件下,矩形狭缝观察口发射 X 光截止早,原因是狭缝边缘线长约为圆型口边缘线长的 2.5 倍,狭缝边缘烧蚀等离子体晕膨胀更容易到达中心,并且,等离子体向空间填充速率提高 2.5 倍,从而空间离子云更容易达到光学厚.表 3 中编号 890612-01 发圆型激光入射口与圆环型输运口观察结果,圆环面积约为圆面积的 3 倍多,通过圆环观测到 X 光脉冲宽度仍不及通过圆面积观测到的 X 光脉冲宽度宽,可用上述类似解释说明.

X 光脉冲宽度除了与发射能区、观察口面积及形状有关外,还与激光辐照强度有关[图 4 (b)和(c)],两发靶型、尺寸一样,同是 C 道测量结果,图 4(b)激光辐照强度大,X 光脉冲宽度也宽,而图 4(c)所用激光辐照强度小,X 光脉冲宽度也窄.这个问题同样涉及堵口效应,也涉及辐射输运问题.当激光辐照强度提高时,一方面晕区等离子体温度提高,膨胀离子速度增加,填充空间的离子流速率加快,增强堵口效应.另一方面,输运 X 光流为

$$F = -K \nabla T_r = -\frac{l_r C}{3} a T_r^4 \propto T_r^{5 \sim 7} \quad (1)$$

式中  $l_r$  为辐射平均自由程( $l_r - 1 \propto T_r^{-3}$ );  $C$  为光速;  $a$  为黑体辐射常数.当激光辐照强度高时,腔内辐射场温度也高,由(1)式可见,有利于 X 光能输运.堵口与输运相互竞争的结果,输运对温度更敏感些,总的效果是激光辐照强度增加,辐射通过离子云时间延长,即观察 X 光脉冲展宽.

腔靶源区辐射存在双脉冲结构,说明源区存在两次发射高峰,对应两种产生机制,一种产生机制形成过程快,发射时间早,它是由激光加热腔壁,壁临界面密度附近吸收激光能量随即产生 X 光,称之为壁面发射.另一产生机制形成过程慢,发射时间晚,它是由激光烧蚀壁形成的热等离子膨胀,中心会聚形成的空间发射,称之为体发射\*.

## 5 结 论

通过腔靶源区发射 X 光时间过程测量,说明 X 光产生初始时刻(上升沿)很快,几乎与激光脉冲前沿同样快.与平面靶比较,发生时刻一致.发射光谱中存在带发射和连续谱发射.带发射相对连续谱有展宽作用.

发射 X 光脉冲宽度与发射口面积及形状有关,它涉及观察孔堵口问题,堵口现象是由观察孔边缘等离子体晕膨胀,离子流填充发射口空间造成,而离子流填充速率又与发射口边缘线度有关,非圆形发射口边缘线度长,离子流填充空间速率大,易造成堵口.

\* “激光腔靶 X 光面、体发射特性研究”一文有详细描述,物理学报待发表.

当激光辐照强度增加时,腔内温度提高,诊断口离子云光学厚度增大,而辐射输运对温度更敏感些,总的效果,有利于辐射能通过,造成 X 光发射时间延长,脉冲展宽.

腔靶源区存在面、体两种产生机制.面发射由激光烧蚀腔壁即刻产生形成过程快,产生时间早.体发射由激光烧蚀腔壁产生的热等离子体晕膨胀、会聚所产生,形成过程慢,发射时间晚.叠加结果,看到了双脉冲结构.

实验受到制靶人员及激光运行人员和电子学工作人员大力支持、并得到鼓翰生、江文勉、温树槐、常铁强、赖东显和张钧等同志指导,在此一并表示衷心感谢.

### 参 考 文 献

- [1] H. N. Kornblum, Subkilovolt subnanosecond measurements of X-ray spectra from laser-produced plasmas, laser program annual report-1977, Lawrence Livermore Laboratory, 1978, Rept UCRL-500-21-77, 3. 57~3. 60
- [2] R. A. Lerche, J. T. Ozama, Neutron and X-ray emission time measurements, University of California, Lawrence Livermore Laboratory, Lawrence 1979, CA94550, 1~7
- [3] G. L. Stradling, T. W. Barbee, B. L. Henke *et al.*, Streaked spectrometry using multilayer X-ray interference mirrors to investigate energy transport in laser plasma applications, University of California, Lawrence Livermore Laboratory, Livermore. 1981, CA,9455 : 292~296
- [4] N. M. Ceglio, R. L. Kauffman, A. M. Hawryluk *et al.*, Time-resolved X-ray transmission grating spectrometer for studying laser produced plasmas, *Appl. Opt.*, 1983, 22(2) : 318~327
- [5] 丁耀南,何海恩,姚震宇等,透射光栅时间分辨谱仪.强激光与粒子束,1991,3(2):237~241
- [6] 孙可煦,杨建国,郑志坚,用于激光等离子体诊断的亚千 X 射线能谱仪.强激光与粒子束,1990,2(1):16~22
- [7] 中国工程物理研究院核物理与化学研究所编著,惯性约束聚变与强激光技术.强激光与粒子束杂志社,1990年12月,44
- [8] 易荣清,孙可煦,马洪良等,腔靶软 X 射线能谱结构的实验研究.强激光与粒子束,1992,4(4):495~500

## Radiation Time Property for Cavity Target Heated by Laser

Sun Kexu Yi Rongqing Ma Hongliang Xu Hening

Tang Daoyuan Zheng Zhijian

(Southwest Institute of Nuclear Physics and Chemistry, Chengdu 610003)

(Received 28 May 1993; revised 16 July 1993)

**Abstract** The study of radiation time property for cavity target heated by laser is reported. Laser wavelength of 1.053  $\mu\text{m}$ , energy 30~750 J, pulse width 600~1100 ps with Gaussian shape are used to the target. The radiation time property of the source region are measured by two sub-keV X-ray energy spectrometers respectively through laser incidence hole and X-ray transmission hole. The emission X-ray time history of source region and the relation of pulse width with emission hole area, hole shape, emission energy region and laser irradiation intensity et al. are given.

**Key words** cavity target, source region, radiation field, time property.