

腔靶 X 射线辐射特性实验研究

成金秀 缪文勇 陈晓峰 唐道源
丁耀南 温天舒 胡 昕 朱宗元

(中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 成都 610003)

(1994 年 7 月 18 日收到)

在上海“神光”装置上,对柱形腔靶 X 射线辐射的温度、光谱以及时间特性进行了实验研究,得到内爆区轴向温度随空间位置的变化特征.观测到腔内激光直接烧蚀靶物质产生的第一次 X 射线辐射和等离子体运动、汇聚形成的第二次 X 射线辐射,两次辐射的时间间隔为 1.2 ns.通过测量源区和内爆区 X 射线辐射空间能谱结构,结果表明源区 X 射线辐射能谱是非平衡的,而内爆区 X 射线辐射能谱近似为 Planck 谱.

PACC: 5250J; 5225P; 5225

1 引 言

辐射驱动是将激光转换成的 X 射线作为靶丸内爆能源的一种驱动方式.要实现辐射驱动内爆,需要研制能产生、约束、储运 X 射线辐射的黑体空腔,并在靶丸周围创造一个具有一定温度的空间均匀的辐射环境.受腔体约束,激光与腔内等离子体作用的物理过程极为复杂.在激光加热区(源区)等离子体(激光产生的等离子体)呈明显的非平衡态,电子、离子、光子三温脱离, X 射线辐射为非 Planck 分布.在辐射加热区(内爆区),大部分 X 射线被腔壁多次吸收和再发射,等离子体(辐射加热产生的等离子体)趋于热平衡, X 射线发射也逐渐趋于平衡发射.另外,激光吸收、电子传热、X 射线转换和输运、等离子体的状态以及温度分布的均匀性等,与腔靶构形和激光注入条件还密切相关.因此,观测腔物理现象,搞清腔靶 X 射线辐射、输运主要环节,研制最佳实验靶型,是实现辐射驱动内爆的关键,也是惯性约束聚变(ICF)实验研究的重点.目前,许多国家都把 ICF 实验研究的重点集中在腔物理的研究上^[1-5].

由于激光与腔物质相互作用,辐射的 X 射线携带着大量的物理信息,辐射的 X 射线总是同时具有时间、空间和能谱特征,对其进行实验研究,有利于我们更深入了解 X 射线在腔中的产生、发射和输运机制,为均匀辐射场的建立提供实验依据.为此,在上海“神光”装置上,我们利用适当的靶型,采用时间-空间,空间-能谱组合的诊断技术,对腔靶 X 射线辐射的温度特性、光谱特性以及 X 射线辐射的时间过程进行了实验研究,获得了较好的实验结果.

2 测量原理与方法

2.1 辐射温度空间分布

辐射温度空间分布测量采用了经典的膜吸收法. 假定腔靶内爆区等离子体辐射能谱分布服从 Planck 分布. 用不同厚度吸收膜对同一温度下的 Planck 谱进行改造, 用已标定过的 X 射线底片同时记录经不同厚度吸收膜产生不同程度衰减后的 X 射线强度分布, 得到不同厚度吸收膜下的黑密度比值, 该比值与辐射温度相对应.

$$D_i/D_{i+1} = \{f(\theta_1)\Omega_1 S_{P_1} \int P_{T_r}(E) T_{d_i}(E) R(E) dE\} / \{f(\theta_2)\Omega_2 S_{P_2} \times \int P_{T_r}(E) T_{d_{i+1}}(E) R(E) dE\}, \quad (1)$$

式中 D_i 和 D_{i+1} 分别为在同一温度下的 X 射线穿透 d_i 和 d_{i+1} 厚度吸收膜后, 在底片上产生的积分黑度, $f(\theta_1)$ 和 $f(\theta_2)$ 为探测器所在位置 X 射线角分布, Ω_1 和 Ω_2 分别为两个探测器对靶所张立体角, S_P 为辐射源表面积, $P_{T_r}(E)$ 是温度为 T_r 时的 Planck 谱, $T_{d_i}(E)$ 是吸收片厚度为 d_i 时的 X 射线透过率, $R(E)$ 为 X 射线底片的光谱响应.

实验方法是在多针孔相机的各针孔上加不同厚度的吸收膜, 对源等离子体 X 射线进行不同程度的衰减, 衰减后的 X 射线经多针孔成像到底片的不同位置上, 用 3CS 黑密度计对所获得的图像进行黑密度扫描, 求出不同图像沿腔轴线同一位置上的黑密度比值, 即可得到在该位置上的辐射温度, 改变位置坐标, 分别计算出不同位置上的辐射温度, 则可得到辐射温度的空间分布.

2.2 X 射线辐射空间能谱特性

用针孔透射光栅谱仪^[6]测量 X 射线在腔内辐射的空间能谱结构, 观测在输运通道各位置上辐射光谱偏离 Planck 谱程度. 腔轴向为 X 射线空间分辨方向, 腔径向为光栅色散方向. 实验中使用 $\Phi 30 \mu\text{m}$ 针孔, $8531/\text{mm}$ 光栅, 提供 $40 \mu\text{m}$ 的空间的分辨和 0.3 nm 的光谱分辨.

2.3 X 射线辐射时空特性

利用成像狭缝加 X 射线条纹相机测量腔靶 X 射线辐射时空过程, 成像狭缝与腔轴线垂直. 来自腔靶缝口的 X 射线经狭缝成像于条纹相机光阴极, 再经垂直于光阴极上的时间扫描, 便可得到所需研究对象的一维时间和一维空间分辨的二维 X 射线像. 条纹相机时间分辨为 30 ps , 动态空间分辨为 $51 \text{ p}/\mu\text{m}$, 成像狭缝宽度为 $20 \mu\text{m}$, 光阴极有效长度为 15 mm , 系统放大倍数为 10.

3 靶型结构与探头布局

实验在上海“神光”装置上进行, 激光南路注入, 用 $f1.7$ 的打靶透镜将入射激光束聚焦到腔靶能量注入孔处, 然后再散焦到腔内的转换体上. 入射激光能量为 547 J , 靶面能量为 492 J , 激光波长为 $1.06 \mu\text{m}$, 脉宽 800 ps .

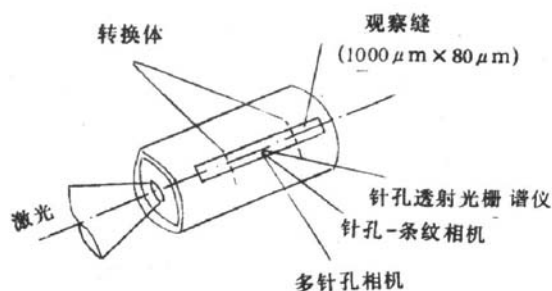


图 1 实验靶型和布局示意图

实验靶型见图 1, 缝口尺寸为 $1000\ \mu\text{m} \times 80\ \mu\text{m}$, 其中内爆区长度为 $500\ \mu\text{m}$. 用 $0.25\ \mu\text{m}$ 厚度的有机膜, 将缝口全部覆盖.

图 1 所示的靶型为激光双路注入靶型, 为增加辐射温度梯度分布, 实验中将双路注入改为单路注入.

三种诊断设备被安置在与输运通道轴线垂直的方向上(同一方位角, 不同俯仰角).

4 主要物理结果

4.1 空间能谱结构

用针孔透射光栅谱仪获得的腔靶 X 射线辐射输运的空间能谱分布图像见图 2(a), 将图 2(a) 中的谱图沿水平方向进行黑密度扫描, 得到图 2(b) 中的源区和内爆区 X 射线辐射光谱分布.

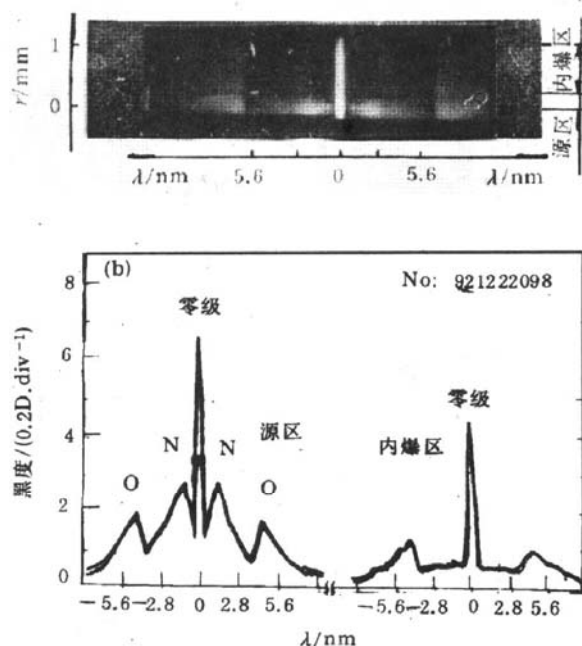
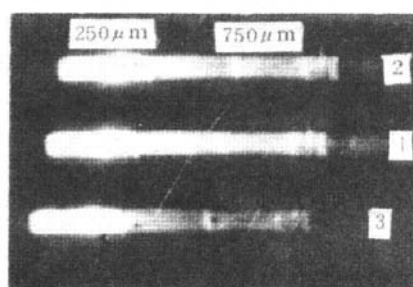


图 2 腔靶轴向软 X 射线空间能谱分布 (a) 为腔靶 X 射线辐射输运的空间能谱照片; (b) 为照片(a)对应的黑密度扫描

从图 2 可见, 源区和内爆区的 X 射线辐射光谱有明显差别, 源区 X 射线辐射光谱带状结构明显, 且 N 带强度高于 O 带, 表明源区 X 射线辐射光谱特征具有强烈的非平衡特性(激光直接加热形成的高温低密度冕区以辐射非平衡特征线为主. 受谱仪分辨率限制, 不能观测到清晰的线辐射, 而只能观测到密集的线辐射群形成的带谱结构). 而内爆区 X 射线发射无明显的谱带存在, N 带基本消失, 主要能量集中在波长 $>4.5\ \text{nm}$ 光谱范围, X 射线空间发射强度较源区均匀(见图 2(a)), 表明源区 X 射线经过弛豫和输运过程, 传到内爆区, 通过吸收和再辐射过程, 其能谱得到改造和软化, 低能 X 射线比重增加, 等离子体辐射光谱由非平衡谱逐渐趋于 Planck 谱.

4.2 温度空间分布

用加不同厚度吸收膜的三针孔相机测到的腔靶不同能区 X 射线空间图像和对应的黑密度分布见图 3. 由于源区等离子体的“喷射”、“汇聚”和“射流”, 在内爆区局部形成 X 射线强发射区, 这部分发射使内爆区后半部的黑密度分布出现起伏现象. 图 4 是理论计算出的黑密度比值与辐射温度关系. 图 4 中点点划划代表第一种膜厚度.



1 为 $1 \mu\text{m C}_8\text{H}_8 + 0.3 \mu\text{m Al}$
 2 为 $1 \mu\text{m C}_8\text{H}_8 + 1.35 \mu\text{m Al}$
 3 为 $1 \mu\text{m C}_8\text{H}_8 + 3.1 \mu\text{m Al}$

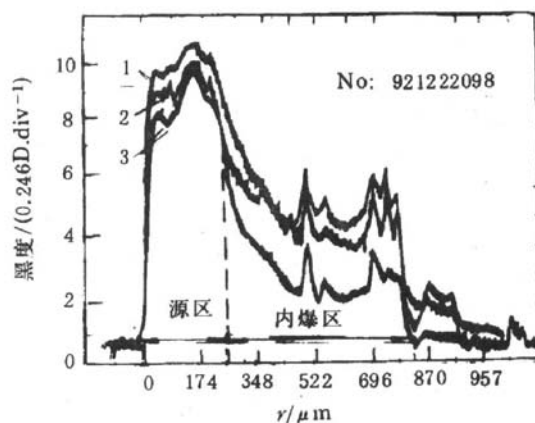


图 3 腔靶不同能区 X 射线空间图像及对应的黑密度分布

($1 \mu\text{m C}_8\text{H}_8 + 0.3 \mu\text{m Al}$)产生的积分黑度与第三种膜厚度($1 \mu\text{m C}_8\text{H}_8 + 3.1 \mu\text{m Al}$)产生的积分黑度之比与 T_r 的关系曲线,点划线代表第二种膜厚度与第三种膜厚度的积分黑度之比与 T_r 的关系曲线.图 5 是从图 3、图 4 中得到的腔靶内爆区辐射温度的空间分布.

利用针孔光栅谱仪测到源区 X 射线辐射是非平衡的,辐射能谱明显偏离 Planck 谱,如果用 Planck 谱作近似来计算源区辐射温度,会带来较大的实验误差.为减少等离子体非平衡特性的影响,我们计算温度的空间分布是从第一个转换体后的 $100 \mu\text{m}$ 处开始(图 5 中以缝口起始点为坐标原点,第一个转换体在坐标 $250 \mu\text{m}$ 处).由图 5 可见,在接近源区的内爆区,辐射温度较高,其值 $>150 \text{ eV}$.随着 X 射线输运通道距离的增加,辐射场温度逐渐降低,在 $435 - 740 \mu\text{m}$ 范围内,温度变化较缓慢,其值在 $110 - 120 \text{ eV}$ 之间.在第二个转换体附近(坐标 $750 \mu\text{m}$ 处),温度又快速下降,到第二个转换体北侧,温度已降至 60 eV 左右.这些现象表明,源区的 X 射线经输运口进入内爆区,与靶壁和腔体不断地进行能量交换,强度不断地衰减,相应的辐射温度也随之降低.第二个转换体的存在,阻止了一部分 X 射线向腔后输运,促使腔后部 X 射线辐射温度快速下降,而内爆区 X 射线受两个转换体约束,经多次吸收和发射,其温度在较大空间范围内(约 $300 \mu\text{m}$)变得比较平滑.另外,温度变化趋势与靶的几何结构相符合.

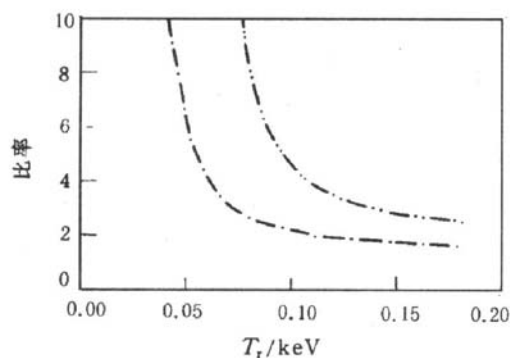


图 4 黑密度比值与辐射温度 T_r 关系

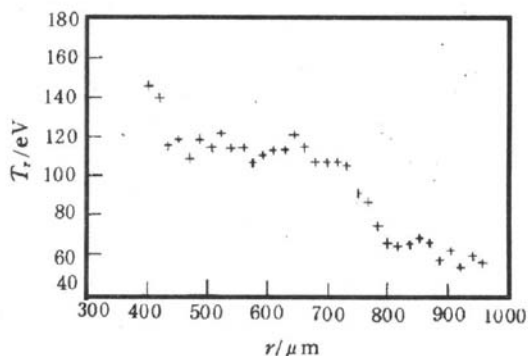


图 5 腔靶内爆区辐射温度的空间分布

4.3 辐射时间过程

用成像狭缝加 X 射线条纹相机测量腔靶 X 射线辐射的时-空分辨图像见图 6, 沿图像竖直方向扫描, 得到源区和内爆区 X 射线发射时间波形(见图 7)。

从图 6 和 7 可见, 源区和内爆区 X 射线辐射时间波形均出现双峰结构, 两峰时间间隔为 1.2 ns, 第一个峰来自于注入腔内的激光直接烧蚀靶物质所产生的热等离子体辐射(称该辐射为第一次辐射). 激光能量通过逆韧致和反常吸收, 主要以热电子增殖的方式把能量沉积在临界面附近, 通过电子热传导把沉积的能量一部分传到密度稍高于临界面的亚稠密等离子体区, 并在该区发射大量的 X 射线, 这部分 X 射线穿过低密度等离子体, 从诊断孔泄漏, 由时空分辨条纹相机记录. 第二个峰则是由腔内等离子体的运动形成的. 电子热传导将沉积的另一部分能量传到临界面前低密度等离子体区, 转换成膨胀等离子体的动能和内能, 由于等离子体运动速度比电子热传导速度慢得多, 膨胀等离子体大约以 $10^5 - 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 的速度向腔对称的中心位置会聚(对直径为 $600 \mu\text{m}$ 的腔体, 等离子体运动到腔中心的时间在 1 ns 左右), 形成第二次强的 X 射线辐射。

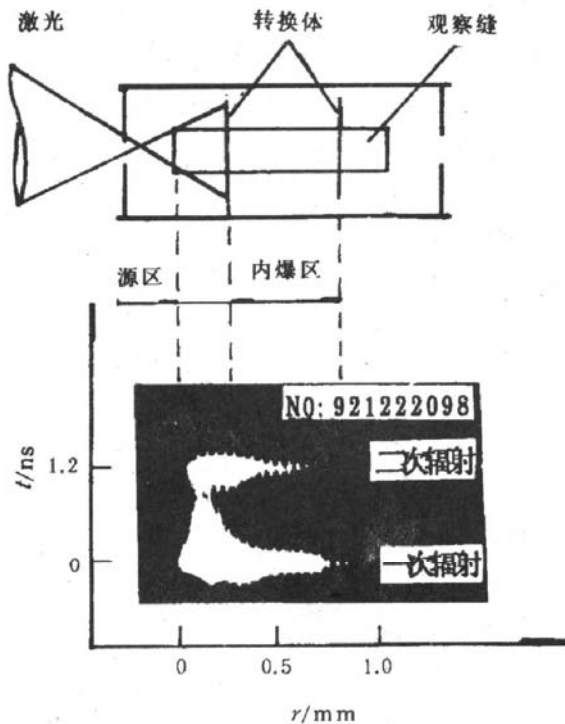


图 6 腔靶 X 射线辐射时空分辨图像

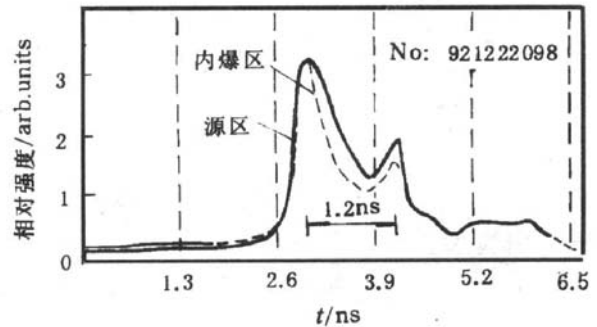


图 7 源区、内爆区 X 射线辐射时间波形

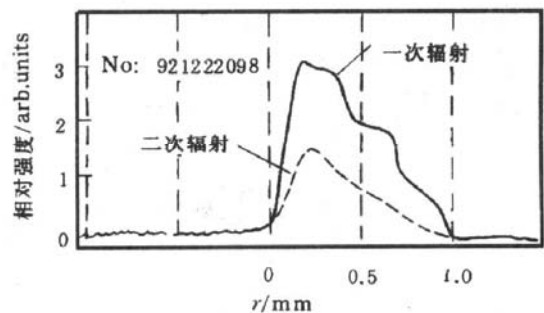


图 8 两次辐射 X 射线强度空间分布

另外, 从图 6 和 7 中还可可见, 源区 X 射线峰值时刻, 内爆区 X 射线发射也出现峰值强度, 而且 X 射线辐射充满整个黑体空腔. 随着时间的增加, 内爆区 X 射线辐射强度明显减弱, 辐射时间波形也明显变窄. 源区 X 射线辐射的空间尺度随着时间的增加逐渐缩小, 在 $\sim 0.8 \text{ ns}$ 之后, 源区 X 射线辐射强度下降到谷点. 而内爆区在较长时间范围内辐射的 X 射线强度很弱, 造成此现象的原因可能是由于运输通道的阻塞. 在源区 X 射线峰值出现 1.2 ns 后, 源区再次出现由等离子体的运动形成的第二次辐射, 内爆区 X 射线辐射第二次出现峰值强度. 将图 6 中 X 射线辐射时空分辨图像沿水平方向进行黑密度扫描, 得到两

次辐射 X 射线强度空间分布,第二次 X 射线辐射强度明显低于第一次辐射(见图 8)。

5 结果讨论

我们利用具有空间和能谱分辨的针孔透射光栅谱仪,观测到腔靶源区 X 射线辐射能谱的带状结构和在内爆区被软化后的 X 射线谱带结构,从实验上证实了激光直接烧蚀区等离子体 X 射线辐射的非平衡特性,从而提出了从实验上和理论上进一步研究 X 射线辐射非平衡特性的必要性。用多针孔加吸收膜的方法测量腔靶 X 射线辐射温度的空间分布,观测到内爆区温度在 $300\ \mu\text{m}$ 范围内变化较平缓(对特定的靶而言),但温度分布并不均匀,内爆区出现有离子“射流”和“聚心”形成的强 X 射线发射区,这部分辐射有可能是形成温度分布不均匀的主要原因。用时空分辨的 X 射线条纹相机观测 X 射线辐射的时空特性,观测到源区和内爆区 X 射线辐射时间波形均为双峰结构,X 射线在腔中具有多次发射机制的特性得到了实验证实。

由于 X 射线在腔靶中的辐射现象极为复杂,要深入了解腔中 X 射线的辐射特性,在能谱和温度测量方面还需建立和发展具有高时间、空间和能谱分辨的组合型诊断设备(文中的能谱和温度测量都是时间积分的),在实验上还需要进一步加强基础分解和对诊断设备的绝对标定。

本工作得到江文勉、彭翰生、温树槐等研究员的现场指导,上海“神光”装置提供了良好的实验条件,与北京应用物理与计算数学研究所的赖东显、张 钧等进行了有益讨论,特此一并致谢。

- [1] G.D. Tsakiris *et al.*, *Phys. Fluids*, **B4** (1992), 992.
- [2] C. Stockl and G.D. Tsakiris., *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 943.
- [3] H. Nishimura, H. Shiraga, *Laser and Particle Beams*, **11**(1993), 86.
- [4] C. Stockl and G.D. Tsakiris, *Laser and Particle Beams*, **9**(1991), 725.
- [5] S. Sakabe, R. Sigel, *Phys. Rev.*, **A38**(1988), 5756.
- [6] 成金秀等,核聚变与等离子体物理, **15**(1995), 55.

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF X-RAY RADIATION CHARACTERIZATION FOR CAVITY TARGETS

CHENG JIN-XIU MIAO WEN-YONG CHEN XIAO-FENG TANG DAO-YUAN

DING YAO-NAN WEN TIAN-SHU HU XIN ZHU ZONG-YUAN

(*Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Chengdu 610003*)

(Received 18 July 1994)

ABSTRACT

The experimental investigation of X-ray radiation characterized by the cavity targets was carried out at the Shenguang laser facility. The temperature profile along the axis of the cavity target was given. The first X-ray radiation from the laser heating phase and the second X-ray radiation from the expanded plasma collision phase were measured. The time interval between the two radiations was about 1.2 ns. The spectrum of the radiation from the implosion region was similar to a Planck spectrum.

PACC: 5250J; 5225P; 5225