

### 单端驱动银球腔的激光能量耦合和分配

余波 尹传盛 孙传奎 侯立飞 宋天明 杜华冰 关赞洋 张文海 袁铮 李朝光 董云松 蒋炜 黄天暄 蒲昱东 晏骥 陈忠靖 杨家敏 江少恩

### Laser energy coupling and partitioning of silver spherical hohlraum with one laser entrance hole

Yu Bo Yin Chuan-Sheng Sun Chuan-Kui Hou Li-Fei Song Tian-Ming Du Hua-Bing Guan Zan-Yang  
Zhang Wen-Hai Yuan Zheng Li Chao-Guang Dong Yun-Song Jiang Wei Huang Tian-Xuan Pu  
Yu-Dong Yan Ji Chen Zhong-Jing Yang Jia-Min Jiang Shao-En

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 235201 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20191026

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191026>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

神光III主机上球腔辐射场实验的三维数值模拟与分析

Three-dimensional simulations and analyses of spherical hohlraum experiments on SG III laser facility

物理学报. 2018, 67(2): 025202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20170521>

飞秒激光脉冲能量累积优化对黑硅表面形貌的影响

Femtosecond laser pulse energy accumulation optimization effect on surface morphology of black silicon

物理学报. 2017, 66(6): 067902 <https://doi.org/10.7498/aps.66.067902>

基于波导间能量耦合效应的光子晶体频段选择与能量分束器

Photonic crystal frequency band selecting and power splitting devices based on the energy coupling effect between waveguides

物理学报. 2017, 66(11): 114208 <https://doi.org/10.7498/aps.66.114208>

# 单端驱动银球腔的激光能量耦合和分配

余波<sup>1)2)†</sup> 尹传盛<sup>1)</sup> 孙传奎<sup>1)</sup> 侯立飞<sup>1)</sup> 宋天明<sup>1)</sup> 杜华冰<sup>1)</sup>  
 关赞洋<sup>1)</sup> 张文海<sup>1)</sup> 袁铮<sup>1)</sup> 李朝光<sup>1)</sup> 董云松<sup>1)</sup> 蒋炜<sup>1)</sup>  
 黄天暄<sup>1)</sup> 蒲昱东<sup>1)</sup> 晏骥<sup>1)</sup> 陈忠靖<sup>1)</sup> 杨家敏<sup>1)</sup> 江少恩<sup>1)</sup>

1) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) (中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

(2019年7月4日收到; 2019年9月17日收到修改稿)

将高功率激光注入单孔球形银黑腔, 产生的高温辐射源能够驱动超声速冲击波, 在实验室模拟各种天体物理现象. 利用神光Ⅲ原型装置上四路 3.2 kJ 激光, 聚焦注入  $\Phi 800 \mu\text{m}$ 、注入口  $\Phi 650 \mu\text{m}$  的球形银腔, 可以产生峰值温度为 240 eV 的高温辐射源, 驱动剩余球壳在气体区产生超声速冲击波. 实验结果显示, 银腔的激光-X 光转换效率为 0.68, 银反照率为 0.83. 散射光份额约为 15%, 超热电子份额小于 1%, 从注入口漏失的辐射流约占总能量的 30%, 从厚度  $5.6 \mu\text{m}$  的 Ag 和  $10 \mu\text{m}$  的 CH 球壳漏失的辐射流约占总能量的 9%, 约 45% 的能量转换为剩余球壳的动能和内能. 黑腔等离子体约在 950 ps 开始聚心, 基本不会影响 1 ns 脉宽激光注入. 在神光Ⅲ原型装置开展的银球腔激光能量耦合和分配实验, 为后续超声速冲击波实验奠定了基础.

**关键词:** 球形黑腔, 辐射流, 激光能量耦合, 激光能量分配

**PACS:** 52.38.-r, 52.38.Ph, 52.50.Lp, 97.10.Cv

**DOI:** 10.7498/aps.68.20191026

## 1 引言

在超新星坍塌、天体射流等各种天体物理现象中, 都伴随有超声速冲击波<sup>[1,2]</sup>, 其蕴含的许多信息, 能够反映天体现象演化过程和物理性质. 高功率激光可以瞬间将物质加热至高能量密度状态, 在实验室产生超声速冲击波<sup>[1,3]</sup>. 在冲击波产生过程增加初始扰动, 可以研究冲击波驱动密度坍塌<sup>[4]</sup>、第二冲击波形成<sup>[5]</sup>、磁场增强效应<sup>[6]</sup>等. 利用柱形冲击波可以研究冲击波轨迹与状态方程或相关辐射的关联效应<sup>[7-9]</sup>. 利用球形 Taylor-Sedov 冲击波可以研究流体不稳定性现象<sup>[10,11]</sup>.

非稳态球形冲击波是超新星的典型特征, 在恒星形成中起重要作用. 目前激光产生球形冲击波有

两种方式: 一种是激光直接辐射照杆或薄箔<sup>[10-12]</sup>, 烧蚀产生的热等离子体在周围低密度冷气体(如氮气、氩气等)爆炸, 产生球形冲击波; 另一种是激光注入球形黑腔形成高温辐射场, 烧蚀并驱动剩余球壳在低密度气体区产生球形冲击波<sup>[13]</sup>. 第一种方式激光需要长距离地穿过低密度气体区, 激光散射限制了激光功率密度. 第二种方式的低密度气体区在球形黑腔外, 干净的激光传输通道使得激光功率密度基本不受限, 但由于黑腔的注入口(laser entrance holes, LEH)尺寸影响激光注入, 需要通过折衷黑腔和 LEH 尺寸, 平衡激光注入效率和黑腔辐射温度.

作为激光驱动球形冲击波实验研究基础, 本文介绍了国内首次在神光Ⅲ原型装置<sup>[14]</sup>开展的银球腔激光能量耦合和分配实验. 首先介绍银球腔实验

† 通信作者. E-mail: yubobnu@163.com

的激光和靶物理设计, 以及诊断安排; 然后介绍单注入孔银球腔实验的散射光、辐射流、超热电子、等离子体聚心过程等测量结果, 分析激光能量耦合效率和分配情况; 最后给出实验小结.

## 2 实验概况

为了利于球形冲击波产生, 需要黑腔辐射温度尽量高, 且腔壁尽量薄, 而后续实验的充气需求还要黑腔自支撑性能尽量好. 因此, 黑腔采用相同体积下腔壁面积最小、且自支撑性能最好的球形, 而腔壁材料采用密度低、硬度较好、激光-X射线转换效率较高的银.

实验利用神光 III 原型装置<sup>[14]</sup>上四路激光开展. 四路激光排列为一环, 入射角为  $45^\circ$ . 单束激光的能量可达 800 J, 脉宽为 1 ns. 由于实验需要黑腔辐射温度尽量高, 所以球腔半径和 LEH 尺寸需要尽量小. 神光 III 原型在不使用连续相位板 (continuous phase plate, CPP) 进行束匀滑时, 可通过聚焦将激光焦斑控制在约  $\Phi 200 \mu\text{m}$ . 考虑激光瞄准误差和靶定位误差,  $\Phi 650 \mu\text{m}$  的激光注入孔能确保激光高效注入.

银球腔直径设计为  $800 \mu\text{m}$ , 银球壳厚度约  $6 \mu\text{m}$ , 银球壳外面溅射  $10 \mu\text{m}$  的 CH 作为支撑层. 锥型 LEH 张角  $110^\circ$ , 避免激光注入过程挂边. 银球腔采用有机芯轴电镀方式制备<sup>[15]</sup>, 先通过金刚石车床加工有机芯轴, 再电镀银制备球形腔壳, 然后溅射 CH 支撑层, 最后腐蚀溶解芯轴. 与常规的 Al 芯轴<sup>[15]</sup>相比, 有机材料热容低, 芯轴腐蚀过程发热小, 热胀冷缩小, 避免球壳的变形和龟裂; Al 芯轴不易腐蚀溶解干净, 容易出现残留杂质.

实验和诊断排布如图 1 所示. 使用针孔相机<sup>[16]</sup> (pinhole camera, PHC) 监测激光注入, 使用背向散射测量系统<sup>[17]</sup> 测量散射激光份额, 使用平响应 X 射线二极管<sup>[18]</sup> (flat-response X-ray detector, FXRD) 测量黑腔辐射温度, 使用软 X 射线能谱仪<sup>[19]</sup> (soft X-ray spectrometer, SXS) 测量黑腔辐射场能谱, 使用透射光栅谱仪<sup>[20]</sup> (transmission grating spectrometer, TGS) 测量黑腔漏失 X 射线能谱, 使用滤波荧光谱仪<sup>[21]</sup> (filter fluorescence spectrometer, FF) 测量黑腔超热电子份额, 使用 X 光分幅相机<sup>[22]</sup> (X-ray framing camera, XFC) 测量黑腔等离子体聚心过程.

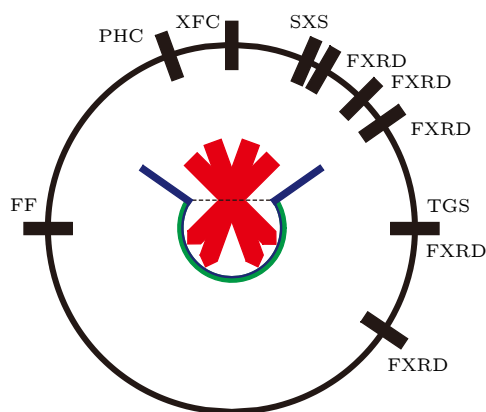


图 1 实验和诊断排布

Fig. 1. Arranging for experiment and diagnosis.

## 3 实验结果与分析

银球腔的激光能量耦合和分配实验于 2018 年 9 月和 2019 年 1 月在神光 III 原型装置<sup>[14]</sup>各打靶两发, 所用激光和靶参数一致. 电镀方式制备的银腔直径为  $(800 \pm 8) \mu\text{m}$ , LEH 直径为  $(650 \pm 6) \mu\text{m}$ , 银壳厚度为  $(5.6 \pm 0.1) \mu\text{m}$ , CH 厚度为  $(10 \pm 0.9) \mu\text{m}$ .

### 3.1 散射光份额

激光在注入黑腔到达腔壁的过程中, 会与腔内低密度等离子体相互作用, 激发各种有害的激光等离子体不稳定性 (laser plasma instability, LPI), 散射入射激光. LPI 对激光的等离子体条件非常敏感, 散射光份额随激光功率密度增大而增大. 实验使用无 CPP 聚焦注入, 由于激光束的光程长、光学元件多, 入射在靶点的激光波阵面远远偏离理想结构, 焦斑光强的不均匀空间分布严重影响激光注入效率, 降低黑腔辐射温度.

实验使用神光 III 原型装置的背向散射光诊断系统<sup>[17]</sup>对散射光份额进行测量, 包括全口径背向散射和近背向散射诊断系统. 全口径背向散射测量系统利用终端光学组件对靶散射激光进行收集、色散、滤波、缩束和测量. 近背向散射诊断系统利用安装在靶室内的吸收盘对诊断光学组件附近的散射光进行收集、成像、色散和测量.

实验输出的激光总能量为 3.2—3.5 kJ, 散射光份额测量结果如图 2 所示, 其中, YX201809 为 2018 年 9 月两发测量结果, YX201901 为 2019 年 1 月两发测量结果. 散射光份额随着激光能量增加

而增加, 平均散射份额为 15%. 散射光均以全口径背反散射份额为主, 近背向散射份额约占 2%; 均以受激布里渊散射为主, 受激拉曼散射约占 1%. 实验测量的散射光份额低于原型真空柱腔实验<sup>[23]</sup>. 八束激光无 CPP 注入时, 腔内等离子体环境更复杂, 散射光总能量份额达 20%—45%. 使用 CPP 能够减小激光焦斑中较高功率密度的能量份额, 抑制 LPI.

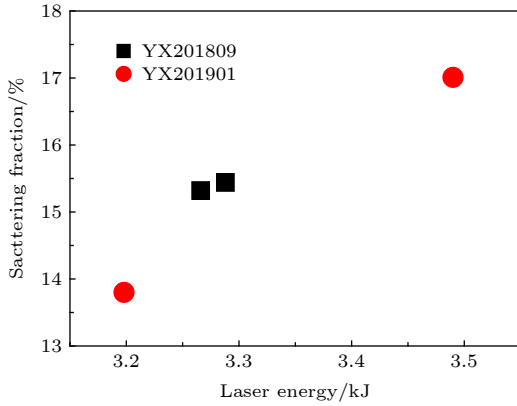


图 2 散射光份额测量结果  
Fig. 2. Measurement results of scattering laser.

### 3.2 辐射温度

未散射激光在黑腔壁沉积能量产生等离子体, 并以电子热传导的方式向临界面内的等离子体传输. 腔壁沉积的大部分能量转换为 X 光, 再发射至黑腔, 最后经过多次吸收和再发射, 在黑腔内形成空间均匀、能谱接近 Planck 谱的高温辐射源. 通过测量黑腔 LEH 漏失的 X 射线辐射流, 可以推导出辐射源的温度.

X 射线辐射流由 FXRD 和 SXS 测量. FXRD<sup>[18]</sup> 由组合滤片、X 光二极管、快响应电缆和宽带数字示波器组成, 实验前在同步辐射进行精密标定. 将黑腔作为黑体辐射, 根据斯提芬-玻尔兹曼定律  $J = \sigma T_r^4$  (斯提芬-玻尔兹曼常数  $\sigma = 1.0285 \times 10^5 \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{eV}^4)$ ), 由实验测量的辐射流 ( $J$ ) 可得辐射温度 ( $T_r$ ). 实验在激光注入半球 (上半球) 的四个角度安装了 FXRD, 测得的典型辐射温度如图 3(a) 所示. 1 ns 激光能量停止后, 辐射温度达到最高的 240 eV. FXRD 安装角度越小, 辐射温度越高.

辐射温度随探测器角度的变化如图 3(b) 所示, 图中的激光能量为扣除散射光之后的能量. 不同角

度 FXRD 测量的辐射温度偏差小于 5%, 并随探测器角度增大而减小, 主要原因是 FXRD 安装角度越小, LEH 和锥面的遮挡越少, 测量的辐射流越强.

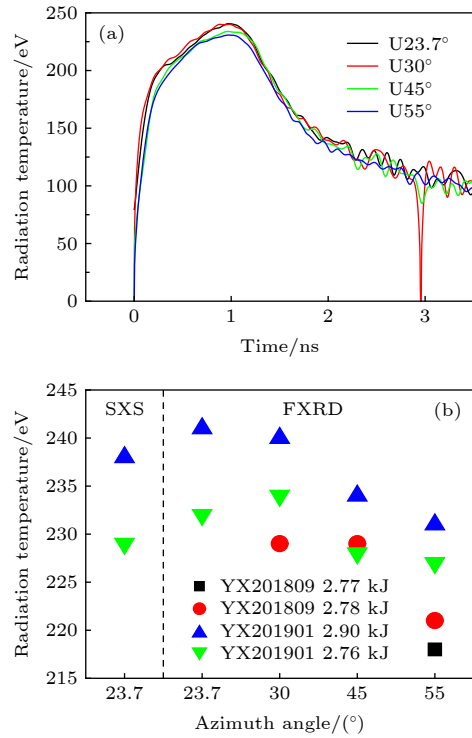


图 3 辐射温度测量结果 (a) 及随角度变化规律 (b)

Fig. 3. Measurement results (a) and angular dependence (b) of radiation temperature.

激光在黑腔腔壁沉积能量转换为 X 光, 转换过程满足能量平衡关系<sup>[24]</sup>, 即

$$\eta_{ce} E_{\text{laser}} = E_W + E_{\text{LEH}},$$

其中  $\eta_{ce}$  为 X 射线转换效率,  $E_{\text{laser}}$  为激光能量,  $E_W$  为腔壁漏失能量,  $E_{\text{LEH}}$  为 LEH 漏失能量. 根据斯提芬-玻尔兹曼定律, 漏失能量由漏失面积、漏失功率和激光脉宽决定, 即  $E_W = A_W(1 - \alpha)\sigma T_r^4 \tau$ ,  $E_{\text{LEH}} = A_{\text{LEH}}\sigma T_r^4 \tau$ , 其中  $A_W$  为腔壁内表面积,  $A_{\text{LEH}}$  为黑腔开口面积,  $\alpha$  为腔壁材料的 X 射线反照率. 由此可以推导黑腔辐射温度主要依赖于激光功率 ( $P_L$ ), X 射线转换效率和黑腔漏失面积, 即

$$T_r = 177 \left[ \frac{\eta_{ce} P_L}{(1 - \alpha) A_W + A_{\text{LEH}}} \right]^{0.25}.$$

当辐射温度、激光功率和腔尺寸已知时, 可拟合得到 X 射线转换效率和  $A_g$  反照率, 如图 4 所示. 使用的拟合数据包括 2012 年 NIF<sup>[25]</sup> 实验结果 (NIF2012) 和 2019 年原型实验 30° FXRD 测量结果 (YX201901). 2011 年 NIF 实验 (NIF2011) 采

用 Al 芯轴制备<sup>[25]</sup>, 相同条件的两发实验, 辐射温度差异较大; 而为了对比研究注入效率, 2018 年原型实验 (YX201809) 的 N2 路激光保留了  $\Phi 500 \mu\text{m}$  的 CPP, 激光注入时有挂边, 辐射温度偏低. 从图 4 的拟合结果可知, 单孔球形银黑腔的激光-X 射线转换效率为 0.68, 银的反照率为 0.83. 实验结果与原型无 CPP 注入真空黑腔约 70%<sup>[23]</sup> 的能量耦合效率一致.

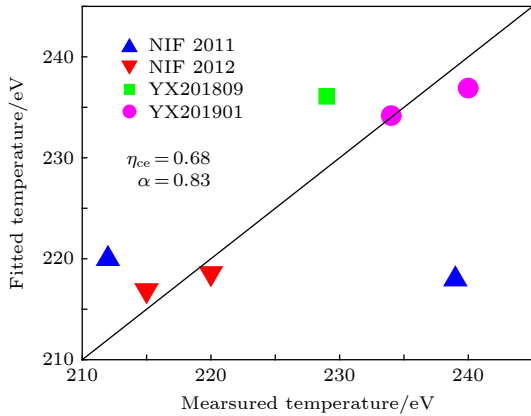


图 4 辐射温度拟合结果

Fig. 4. Fitting results of radiation temperature.

### 3.3 漏失辐射流

激光能量除了部分以 X 射线形式从 LEH 漏失外, 还有较大部分 X 射线直接穿透薄腔壁漏失. 因而, 实验在赤道和下半球安装了 FXRD, 测量腔壁漏失激光份额, 测量结果如图 5 所示. 图 5 同时给出了上半球 23.7° 和 30°、赤道和下半球 56° 的 FXRD 测量的辐射流. 测量结果显示, 上半球两支 FXRD 测量结果一致, 而赤道和下半球 FXRD 测量结果有较大差异. 腔壁漏失辐射流强度约为 LEH 漏失辐射流强度的百分之一. 激光注入阶段, 赤道 FXRD (E90) 测量辐射流略强于下半球 FXRD 测量辐射流 (D56), 主要原因是从 LEH 喷射的等离子体在赤道 FXRD 视场内; 2 ns 后, 下半球 FXRD 测量的辐射流比赤道 FXRD 测量的辐射流强, 主要原因是激光从上半球注入, 球腔向下破碎, 下半球 FXRD 能观测到更多的热等离子体.

对 LEH 和球壳漏失辐射流进行时间积分, 可得单位立体角漏失辐射流强度, 球壳漏失约为 LEH 漏失的 1/15. 再对空间积分, 即得从 LEH 和球壳的漏失总能量. 图 5 的实验结果表明, 约 30% 的能量从 LEH 漏失, 约 9% 的能量从球壳漏失.

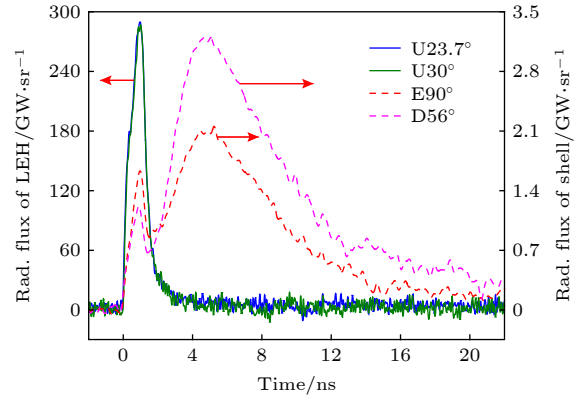


图 5 LEH 和球壳漏失辐射流比较

Fig. 5. Loss radiation flux of LEH and shell.

### 3.4 X 射线能谱

漏失 X 射线在周围冷气体沉积能量, 预热冷气体. X 射线越软, 越容易被气体吸收. 实验使用 SXS 和 TGS 对腔内和腔壁漏失的 X 射线能谱进行测量. SXS<sup>[19]</sup> 采用 X 光滤片、掠入射 X 光反射镜和 X 光二极管探测阵列, 通过不同材料滤片的低能截止和反射镜的高能截止将 X 光能谱分割为多个能区测量, 由多个能区强度给出整个能谱, 能谱测量精度由 SXS 的道数决定. 因此, SXS 既可进行时间积分的软 X 光谱绝对强度测量, 给出辐射温度, 又可进行时间分辨的软 X 光谱绝对强度测量, 给出软 X 光能谱.

SXS 从 LEH 测量的辐射温度如图 3(b) 所示, 相同 23.7° 的 FXRD 和 SXS 辐射温度测量结果一致, 偏差小于 2%. SXS 从 LEH 测量的辐射流积分谱如图 6 所示, 以小于 1 keV 的 M 壳层和 3—4 keV 的 L 壳层发射<sup>[26]</sup> 为主.

TGS<sup>[20]</sup> 由光栏、透射光栅和 CCD 组成, 安装在靶室赤道. X 射线经过光栏狭缝入射至光栅, 以

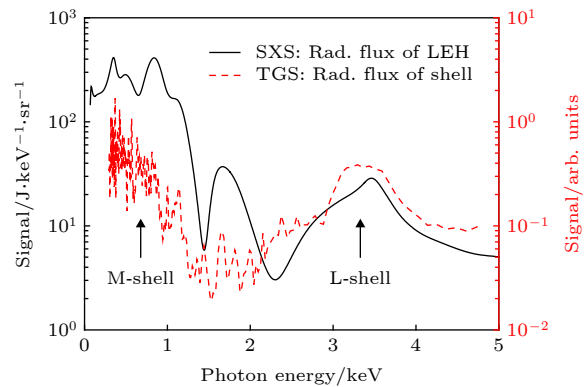


图 6 LEH 和球壳漏失 X 射线能谱比较

Fig. 6. Radiation spectrum of LEH and shell.

零级为中心, 波长由小到大向两边色散, 再由 CCD 记录. 透射光栅的谱分辨主要由光栅线宽决定, 理论的谱分辨远高于 SXS. 图 6 同时给出赤道 TGS 测量的从球壳漏失辐射流的积分谱, 同样以低能 X 射线为主, 也包含 3—4 keV 的 L 壳层发射.

### 3.5 超热电子份额

入射激光与通道内等离子体作用, 受激拉曼散射激发的电子等离子体波通过朗道阻尼产生超热电子. 运动的超热电子与靶作用, 由于韧致辐射过程, 产生满足麦克斯韦分布的硬 X 光. 高能 X 射线穿透能力很强, 可轻易穿透黑腔, 漏失能量.

实验使用 FF 谱仪<sup>[21]</sup>测量韧致辐射产生的硬 X 光谱, 间接得到超热电子温度和漏失能量. FF 谱仪的原理类似于 SXS<sup>[19]</sup>, 由多道前滤片、荧光片、后滤片、X 射线探测器组成. 硬 X 射线经过前置滤片的吸收截止, 入射并经过荧光片的发射截止, 将 X 射线分隔为窄能带, 再由精确标定的 X 射线探测器记录信号强度, 合并绝对给出硬 X 射线谱强度, 最后推导出超热电子温度和能量.

图 7 是实验测量的超热电子份额 (超热电子能量/激光能量), 超热电子份额低于 1%, 略高于 NIF 的超热电子份额<sup>[25]</sup>. 其原因是神光 III 原型实验采用激光聚焦注入, 聚焦后的激光焦斑为  $\Phi 200 \mu\text{m}$ ,

功率密度比 NIF 高, 超热电子份额相应高.

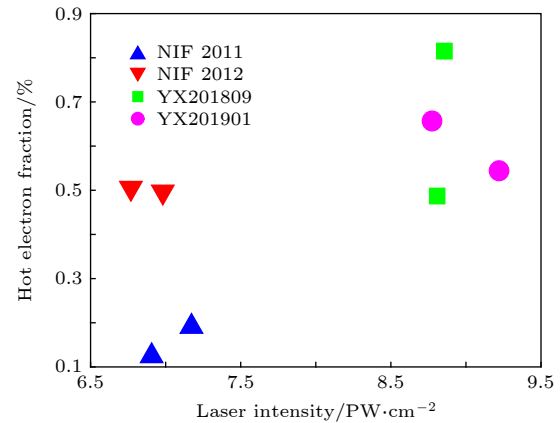


图 7 超热电子份额

Fig. 7. The fraction of hot electron.

### 3.6 等离子体聚心过程

注入激光在腔壁沉积能量, 产生的等离子体向腔中心运动, 逐渐填充激光传输通道, 甚至整个黑腔. 激光与通道内的低密度等离子体作用, 是 LPI 的主要来源, 会增大激光散射, 不利于随后的激光注入. 为了研究银球腔内的等离子体聚心过程, 判断激光注入情况, 实验在上极点安装了 XFC.

XFC<sup>[22]</sup>由针孔阵列、微通道板 (micro-channel plate, MCP)、荧光屏和电荷耦合器件 (charge coupled device, CCD) 等组成. 靶区图像

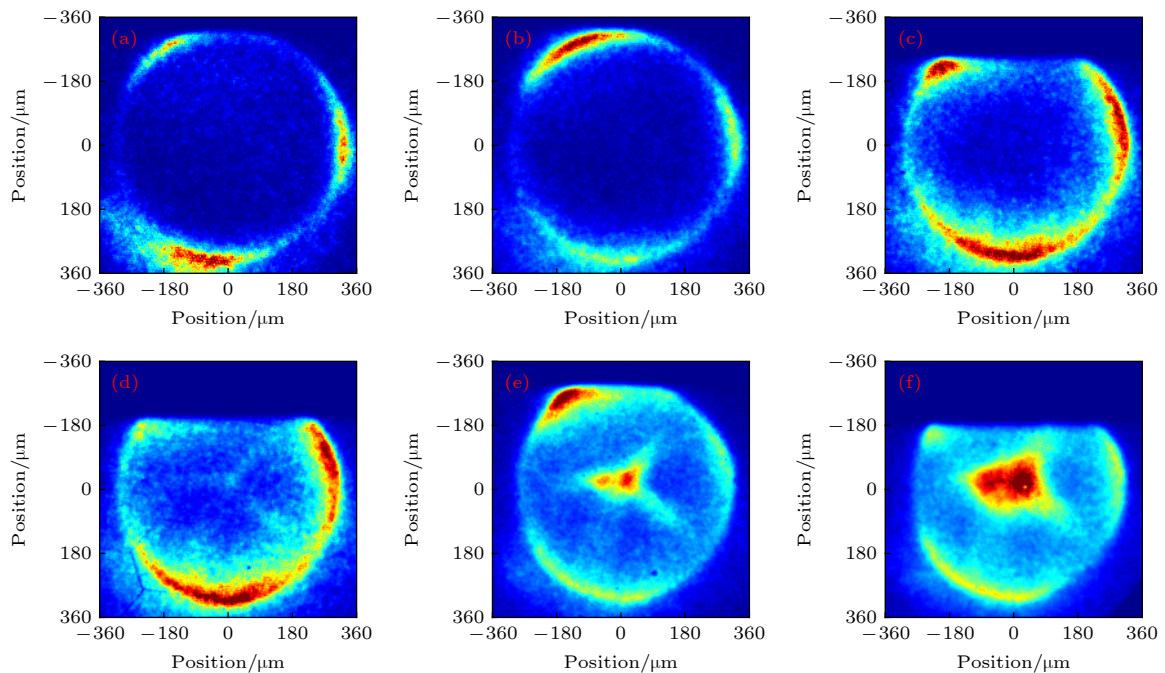


图 8 冕区等离子体聚心图像 (a) 550 ps; (b) 781 ps; (c) 893 ps; (d) 949 ps; (e) 1124 ps; (f) 1236 ps

Fig. 8. X-ray imaging of coronal plasma expansion: (a) 550 ps; (b) 781 ps; (c) 893 ps; (d) 949 ps; (e) 1124 ps; (f) 1236 ps.

经针孔成像至 MCP 输入面的微带, 高压选通脉冲沿微带方向传输, 脉冲扫过的微带区被激活, 光电子被倍增放大, 并在荧光屏转换为可见光, 最后被 CCD 记录.

图 8 是 XFC 测量的腔内等离子体典型汇聚过程, 等离子体在 949 ps 左右开始聚心, 表明实验使用的 1 ns 激光基本能够有效注入.

## 4 结 论

高功率激光可以瞬间将物质加热至高能量密度状态, 在实验室产生超声速冲击波, 用于研究超新星坍塌、天体射流等各种天体物理现象. 利用神光 III 原型装置上四路 3.2 kJ 激光, 聚焦注入  $\Phi 800 \mu\text{m}$ , LEH  $\Phi 650 \mu\text{m}$  的球形银腔, 可以产生辐射温度为 240 eV 的高温辐射源, 驱动剩余球壳在气体区产生超声速冲击波. 激光能量耦合和分配实验结果显示, 银腔激光-X 光的转换效率为 0.68, 银反照率为 0.83. 散射光占注入激光的 15%, 超热电子份额小于 1%, 从 LEH 漏失的辐射流约占总能量的 30%, 从厚度 5.6  $\mu\text{m}$  的 Ag 和 10  $\mu\text{m}$  的 CH 球壳漏失的辐射流约占总能量的 9%, 约 45% 的能量转换为剩余球壳的动能和内能, 因而有超过 50% 的激光能量用于驱动产生超声速冲击波. 黑腔等离子体约在 950 ps 开始聚心, 基本不会影响脉宽 1 ns 激光注入. 首次在神光 III 原型装置开展的球形银腔激光能量耦合和分配实验, 为后续激光驱动冲击波实验奠定了基础.

## 参考文献

- [1] Remington B A, Drake R P, Ryutov D D 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 755
- [2] Sanz J, Bouquet S E, Michaut C, Minière J 2016 *Phys. Plasmas* **23** 062114
- [3] Kuranz C C, Park H S, Remington B A, et al. 2011 *Astrophys. Space Sci.* **336** 207
- [4] Edens A D, Adams R G, Rambo P, Ruggles L, Smith I C, Porter J L, Ditmire T 2010 *Phys. Plasmas* **17** 112104
- [5] Hansen J F, Edwards M J, Froula D H, Gregori G, Edens A D, Ditmire T 2006 *Phys. Plasmas* **13** 022105
- [6] Meinecke J, Doyle H W, Miniati F, et al. 2014 *Nat. Phys.* **10** 520
- [7] Shigemori K, Ditmire T, Remington B A, Yanovsky V, Ryutov D, Estabrook K, Edwards M J, MacKinnon A J, Rubenchik A M, Keilty K A, Liang E 2000 *Astrophys. J.* **533** L159
- [8] Edwards M J, MacKinnon A J, Zweiback J, Shigemori K, Ryutov D, Rubenchik A M, Keilty K A, Liang E, Remington B A, Ditmire T 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 085004
- [9] Bouquet S, Stehle C, Koenig M, Chieze J P, Benuzzi-Moumaix A, Batani D, Leygnac S, Fleury X, Merdji H, Michaut C, Thais F, Grandjouan N, Hall T, Henry E, Malka V, Lafon J P 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 225001
- [10] Grun J, Stamper J, Manka C, Resnic J, Burris R, Ripin B H 1991 *Appl. Phys. Lett.* **59** 246
- [11] Edens A D, Ditmire T, Hansen J F, Edwards M J, Adams R G, Rambo P, Ruggles L, Smith I C, Porter J L 2004 *Phys. Plasmas* **11** 4968
- [12] Tubman E R, Scott R H H, Doyle H W, Meinecke J, Ahmed H, Alraddadi R A B, Bolis R, Cross J E, Crowston R, Doria D, Lamb D, Reville B, Robinson A P L, Tzeferacos P, Borghesi M, Gregori G, Woolsey N C 2017 *Phys. Plasmas* **24** 103124
- [13] Fournier K B, Brown C G, May M J, Compton S, Walton O R, Shingleton N, Kane J O, Holtmeier G, Loey H, Mirkarimi P B, Dunlop W H, Guyton R L, Huffman E 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 095119
- [14] He X T, Zhang W Y 2007 *Eur. Phys. J. D* **44** 227
- [15] Giraldez E M, Mirkarimi P B, Emig J A, et al. 2013 *Fusion Sci. Technol.* **63** 242
- [16] Schneider M B, Jones O S, Meezan N B, et al. 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 10E538
- [17] Wang F, Peng X S, Yang D, Li Z C, Xu T, Wei H Y, Liu S Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 175202 (in Chinese) [王峰, 彭晓世, 杨冬, 李志超, 徐涛, 魏惠月, 刘慎业 2013 物理学报 **62** 175202]
- [18] Li Z C, Jiang X H, Liu S Y, Huang T X, Zheng J, Yang J M, Li S W, Guo L, Zhao X F, Du H B, Song T M, Yi R Q, Liu Y G, Jiang S E, Ding Y K 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 073504
- [19] Dewald E L, Campbell K M, Turner R E, Holder J P, Landen O L, Glenzer S H, Kauffman R L, Suter L J, Landon M, Rhodes M, Lee D 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3759
- [20] Shang W L, Zhu T, Xiong G, Zhao Y, Zhang W H, Yi R Q, Kuang L Y, Cao L F, Gao Y L, Yang J M, Zhao Y D, Cui M Q, Zheng L, Han Y, Zhou K J, Ma C Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 034216 (in Chinese) [尚万里, 朱托, 熊刚, 赵阳, 张文海, 易荣清, 况龙钰, 曹磊峰, 高宇林, 杨家敏, 赵屹东, 崔明启, 郑雷, 韩勇, 周克瑾, 马陈燕 2011 物理学报 **60** 034216]
- [21] Medonald J W, Kauffman R L, Celeste J R, Rhodes M A, Lee F D, Suter L J, Lee A P, Foster J M, Slark G 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3753
- [22] Cao Z R, Miao W Y, Dong J J, Yuan Y T, Yang Z H, Yuan Z, Zhang H Y, Liu S Y, Jiang S E, Ding Y K 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 075213 (in Chinese) [曹柱荣, 缪文勇, 董建军, 袁永腾, 杨正华, 袁铮, 张海鹰, 刘慎业, 江少恩, 丁永坤 2012 物理学报 **61** 075213]
- [23] Li S W, Yang D, Li X, et al. 2018 *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* **48** 065202 (in Chinese) [李三伟, 杨冬, 李欣, 等 2018 中国科学: 物理学 力学 天文学 **48** 065202]
- [24] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Haan S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
- [25] May M J, Fournier K B, Brown C G, Dunlop W H, Kane J O, Mirkarimi P B, Moody J, Patterson J R, Schneider M, Widmann K, Giraldez E 2014 *High Energy Density Phys.* **11** 45
- [26] Kemp G E, Colvin J D, Fournier K B, May M J, Barrios M A, Patel M V, Scott H A, Marinak M M 2015 *Phys. Plasmas* **22** 053110

# Laser energy coupling and partitioning of silver spherical hohlraum with one laser entrance hole

Yu Bo<sup>1)2)†</sup> Yin Chuan-Sheng<sup>1)</sup> Sun Chuan-Kui<sup>1)</sup> Hou Li-Fei<sup>1)</sup>  
 Song Tian-Ming<sup>1)</sup> Du Hua-Bing<sup>1)</sup> Guan Zan-Yang<sup>1)</sup> Zhang Wen-Hai<sup>1)</sup>  
 Yuan Zheng<sup>1)</sup> Li Chao-Guang<sup>1)</sup> Dong Yun-Song<sup>1)</sup> Jiang Wei<sup>1)</sup>  
 Huang Tian-Xuan<sup>1)</sup> Pu Yu-Dong<sup>1)</sup> Yan Ji<sup>1)</sup> Chen Zhong-Jing<sup>1)</sup>  
 Yang Jia-Min<sup>1)</sup> Jiang Shao-En<sup>1)</sup>

1) (*Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

( Received 4 July 2019; revised manuscript received 17 September 2019 )

## Abstract

The matter can be instantaneously heated up to a high energy density state by the high power laser. When the high power laser is injected into silver spherical hohlraum, the high temperature radiation source formed in the hohlraum can drive the high velocity blast wave in the laboratory to study various astrophysical phenomena such as supernova remnants, stellar jets, etc. As the basis of laser driven blast wave experiments, the first experimental results of energy coupling and partitioning of silver spherical hohlraum with one laser entrance hole (LEH) on Shengguang III prototype laser facility are introduced in this work. Four beams with 3.2 kJ of laser energy in a 1 ns square laser pulse from the upper hemisphere are used to heat the silver spherical hohlraum targets. The silver spherical hohlraum targets are 800  $\mu\text{m}$ -diameter and 650  $\mu\text{m}$ -diameter LEH, and are fabricated by electroforming silver onto an acrylic mandrel. The laser coupling and partitioning to the targets are investigated by using the optical and X-ray diagnostics. The experimental results show that the radiation temperature is beyond 240 eV, the laser-to-X-ray conversion efficiency of silver hohlraum is 0.68 and the silver albedo is 0.83. With the driving of the high temperature radiation source, most of laser energy is coupled to the residual shell, and the high velocity blast wave can be generated. The laser energy not coupled to the target is lost through scattering light, emitting hot electrons and radiating X-rays. The experimental results show that the fraction of energy lost due to the scattering light is 15%, that due to emitting the total hot electrons is less than 1%, almost 30% of the laser energy is lost from the LEH by radiating the X-ray flux, almost 9% of the laser energy leaks from the spherical shell consisting of the 5.6  $\mu\text{m}$ -thick Ag layer and 10  $\mu\text{m}$ -thick CH layer through the X-ray radiation flux, and 45% of the laser energy is converted into the kinetic energy and internal energy of the remaining spherical shell. Therefore, more than 50% of the laser energy will be used to drive the high velocity blast wave in the subsequent experiments. After 950 ps, the silver plasma is concentrated in the center of the silver spherical hohlraum, which does not affect the injection of 1 ns laser. The experiment on energy coupling and partitioning of a spherical silver hohlraum laser is carried out for the first time on Shengguang III prototype laser facility, which lays a foundation for the subsequent experiments on laser driven blast wave.

**Keywords:** spherical hohlraum, radiation flux, laser energy coupling, laser energy partitioning

**PACS:** 52.38.-r, 52.38.Ph, 52.50.Lp, 97.10.Cv

**DOI:** 10.7498/aps.68.20191026

† Corresponding author. E-mail: [yubobnu@163.com](mailto:yubobnu@163.com)