

8-MA 装置上的 Z-箍缩动态黑腔实验研究进展

易强^{1*}, 叶繁¹, 蒙世坚^{1,2}, 鲁建¹, 杨建伦¹, 胡青元¹, 郭洪生¹, 陈法新¹, 黄展常¹,
蒋树庆¹, 甯家敏¹, 严小松¹, 杨瑞华¹, 徐荣昆¹, 许泽平¹, 李正宏¹

¹中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 四川 绵阳 621900;

²复旦大学近代物理系, 上海 EBIT 实验室, 上海 200433

摘要 综述了 8-MA 装置上近 5 年开展的动态黑腔相关实验研究进展。对动态黑腔能量学典型特征研究做了小结并与 Z 装置做了对比, 对丝阵内爆与低密度泡沫相互作用过程中冲击波传播与动态黑腔形成特征的诊断手段和重要结果进行了详细阐述, 对动态黑腔负载优化过程做了报道。最后对动态黑腔驱动靶丸内爆实验探索开展了分析与总结。

关键词 X 射线光学; Z-箍缩; 动态黑腔; 冲击波; 韧致本底; 中子

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS202242.1134009

Progress of Z-Pinch Dynamic Hohlräum Experiments on 8-MA Facility

Yi Qiang^{1*}, Ye Fan¹, Meng Shijian^{1,2}, Lu Jian¹, Yang Jianlun¹, Hu Qingyuan¹,
Guo Hongsheng¹, Chen Faxin¹, Huang Zhanchang¹, Jiang Shuqing¹, Ning Jiamin¹,
Yan Xiaosong¹, Yang Ruihua¹, Xu Rongkun¹, Xu Zeping¹, Li Zhenghong¹

¹Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, Sichuan, China;

²Institute of Modern Physics, Shanghai EBIT Laboratory, Fudan University, Shanghai 200433, China

Abstract This paper overviews the progress of the dynamic hohlraum (DH) related experimental research on an 8-MA facility during the last five years. The paper makes a conclusion to the research of the typical characteristic of the DH energetics, as well as a comparison with Z-facility. A detailed demonstration of the diagnostic method and results is given on the features of shock wave propagation and DH formation during wire-array implosion and interaction with the low-density foam. Some optimization processes for the DH load are reported. In the end, analysis and conclusion are conducted on experimental exploration of the DH driven capsule implosion.

Key words X-ray optics; Z-pinch; dynamic hohlraum; shock wave; bremsstrahlung background; neutron

1 引言

聚变能源被称为千年能源, 而和平利用聚变能源是人类近几十年的追求, 实现聚变点火是全世界物理学家追求的物理目标。作为代表性的 2 条路线, 磁约束聚变(MCF)与惯性约束聚变(ICF)研究发展迅速。自从美国利弗莫尔国家实验室(LLNL)2009 年建成拥有 192 路激光器的国家点火装置

(NIF)^[1-2]以来, ICF 离点火目标越来越近。美国国家点火装置(NIF)采用辐射间接驱动 ICF, 利用激光照射金黑腔壁后转换成 X 射线压缩靶丸内爆实现热核聚变。通过持续优化内爆实验设计, 聚变放能从 2009 年至 2012 年低脚(Low foot)实验平台^[2-5]的 2.5 kJ, 到 2014 年高脚(High foot)实验平台的 25 kJ^[6], 到 2016 年至 2018 年高密度碳(HDC)^[7]烧蚀层结合大角(Big foot)实验平台^[8]的

收稿日期: 2022-01-25; 修回日期: 2022-02-16; 录用日期: 2022-02-28

基金项目: 国家自然科学基金(11805175, 11905196)

通信作者: *yiqiang@caep.cn

55 kJ^[9], 再到 2021 年高产额大半径内爆设计 (HYBRID) 平台^[3, 10-11] 结合 I 型黑腔 (Iraum)^[12] 的 170 kJ^[13], LLNL 又在 2021 年 8 月 8 日宣布实现聚变产能 1.35 MJ, 按照 1.9 MJ 的激光馈入能量计算, 已经实现了 0.7 倍的聚变增益, 对应的中子产额约为 6×10^{17} , 将惯性约束聚变点火水平推向了前所未有的新高度。LLNL 科学家认为, 实现聚变增益“1”只是时间问题。

作为 ICF 的另一条路线, Z-箍缩聚变也在持续取得新进展。该路线主要依托大电流脉冲功率装置, 以美国圣地亚国家实验室 (SNL) 的 Z 装置为代表, 目前其驱动电流高达约 26 MA^[14]。SNL 的研究团队先后提出利用动态黑腔 X 射线间接驱动 ICF^[15-18]、磁化套筒惯性聚变 (MagLIF)^[19-21] 2 种技术方案, 各自取得了不错的进展。Z-箍缩动态黑腔 (ZPDH) 方面, 2002 年 Z 装置辐射亮温峰值达到 215 eV^[22-23], 与 Nova 激光驱动黑腔相当, 但 ZPDH 允许的靶丸尺寸是 Nova 激光驱动黑腔的 5 倍^[24], ZPDH 黑腔设计有更多选择以灵活调制靶丸处的辐射场^[25]。采用 ZPDH 方案, Ruiz 等^[26] 于 2004 年首次报道了约 10^{10} 的氘-氘 (D-D) 热核中子产额, Bailey 等^[25] 于 2006 年进一步研究了动态黑腔驱动靶丸内爆动力学, Rochau 等^[15] 于 2007 年报道 D-D 热核中子产额提升至 3.5×10^{11} , 这也是动态黑腔 D-D 热核中子产额的最高纪录, 计算表明, 再进一步的提升需要后续建造更大电流的脉冲功率装置^[27]。从此以后, Z 装置的 ICF 研究重心转向由 Slutz 等^[19] 提出的磁化内衬惯性核聚变 (MagLIF) 方案, 该方案希望在显著降低内爆速度和内爆压力的前提下^[28], 通过采用轴向千焦耳级激光预热燃料提升燃料绝热系数^[29-31], 采用绝缘磁场降低热传导损失以获得燃料高温^[32-34], 从而增加聚变产额^[20]。Gomez 等^[28] 在 2014 年通过实验证实了该路线可以产生 2×10^{12} 的 D-D 热核中子产额。通过提升激光预热燃料能量至 1.2 kJ, 增加轴向磁场强度至 15.9 T, 降低磁绝缘传输线电感以提高驱动电流峰值至 20 MA, Gomez 等^[29] 在 2020 年宣布实现了 1.1×10^{13} 的 D-D 热核中子产额, 对应氘钛 (D-T) 等效聚变产额 2 kJ。且模拟计算表明, 如果进一步提升上述关键参数 (激光预热能量至 4~6 kJ, 轴向磁场强度至 25~30 T, 驱动电流峰值至 21~22 MA) 后再开展全集成实验, D-T 等效聚变产额有望达到 100 kJ, SNL 预期相关实验将在 2025 年前完成^[27, 35]。

MagLIF 虽然近 10 年在 Z 装置上取得了不俗的进展, 但是其系统组成涉及到部署强磁场和大激光器, 工程非常复杂, 目前 8-MA 装置还不具备开展该实验的能力。Z 装置报道的 ZPDH 热核中子产额虽然不如 MagLIF, 但也实现了极高的辐射温度和辐射功率, 而辐射间接驱动具有靶丸内爆压缩更加均匀对称的优势。作为点火可行性的实验室研究, ZPDH 是非常值得 8-MA 装置借鉴的研究路线。8-MA 装置自 2013 年服役以来, 开展了大量 ZPDH 辐射源研究^[36-37], 在证实了能产生较为可观的辐射输出以后^[38-39], 又进一步探索了 ZPDH 驱动充氦靶丸内爆研究^[40-41]。

本文将综述 8-MA 装置上近 5 年开展的动态黑腔相关实验研究进展, 并与国外研究进行对比, 包括动态黑腔能量学典型特征、内爆过程中冲击波传播与黑腔形成动力学特征、动态黑腔负载优化、以及动态黑腔驱动靶丸内爆实验研究。本文主要介绍的 4 项工作中, 第 1 项动态黑腔能量学特征属于最基本的工作, 将这些与辐射输出相关的测量结果与美国 Saturn 装置、Z 装置对比之后, 才有信心开展后续第 2 项工作: 动力学研究。第 2 项工作实验观测到冲击波的传播并确认动态黑腔的形成是一亮点, 在这样仍算比较小的装置上, 能观测到“动态”黑腔形成证据: 热波与冲击波分离, 这并非易事。动力学上确认黑腔形成之后加深了对内爆过程与辐射运输的物理认识, 评估出 8-MA 装置间接驱动 ICF 关键量 (辐射温度) 及其与 Z 装置的差距, 认识到利用该辐射场驱动靶丸内爆的难度, 自然就有必要开展第 3 项工作: 进一步优化动态黑腔负载相关几何参数, 提升辐射温度指标。黑腔性能得到优化之后, 才有信心开展第 4 项工作: 探索 ZPDH 驱动靶丸内爆。可见这 4 项工作环环相扣, 密切相关。

2 动态黑腔能量学典型特征

2016 年前, 理论计算利用丝阵/泡沫质量比^[42]、半径比等参量初步确定了相对优化的动态黑腔负载参数: 外层/内层丝阵直径为 20/10 mm, 高度为 15 mm, 丝根数外层/内层为 168/84, 钨丝直径为 5~7 μm , 中心泡沫柱直径为 4.6 mm, 密度为 10 mg/cm³。实验中, 在该参数条件下观测到了动态黑腔内爆过程辐射的 3 个典型过程特征^[43]: 内外层丝阵等离子体相互作用 (O/I)、丝阵等离子体与泡沫碰撞 [(O + I)/T] 和箍缩滞止辐射 (stagnation), 如图 1 所示。这些结果与 Sanford^[44]

于 2007 年报道的 Z 装置相关实验研究基本一致。目前在 8-MA 电流的驱动条件下, 动态黑腔径向软 X 射线功率峰值约为 10 TW, 辐射能量约为 200 kJ, 这些能量学特征与 SNL 曾经的峰值电流约为 7 MA 的 Saturn 装置动态黑腔辐射参数 (约 50 TW, 约 400 kJ)^[45-46] 差距较小, 但与 Z 装置同类实验的约 100 TW 和约 1.4 MJ^[23] 还有较大差距。

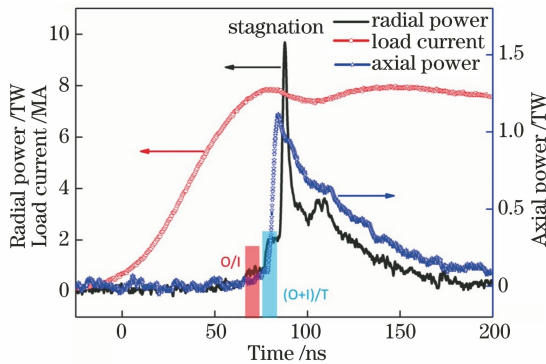


图 1 8-MA 装置上的动态黑腔辐射功率与负载电流波形
Fig. 1 Radial power and load current waveform of dynamic hohlraum on the 8-MA facility

3 冲击波传播及黑腔形成动力学证据

Bailey 等^[25] 曾指出, 研究动态黑腔辐射驱动 ICF 的首要问题是建立准确描述动态黑腔形成与演化的物理图像。为此, 中国工程物理研究院叶繁等^[39] 设计并建立了同时双能区 X 光图像诊断技术 (图 2), 可在同一发次实验中, 针对同一空间目标的不同能段 X 射线实现同时成像, 从而清晰地识别出

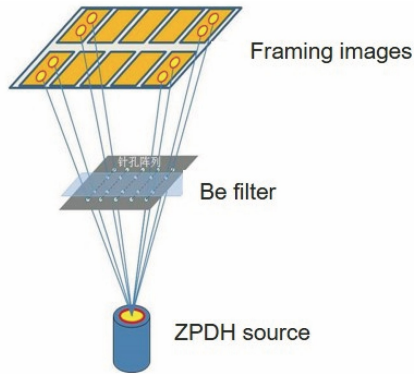


图 2 同时双能区 X 光图像诊断技术示意图。无铍片针孔对应软 X 射线图像 (50~400 eV); 有 10 μm 厚铍片针孔对应硬 X 射线图像 (>800 eV)^[39]

Fig. 2 Schematics of simultaneous double-energy-region X-ray imaging diagnostic technique. Pinholes without beryllium filters correspond to soft X-ray images (50–400 eV); pinholes with beryllium filters correspond to hard X-ray images (>800 eV)^[39]

冲击波形成到黑腔形成的完整过程。

利用同时双能区 X 光成像技术, 该团队在 shot 334 为代表的发次中观测到了冲击波向心传播过程中轴向辐射分布的二维图像演化过程, 如图 3(左)(中)所示。发现早期仅在软 X 射线图像上观测到亮环, 硬 X 射线图上则没有观测到。原因是早期仅有部分内爆等离子体到达靶表面与泡沫转换体相互作用, 产生的冲击波较弱, 动能热化量较少, 造成电子温度较低, 等离子体主要产生软 X 射线。后续则同时观测到软/硬 X 射线亮环并逐步向内传播。提取 -9.9, -8.9, -7.9 ns 这三个不同时刻径向归一化图像强度信息, 得到图 3(右)。从图可见硬 X 射线环峰位对应半径值比软 X 射线环大, 即硬 X 射线环位于软 X 射线环外部, 但两者之间的空间距离随时间逐步缩小。这一现象反映了深刻的物理内涵。随着内爆等离子体热化随时间逐渐增加, 冲击波增强, 等离子体温度升高, 从而产生更多的高能 X 射线, 因此才会观测到早期硬 X 射线发射在空间上 (更靠外) 落后于软 X 射线, 到了晚期两者空间距离减小。一旦丝阵等离子体与其所冲击的泡沫转换体速度接近, 丝阵等离子体-泡沫相互作用区将不再有显著的热能增加, 即主冲击波形成。该团队把冲击波从弱到强这一阶段称为主冲击波形成阶段, 用时约 6 ns。

更为重要的是, 双能成像技术利用辐射能谱特性差异甄别冲击波、辐射热波, 观测到了辐射热波与冲击波分离这一黑腔形成的关键证据。如图 4(a) 所示的典型发次中的轴向辐射分布二维图像, 在 -6.8 ns 时刻, 冲击波环内还能观测到明显的亮度梯度, 但到了 -5.7 ns 时刻, 硬 X 射线发射环内充满了软 X 射线, 而此刻硬 X 射线发射环的峰值强度位置还在半径 $R=0.83$ mm 处, 即主冲击波还没有到轴, 这一软/硬 X 射线分布规律在 -4.7 ns 时刻图像再次得到印证, 从而有力地说明: 辐射热波比冲击波先到轴, 两者在空间上出现了分离。据此确认了 8-MA 条件下动态黑腔的形成。利用图 4(a) 和轴向功率数据, 在黑体辐射的假设下, 可推导辐射亮温, 依据为斯特潘公式

$$T(t) = \left[\frac{P(t)}{\sigma S(t)} \right]^{1/4}, \quad (1)$$

式中: $T(t)$ 为黑腔在 t 时刻的辐射亮温; $P(t)$ 为在 t 时刻从黑腔端面出射的总辐射功率; σ 为斯特潘-玻尔兹曼 (Stefan-Boltzmann) 常数; $S(t)$ 为黑腔端面辐射区域在 t 时刻的辐射源面积。

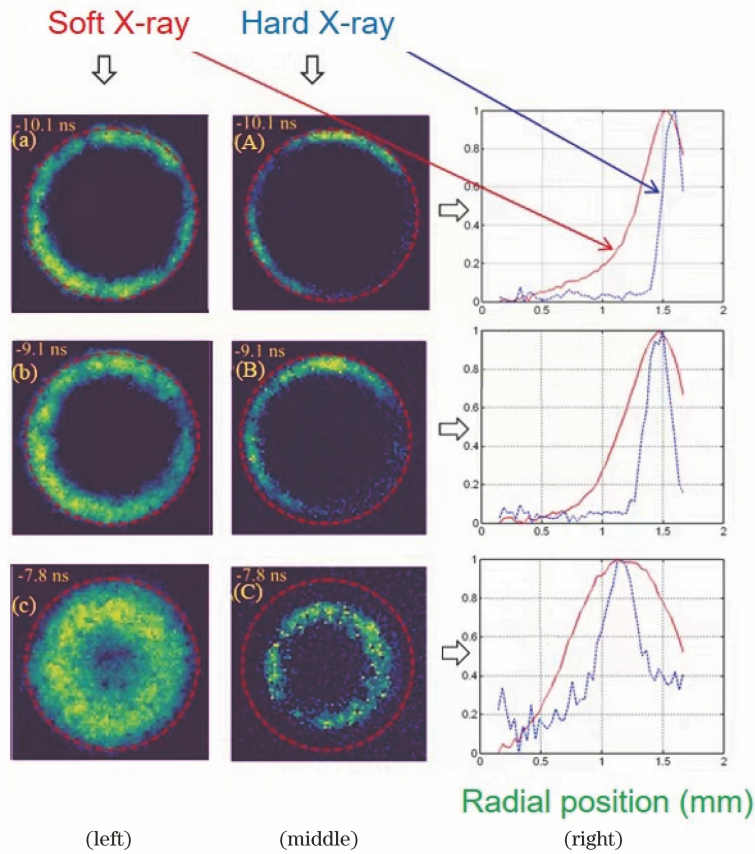


图 3 shot 334 观测到的冲击波形成和传播^[39]。(左)软 X 射线图像;(中)硬 X 射线图像,图中虚线为轴向诊断孔;(右)不同时刻径向归一化图像强度

Fig. 3 Shock wave formation and propagation observed in shot 334^[39]. (left) Soft X-ray image; (middle) hard X-ray image, dashed line is the axial diagnostic hole; (right) radial normalized image intensity at different moments

3 个不同时刻辐射亮温随径向位置的分布如图 4(右)所示。从图中可见,在 -6.8 ns 时刻,主冲击波附近位置辐射亮温远高于靠近中心位置(半径 $R=0$)。而到了 -5.7 ns 以及 -4.7 ns 时刻,主冲

击波以内的辐射亮温非常接近,说明形成了空间上基本均匀的黑体辐射场。综合图 3 和图 4,该团队首次获得了冲击加载转换辐射的完整过程图像。

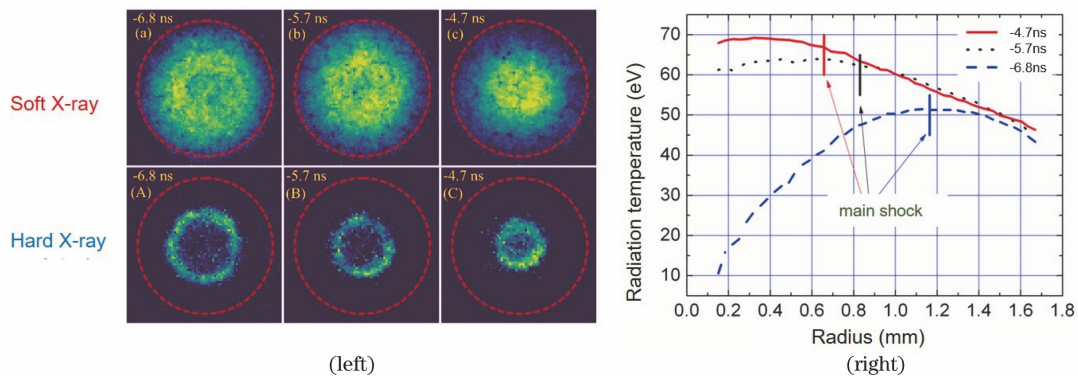


图 4 shot 335 观测到的热波与冲击波分离这一黑腔形成证据^[39]。(左)软 X 射线与硬 X 射线不同时刻分幅像;(右)不同时刻辐射亮温随半径的分布,三条竖线代表不同时刻主冲击波的位置

Fig. 4 Hohlraum formation evidence of separation of thermal and shock wave observed in shot 335^[39]. (left) Soft and hard X-ray framing images at different moments; (right) radiation brightness temperature versus radial position at different moments, where 3 vertical lines represent positions of main shock wave at different moments

4 动态黑腔负载优化

为了进一步优化黑腔性能,研究团队做了以下尝试。

1)采用更大直径丝阵。计算表明,如果采用更

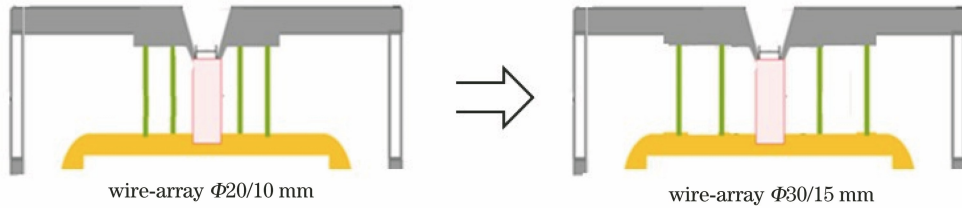


图 5 不同直径丝阵的动态黑腔负载

Fig. 5 DH loads with different wire-array diameters

利用具有平坦能量响应特性的闪烁体功率仪,在不同发次中获得了两种直径的动态黑腔负载的 X 射线轴向辐射功率波形,其峰值结果对比如图 6 所示,可见采用大直径丝阵后,X 射线辐射功率平均提升约 40%。对应黑腔辐射亮温提高约 6%。通过计算分析发现:当丝阵直径较小时,作用到泡沫表面时的动能较小,与泡沫转换体碰撞热化进而产生的黑腔辐射温度较低;而当丝阵直径较大时,由于不稳定性发展的时间更长,丝阵等离子体内爆品质降低,运动到泡沫表面时均匀性又会变差。所以综合来看,近 5 年动态黑腔实验选择双层丝阵外层/内层直径 20/10~30/15 mm 的参数开展相关研究。

2)改变负载高度。前期所用的绝大部分动态黑腔负载高度均为 15 mm。负载等离子体电感为 $L = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \ln \frac{R_0}{R(t)}$, 式中 μ_0 为磁导率, h 为负载高度, R_0 为负载初始半径, $R(t)$ 为负载在 t 时刻的半径。在等离子体内爆过程变化不显著的情况下,减小负载高度,可以降低电感,提升电流峰值,这将有利于提高丝阵等离子体作用到泡沫转换体表面的最大内

大直径丝阵,有望提高内爆等离子体动能,进而提高黑腔辐射功率,从而提高黑体辐射温度。在 2016 年到 2017 年的系列实验部分发次中,采用了外层/内层丝阵直径 Φ 增加至 30/15 mm 的新型动态黑腔负载,如图 5 所示。

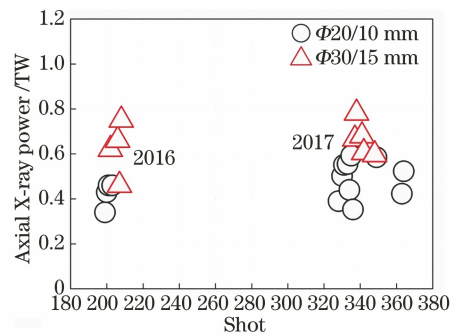


图 6 不同直径丝阵动态黑腔负载轴向功率对比
Fig. 6 Axial power comparison for DH loads with different wire-array diameters

爆速度,从而提高丝阵等离子体用于形成动态黑腔的线能量。在 2018 年动态黑腔实验中,采用了高度 h 降为 10 mm 的负载。多发次实验后发现,相比 $h=15$ mm 的负载, $h=10$ mm 负载电流平均提高了约 10%,轴向功率更是显著提高了约 80%,如图 7(a)所示。同时, $h=15$ mm 负载的轴向辐射功率峰值的相对标准偏差约 18%,而 $h=10$ mm 负载的轴向辐射功率峰值的相对标准偏差仅为约

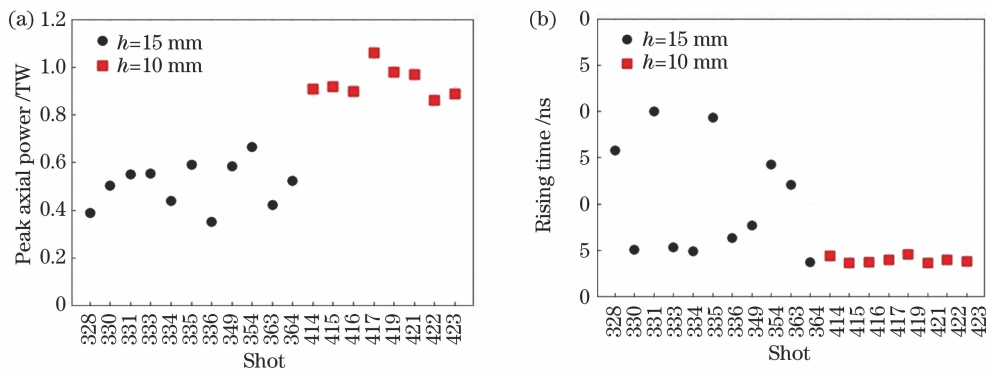


图 7 不同负载高度动态黑腔轴向辐射功率对比。(a)峰值;(b)上升时间

Fig. 7 Axial radiation power comparison for DHs at different load heights. (a) Peak-value; (b) rising time

6.4%, 后者一致性明显好于前者。另外, 如图 7(b) 所示, $h=10$ mm 负载的轴向辐射功率上升更快, 在 5 ns 以内, 而 $h=15$ mm 负载的辐射功率上升时间在 5~30 ns 之间, 可见 $h=10$ mm 负载发次间的上升沿

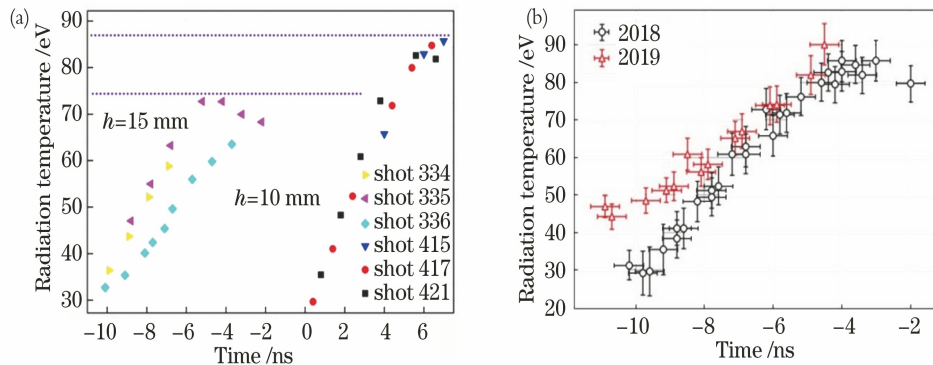


图 8 动态黑腔端面辐射亮温对比。(a) 不同负载高度情形对比, 为便于比较, $h=10$ mm 系列向 x 轴正方向平移了 10 ns; (b) 2018 年与 2019 年采用不同汇流电极情形对比

Fig. 8 DH's end-on radiation brightness temperature comparison for different cases. (a) DHs at different load heights, for convenience to see them clearly, series of $h=10$ mm are shifted positively by 10 ns; (b) DHs with different bus electrodes structure in 2018 and 2019

3) 在 2019 年实验中, 将汇流电极几何结构改为锥形。经改进后, 辐射亮温上升更早, 辐射亮温峰值再次提高约 5%, 达到约 90 eV, 如图 8(b) 所示。

经过动态黑腔直径、高度、汇流电极这一系列优化改进后, 当前的动态黑腔端面辐射亮温超过 90 eV。理论计算表明, 如果考虑辐射亮温的轴向梯度分布, 黑腔中心辐射亮温峰值预计在 120 eV 左右。虽然比 Z 装置的 215 eV^[22] 低了不少, 但计算表明, 该黑腔辐射场已足以用于辐射驱动靶丸内爆研究。因此, 后续 8-MA 装置上探索了动态黑腔辐射驱动靶丸内爆综合性实验, 为检验理论设计能力、发展实验诊断和制靶技术提供了重要支持, 也为 Z 箍缩驱动聚变点火可行性论证打下基础。

5 Z-箍缩动态黑腔驱动靶丸内爆实验探索

靶丸 (capsule) 吸收能量 E_{cap} 对辐射温度非常敏感, 其定标关系^[47] 为

$$E_{\text{cap}}(t) \sim \int_0^t T_r^4(t') r_{\text{cap}}^2(t') dt', \quad (2)$$

式中: $T_r(t')$ 是辐射温度随时间变化的波形; $r_{\text{cap}}(t')$ 是靶丸随时间变化的半径。在当前辐射温度条件下, 如果不考虑不稳定性等扰动因素, 计算给出的热核中子产额约为 10^9 。但是如果考虑不稳定性扰动, 产额测量值将与该计算值有较大差距。通常产额测量值与一维/二维无扰动计算值之比

一致性也更好。利用 ns 分幅像结合闪烁体功率谱仪给出了负载不同高度下的黑腔辐射亮温, 如图 8(a) 所示。从图中可见 $h=10$ mm 负载的黑腔端面亮温达到约 85 eV, 比 $h=15$ mm 负载提升约 20%。

(YOC) 来描述扰动影响大小^[48-49]。Slutz 等^[50] 发现靶丸表面粗糙度越小, YOC 越大。Z 装置上动态黑腔驱动充氦靶丸内爆实验的典型一维 YOC 值在 10%~30%^[15]。8-MA 装置也开展了多发次动态黑腔+充氦靶丸内爆的实验, 发现实际的中子产额很低, 而面临的韧致硬 X 射线 (HXR) 本底干扰却极为严重, 这种情况下对低产额中子诊断是一大挑战。同时针对该装置还设计了诊断靶丸压缩到靶心时刻温度密度等参数的方案。方法是采用动态黑腔+碳-氢靶丸负载, 在低密度碳-氢靶球中掺杂铝示踪材料, 通过获取铝的特征谱线推算相关等离子体参数。

5.1 韧致 HXR 对中子诊断的干扰

Z-箍缩实验驱动电流流经负载时, 箍缩区大量电子被加速, 产生极强的韧致辐射^[51]。Ruiz 等^[26] 在 2004 年总结 Z 装置动态黑腔出射中子实验得出结论: 韧致 HXR 导致的 D-D 中子等效本底水平为 4×10^9 , 而当时的 D-D 中子产额水平为 3.4×10^{10} 。得益于中子产额高于韧致本底一个量级, Ruiz 等仅利用传统的塑料闪烁体探测器和钢活化计数器就成功测到了 ZPDH 驱动充氦靶丸内爆中子产额并给出了相应离子温度等重要参数。8-MA 装置在 2015 年也开展了韧致 HXR 测量, 评估总的 X 射线产额为 2.3×10^{15} ^[52], 大约比 Z 装置低一个量级, 但中子产额可能比 Z 装置低 3~4 个量级, 如此低产额、高本底的中子测量是一大挑战。从 2019 年开始, 在 8-

MA 装置上陆续开展了 Z-箍缩动态黑腔驱动充气靶丸内爆探索实验。实验团队利用银活化中子探测器(Ag activation detector, Ag AD)、 BF_3 中子计数器、中子飞行时间(nTOF)3 类探测器测量中子,其布局如图 9 所示^[40]。

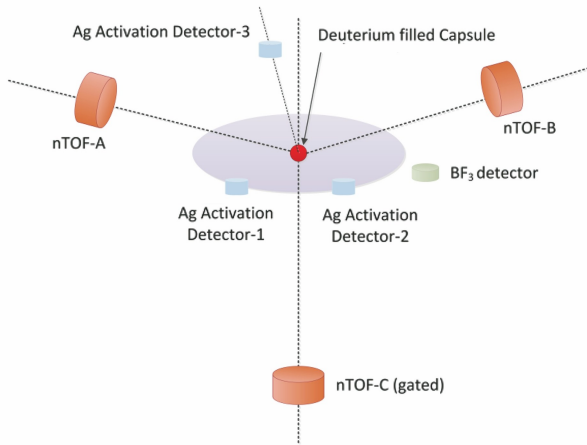


图 9 HXR 对中子诊断干扰研究实验布局^[40]

Fig. 9 Experimental setup of research on the HXR interference to neutron diagnostic^[40]

实验发现,所选用的 3 类探测器都遭遇了超强的韧致 HXR 干扰。Ag AD 本来是一种常用的基于活化法的中子探测器,D-D 中子经慢化产生的热中子 n 与 Ag 发生辐射俘获反应(n, Ag)的截面高达几十 b($1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$)^[53],并且该反应产物发生 β 衰变的半衰期在几十秒到几分钟量级,有利于 γ/n 混合脉冲辐射场中通过设置延迟计数来避开 HXR 本底干扰,并且传统上认为其他可能的竞争反应截面很小可以忽略,所以这是比较适合测量脉冲中子产额的探测器。但是研究却发现,在 8-MA 装置有充气靶丸的动态黑腔负载(必产生 X 射线,可能产生中子)、无充气靶丸的动态黑腔负载(必产生 X 射线,基本排除产生中子的可能性)、单层钨丝阵负载(必产生 X 射线,基本排除产生中子的可能性)3 种情况下,Ag AD 分别观测到天然本底约 1.5 倍、1.3 倍、5 倍的计数,如图 10(a)~10(c)所示。可见 8-MA 装置上只要有 X 射线源,有无中子源都能使 Ag AD 产生净计数甚至更高净计数,导致无法由该探测器评估真实中子产额。分析认为,此处 X 射线造成 Ag AD 计数的原因是其中的高能部分与 Ag 发生了(γ, Ag)光-核激发反应^[54-55]。这一分析在 4 MeV 韧致源上也得到了实验验证:在该 X 射线源上观测到了天然本底 50 倍的计数,如图 10(d)所示。相关文章也从(γ, Ag)光-核激发角度做了进一步分析论证^[40]。该研究证实(γ, Ag)光-核激发反

应是探测中子所需(n, Ag)核反应的数量不可忽略的竞争反应,这是同类装置观测到该竞争反应的首次报道,更新了对 Ag AD 在 8 MA 以上大电流脉冲功率装置上测量中子所面临的竞争反应的认识。

BF_3 计数器利用慢化法测量 D-D 快中子产额^[53],该计数器采用 $2 \mu\text{s}$ 延迟计数的方法避开直接的 HXR 干扰。但实验发现,无论有无充气靶丸,触发后 100 ns 内仍观察到幅度非常大的 HXR 信号,如图 11(a)所示,图中 N 表示脉冲个数。这对后续的电脉冲信号辨别带来了困扰:是中子还是 HXR 引发的信号还是二者兼有?如果是中子信号,按照探测器标定数据这些脉冲对应的中子产额约为 7×10^6 ;如果有 HXR 信号,则无法确定中子产额。为回答这一问题,需要研制可延迟加载高压的 BF_3 计数器,实现触发一段时间(如 D-D 中子慢化时间的 1/10,约 $20 \mu\text{s}$)后加载高压,彻底避开早期 HXR 造成的强脉冲干扰,才能提供中子产额的确切证据。

nTOF 探测器利用中子与 HXR 的飞行时间差(约 43 ns),期望从时间上分开中子与 HXR 信号,利用标定的探测器灵敏度、波形下面积和探测距离反推中子产额,利用不同测点飞行时间关系反推中子平均能量。但 nTOF 使用前提是时间上比中子先到达的信号(韧致 HXR 信号或其后续闪烁体余晖信号)不能太强,否则探测器饱和,在目标中子信号到来时刻没有多余电子用以输出中子信号^[56]。为此,对 nTOF 探测系统进行多种变化,包括不同程度的辐射屏蔽、引入门控电路等。但结果仍观测到了直接韧致 HXR 干扰信号及其引起的过高的闪烁体余晖信号,如图 11(b)所示。从韧致 HXR 强度上来看,在 SNL 的 Z 装置上,该本底剂量率高达 $10^9 \sim 10^{10} \text{ rad/s}$ ^[14],而本项目分析 Ag 活化和 nTOF 的数据结合项目前期高能光子测量结果表明,8-MA 装置单层丝阵 HXR 本底剂量率超过 10^8 rad/s ^[40],对应的 1 MeV 高能光子产额估计在 $10^{13} \sim 10^{14}$ 量级,比预期的热核中子产额高 7 个量级。此外,当前塑料闪烁体的余晖衰减时间长达 $1 \mu\text{s}$,如此长的余晖干扰信号也可能淹没潜在的中子信号。

5.2 中子产额上限测量

基于 2019 年观测到的超强韧致 HXR 干扰信号结果,为探测中子信号,改进升级 nTOF 系统:采用门控型光电倍增管(PMT)耦合液体闪烁体,借助其低余晖的特点显著降低 HXR 拖尾对中子信号探测的影响^[56-58],并且在液闪-源光路上引入铅狭缝厚准直器,限制目标源视场以降低直穿 HXR 干扰,如

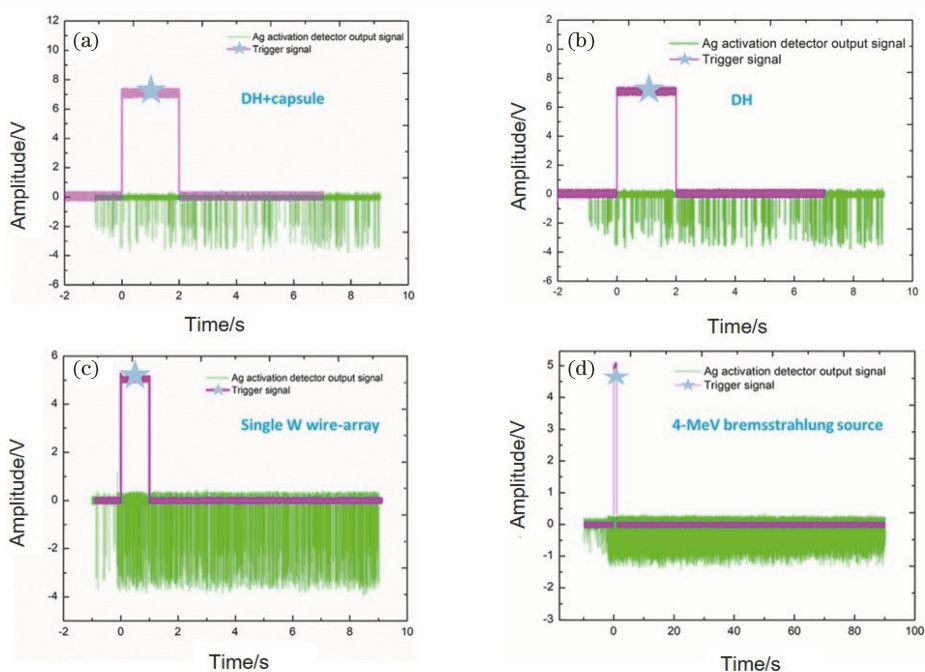


图 10 银活化探测器在不同辐射场的计数^[40]。(a) 8-MA 装置上有靶丸的动态黑腔负载；(b) 8-MA 装置上的动态黑腔负载；(c) 8-MA 装置上的单层丝阵负载；(d) 4 MeV 韧致 X 射线源 (获得文献[40]的修改许可)

Fig. 10 Ag AD counts at different radiation fields^[40]. (a) DH+capsule at the 8-MA facility; (b) DH at the 8-MA facility; (c) single wire-array at the 8-MA facility; (d) 4 MeV bremsstrahlung X-ray source (Reproduced with permission, Ref. [40])

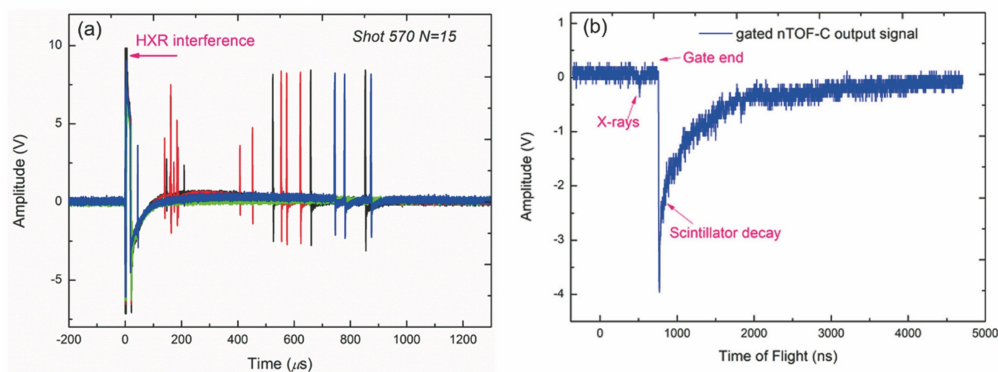


图 11 韧致 HXR 对两类中子探测器的干扰。(a) BF_3 计数器观测到的早期强韧致 HXR 及后续多脉冲^[41]；

(b) nTOF 观测到的强韧致 HXR 及其后续闪烁体余晖信号^[40] (获得文献[40][41]的修改许可)

Fig. 11 Interference of bremsstrahlung HXR to two kinds of neutron detectors. (a) Early intense bremsstrahlung HXR and successive multi pulses observed by BF_3 counter^[41]; (b) intense bremsstrahlung HXR and successive scintillator afterglow observed by nTOF^[40] (Reproduced with permission, Refs. [40] and [41])

图 12 所示。为避免射线与 PMT 直接相互作用，PMT 采取侧照布局^[56]。

图 13 是该升级后 nTOF-2 典型实验结果。仍然只观测到直接与 PMT 相互作用的 HXR 信号以及开门后的闪烁体衰减余晖信号，而未观测到明确的中子信号峰。与 2019 年实验结果相比，韧致 HXR 及后续余晖幅度基本相当，明显有所进步的是，余晖衰减时间已经低至约 200 ns，显著低于 2019 年的约 1000 ns。据此可基本排除韧致 HXR

及后续余晖对中子信号的干扰，没能测到中子信号只能解释为当前中子产额达不到该 nTOF 系统的测量下限。而评估得到该 nTOF 系统 D-D 中子产额的测量下限为 1.1×10^7 ，即当前中子产额上限为 1.1×10^7 ^[41]。要通过 nTOF 方法确认中子产额，须进一步提升闪烁体灵敏度，比如采用更大体积的液体闪烁体与 PMT 耦合^[59]。

由当前评估的中子产额上限，可以得到 8-MA 装置的一维 YOC 不超过 1%。辐射驱动靶丸内爆

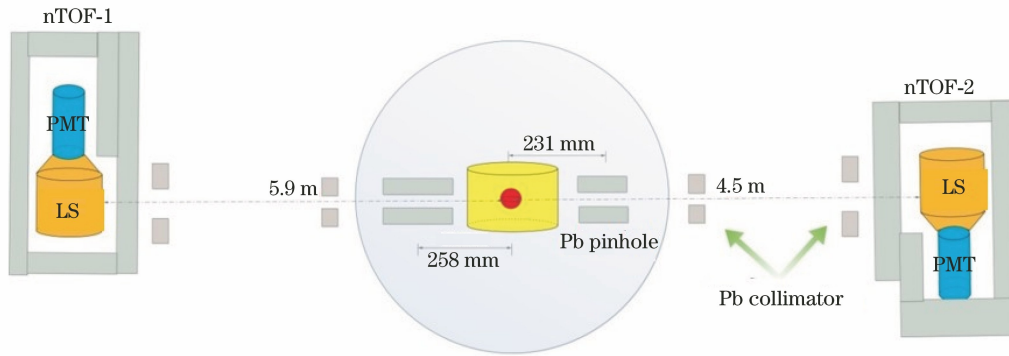


图 12 升级的 nTOF 探测系统, 图中 LS 代表液体闪烁体

Fig. 12 Upgraded nTOF detection system, where LS represents liquid scintillator

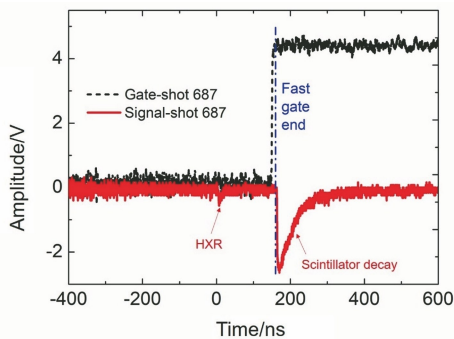


图 13 升级后 nTOF-2 测量结果^[41]

(获得文献^[41]的修改许可)

Fig. 13 Measured result by upgraded nTOF-2^[41]

(Reproduced with permission, Ref. [41])

中子产额最重要的影响因素是辐射温度。从式(2)来看,靶丸吸收辐射能量 E_{cap} 与辐射温度 T_r 近似呈 4 次方关系, Z 装置辐射温度峰值为 215 eV, 8-MA 装置约为 120 eV, 两者相差约 1.8 倍, 按式(2)靶丸吸收能量相差约 $1.8^4 (\approx 10)$ 倍。Z 装置 2004 年报道的中子产额约为 10^{10} , 如果仅考虑辐射温度峰值的因素, 估计 8-MA 装置中子产额约为 10^9 。但是, 中子产额还受辐射场的非均匀性、靶丸表面粗糙度、靶的对称性差异等因素影响。第一个因素, 黑体辐射场的非均匀性越严重, 会导致靶丸在压缩阶段更大程度地偏离理想情形, 这一数据暂时没有定量结果可用于跟 Z 装置比较。第二个因素, 正如 Slutz 等^[50]的研究结果所述, 靶丸表面粗糙度越大, YOC 越小, 实验测量的中子产额越低, 目前来看有可能 Z 装置所用的靶丸粗糙度优化得比作者课题组更好。针对第三个因素, 制靶团队首先测量了泡沫柱轴线与丝阵轴线的偏离程度(达 $150 \mu\text{m}$), 这种轴线偏离会加剧辐射场的不对称性。并且还发现靶丸定位精度仍有待提高, 通过对靶丸进行电子计算机断层扫描仪(CT)成像, 发现靶丸中心与黑腔泡沫

柱轴线中心的空间偏离程度可达 $50 \sim 600 \mu\text{m}$ ^[41], 这一偏差也可能高于 Z 装置所用靶丸, 从而导致较差的内爆对称性。这些综合因素导致了 8-MA 装置的实测中子产额和 YOC 远低于 Z 装置。

根据以上对中子产额以及 YOC 较低原因的分析, 为了改善 YOC、提升中子产额, 后续有如下一些考虑: 1) 继续优化黑腔几何, 进一步提高黑腔辐射温度 T_r , 提高靶丸吸收的 X 射线能量; 2) 进一步改善靶丸内爆对称性, 最基本的是要减小泡沫柱轴线与丝阵轴线、靶丸中心与黑腔泡沫柱轴线中心的偏离程度; 3) 测量并减小靶丸表面粗糙度。

8-MA 装置 ZPDH 驱动充气靶丸内爆中子测量结果表明, 超强本底先于目标弱中子信号到达这一特殊条件下的中子产额测量, 对测量技术是一大挑战。发展相关的高本底低产额中子诊断技术迫在眉睫, 对确认中子产额及加深对靶丸内爆物理认识具有重要意义。事实上, 这种复杂环境下的中子测量在激光 ICF 中也有应用需求。比如快点火实验中 D-D 中子信号测量, 会面临高能短脉冲激光与金锥相互作用产生的强 HXR 本底先于 D-D 中子到达探测器的情况; 中心点火实验中下散射中子测量, 会面临初级强 D-T 中子本底先于下散射中子到达的情形^[56]。只是 8-MA 装置条件下 ZPDH 驱动靶丸内爆的信噪比更低, 测量难度更大。

5.3 动态黑腔驱动靶丸内爆压缩到靶心阶段参数诊断

当前动态黑腔端面辐射亮温超过 90 eV, 理论估计考虑辐射亮温的轴向梯度分布后, 黑腔中心辐射亮温可以超过 120 eV。采用动态黑腔+碳-氢靶丸负载模拟充气靶丸负载, 在低密度碳-氢靶球中掺杂铝示踪材料, 通过测量铝的特征谱线分析靶球压缩到靶心时刻温度和密度^[60]。实现该方法可利用

弯曲晶体谱仪测量示踪元素的类氦、类氢等特征线^[61-63]。弯晶谱仪应用广泛^[63-64],其设计有多种方案,较为经典的一种方案是二维空间分辨聚焦谱仪(2-D spatial resolution focusing spectrometer,

FSSR-2D),如图 14 所示。其作为探测器的成像板部署在源与晶体顶点在罗兰圆上的对称点连线方向,连线与中心反射光线交点为成像板中心^[65]。

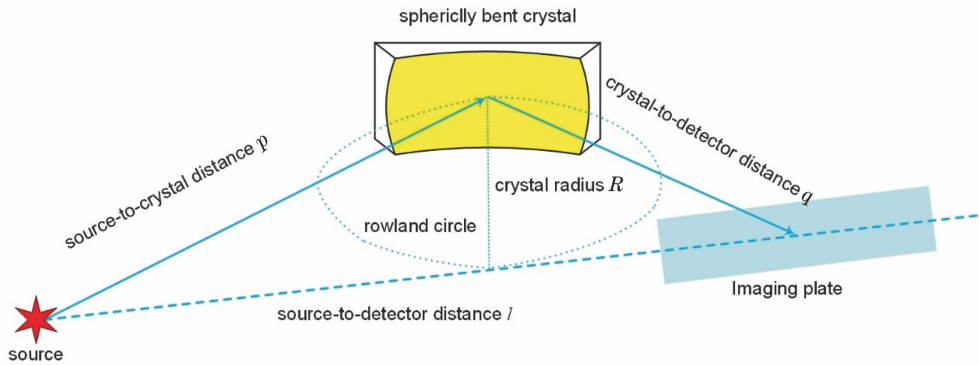


图 14 FSSR-2D 几何布局^[65]

Fig. 14 Geometrical setup of FSSR-2D^[65]

通过三角几何关系,可以得到探测器角度

$$\varphi = \begin{cases} \pi - 2\mu - \arcsin\left(\frac{R \sin \mu}{s}\right), & s_0 \geq R \cos \mu (\text{outsideRC}) \\ \arcsin\left(\frac{R \sin \mu}{s}\right) - 2\mu, & s_0 \leq R \cos \mu (\text{insideRC}) \end{cases}, \quad (3)$$

式中: μ 为主入射线的入射角, $\mu = \pi/2 - \theta$ (θ 为布拉格角); s 为晶体顶点对称点 O 到源 S 距离, $|\vec{OS}| = \sqrt{R^2 + s_0^2 - 2Rs_0 \cos \mu}$, s_0 为源到晶体顶点即主入

射线的距离;outsideRC 指源在罗兰圆外,insideRC 指源在罗兰圆内。

根据图 14 布局,按照以上分析可以计算得到几个关键几何参数。按照 8-MA 装置现场几何设计晶体谱仪,源-晶体顶点距离 $p = 1.8 \text{ m}$,探测器切线方向与主反射线夹角 $\varphi = 38.5^\circ$ 。按此布局开展光线追迹模拟,预测谱线在探测器上的分布。光线追迹模拟时的关键几何坐标表示方法如图 15 所示。

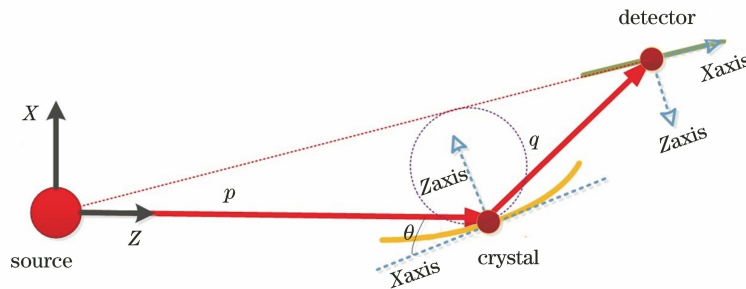


图 15 光线追迹模拟时的几何坐标表示方法

Fig. 15 Geometrical coordinate representation method during ray tracing simulation

模拟过程选择参数如下:1)源区为正方形,尺寸为 $0.4 \text{ mm} \times 0.4 \text{ mm}$;2)成像板空间分辨为 $50 \mu\text{m}$;3)目标谱线为铝线谱 $\text{H}\alpha$ (1.729 keV), $\text{He}\alpha$ (1.598 keV), $\text{He}\alpha\text{IC}$ (1.588 keV);4)选用 mica(0 0 2)球面弯曲晶体,其晶面间距 $2d = 1.99 \text{ nm}$,曲率半径 $R' = 18 \text{ cm}$ 。模拟结果如图 16 所示。

模拟结果显示了在色散方向对 3 条谱线具有较好的光谱分辨率。晶体的反射效率是影响探测系统

探测效率的关键,晶体的光谱分辨率越高,反推辐射温度的不确定度越小。弯曲晶体的制备、磨削、粘贴工艺可能会导致个体差异^[66],所以准确的反射效率与光谱分辨率需要利用所需能段的 X 光源标定。也有一些程序可以做简单的估算,本方案利用同步辐射光源研究常用的 X-ray oriented program (XOP) 程序^[67] 计算了云母球面晶体对 $\text{He}\alpha$ 线 (1.598 keV)的反射效率曲线,布拉格角为 22.8° ,如图 17 所示,其峰值反射率约为 2.4% ,光谱分辨

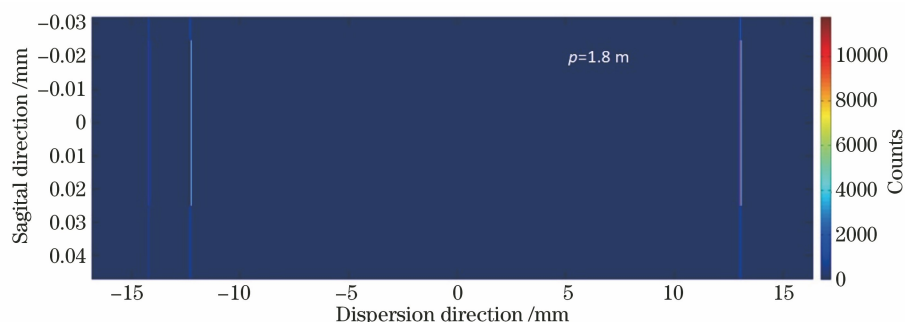


图 16 谱线分布模拟结果

Fig. 16 Simulation results of spectral line profiles

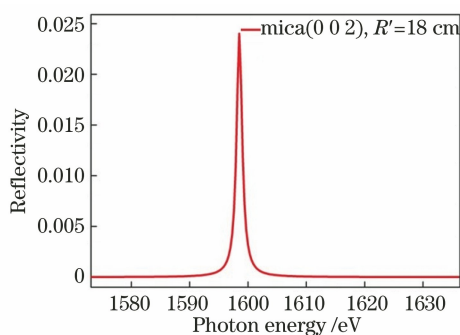


图 17 XOP 程序计算的云母球面晶体反射效率

Fig. 17 Reflectivity of spherical mica crystal calculated by XOP code

率约为 7×10^{-4} 。后期该诊断方案将应用到实验中。

6 总结及展望

综述了 8-MA 装置上近期开展的一系列关于动态黑腔的重要工作,包括观测到动态黑腔辐射源能量学典型特征,利用独立发展的双能区同时成像诊断技术观测到了冲击波形成与传播以及动态黑腔形成证据,介绍了动态黑腔参数优化研究,目前已达到大于 90 eV 的黑腔端面辐射亮温,在此基础上开展了动态黑腔驱动靶丸内爆实验探索相关研究,确认了约 1×10^7 的中子产额上限。这些研究逐步明确了 8-MA 装置与国际同类最大电流的脉冲功率装置 Z 装置之间、与面向点火目标所需要的脉冲功率装置(如国内将要建设的 50-MA 装置)之间的差距。这些研究发展的一系列诊断技术,为 Z-箍缩丰富的物理问题研究奠定了基础,为将来更大装置的实验和诊断设计提供了技术储备。

致谢 感谢中国工程物理研究院流体物理研究所 8-MA 装置运行人员在实验期间的帮助,感谢中国工程物理研究院激光聚变研究中心在负载制备方面

提供的帮助,感谢北京应用物理与计算数学研究所在理论计算方面提供的帮助。

参 考 文 献

- [1] Moses E I. The national ignition facility and the national ignition campaign[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2010, 38(4): 684-689.
- [2] Lindl J, Landen O, Edwards J, et al. Review of the national ignition campaign 2009-2012[J]. Physics of Plasmas, 2014, 21(2): 020501.
- [3] Zylstra A B, Casey D T, Kritcher A, et al. Hot-spot mix in large-scale HDC implosions at NIF [J]. Physics of Plasmas, 2020, 27(9): 092709.
- [4] Hurricane O A, Callahan D A, Casey D T, et al. Inertially confined fusion plasmas dominated by alpha-particle self-heating[J]. Nature Physics, 2016, 12(8): 800-806.
- [5] Edwards M J, Patel P K, Lindl J D, et al. Progress towards ignition on the national ignition facility[J]. Physics of Plasmas, 2013, 20(7): 070501.
- [6] Hurricane O A, Callahan D A, Casey D T, et al. Fuel gain exceeding unity in an inertially confined fusion implosion[J]. Nature, 2014, 506(7488): 343-348.
- [7] le Pape S, Hopkins L F B, Divol L, et al. Fusion energy output greater than the kinetic energy of an imploding shell at the national ignition facility [J]. Physical Review Letters, 2018, 120(24): 245003.
- [8] Casey D T, Thomas C A, Baker K L, et al. The high velocity, high adiabat, "Bigfoot" campaign and tests of indirect-drive implosion scaling [J]. Physics of Plasmas, 2018, 25(5): 056308.
- [9] Zylstra A B, Kritcher A L, Hurricane O A, et al. Record energetics for an inertial fusion implosion at NIF [J]. Physical Review Letters, 2021, 126(2): 025001.
- [10] Hohenberger M, Casey D T, Kritcher A L, et al. Integrated performance of large HDC-capsule

- implosions on the National Ignition Facility [J]. *Physics of Plasmas*, 2020, 27(11): 112704.
- [11] Kritcher A L, Casey D T, Thomas C A, et al. Symmetric fielding of the largest diamond capsule implosions on the NIF [J]. *Physics of Plasmas*, 2020, 27(5): 052710.
- [12] Robey H F, Berzak Hopkins L, Milovich J L, et al. The I-Raum: a new shaped hohlraum for improved inner beam propagation in indirectly-driven ICF implosions on the National Ignition Facility [J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25(1): 012711.
- [13] Kritcher A L, Zylstra A B, Callahan D A, et al. Achieving record hot spot energies with large HDC implosions on NIF in HYBRID-E [J]. *Physics of Plasmas*, 2021, 28(7): 072706.
- [14] Leeper R J, Ruiz C L, Chandler G A, et al. ZR neutron diagnostic suite [J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2008, 112(3): 032076.
- [15] Rochau G A, Bailey J E, Chandler G A, et al. High performance capsule implosions driven by the Z-pinch dynamic hohlraum [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2007, 49(12B): B591-B600.
- [16] Slutz S A, Bailey J E, Chandler G A, et al. Dynamic hohlraum driven inertial fusion capsules [J]. *Physics of Plasmas*, 2003, 10(5): 1875-1882.
- [17] Smirnov V P. Fast liners for inertial fusion [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1991, 33(13): 1697-1714.
- [18] Brownell J H, Bowers R L, McLenithan K D, et al. Radiation environments produced by plasma Z-pinch stagnation on central targets [J]. *Physics of Plasmas*, 1998, 5(5): 2071-2080.
- [19] Slutz S A, Herrmann M C, Vesey R A, et al. Pulsed-power-driven cylindrical liner implosions of laser preheated fuel magnetized with an axial field [J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17(5): 056303.
- [20] Cuneo M E, Herrmann M C, Sinars D B, et al. Magnetically driven implosions for inertial confinement fusion at Sandia national laboratories [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2012, 40(12): 3222-3245.
- [21] Slutz S A, Vesey R A. High-gain magnetized inertial fusion [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(2): 025003.
- [22] Bailey J E, Chandler G A, Slutz S A, et al. Hot dense capsule-implosion cores produced by Z-pinch dynamic Hohlraum radiation [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(8): 085002.
- [23] Sanford T W L, Lemke R W, Mock R C, et al. Dynamics and characteristics of a 215-eV dynamic-hohlraum X-ray source on Z [J]. *Physics of Plasmas*, 2002, 9(8): 3573-3594.
- [24] Lindl J. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain [J]. *Physics of Plasmas*, 1995, 2(11): 3933-4024.
- [25] Bailey J E, Chandler G A, Mancini R C, et al. Dynamic hohlraum radiation hydrodynamics [J]. *Physics of Plasmas*, 2006, 13(5): 056301.
- [26] Ruiz C L, Cooper G W, Slutz S A, et al. Production of thermonuclear neutrons from deuterium-filled capsule implosions driven by Z-pinch dynamic hohlraums [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93(1): 015001.
- [27] Sinars D B, Sweeney M A, Alexander C S, et al. Review of pulsed power-driven high energy density physics research on Z at Sandia [J]. *Physics of Plasmas*, 2020, 27(7): 070501.
- [28] Gomez M R, Slutz S A, Sefkow A B, et al. Experimental demonstration of fusion-relevant conditions in magnetized liner inertial fusion [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 113(15): 155003.
- [29] Gomez M R, Slutz S A, Jennings C A, et al. Performance scaling in magnetized liner inertial fusion experiments [J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(15): 155002.
- [30] Goncharov V N, Sangster T C, Radha P B, et al. Performance of direct-drive cryogenic targets on OMEGA [J]. *Physics of Plasmas*, 2008, 15(5): 056310.
- [31] McKenty P W, Sangster T C, Alexander M, et al. Direct-drive cryogenic target implosion performance on OMEGA [J]. *Physics of Plasmas*, 2004, 11(5): 2790-2797.
- [32] Rovang D C, Lamppa D C, Cuneo M E, et al. Pulsed-coil magnet systems for applying uniform 10-30 T fields to centimeter-scale targets on Sandia's Z facility [J]. *The Review of Scientific Instruments*, 2014, 85(12): 124701.
- [33] Slutz S A, Jennings C A, Awe T J, et al. Auto-magnetizing liners for magnetized inertial fusion [J]. *Physics of Plasmas*, 2017, 24(1): 012704.
- [34] Shipley G A, Awe T J, Hutsel B T, et al. Megagauss-level magnetic field production in cm-scale auto-magnetizing helical liners pulsed to 500 kA in 125 ns [J]. *Physics of Plasmas*, 2018, 25(5): 052703.
- [35] Yager-Elorriaga D A, Gomez M R, Ruiz D E, et al. An overview of magneto-inertial fusion on the Z machine at Sandia National Laboratories [J]. *Nuclear Fusion*, 2022, 62(4): 042015.
- [36] 肖德龙, 丁宁, 王冠琼, 等. Z 箍缩聚变及高能密

- 度应用研究进展[J]. 强激光与粒子束, 2020, 32(9): 092005.
- Xiao D L, Ding N, Wang G Q, et al. Review of Z-pinch driven fusion and high energy density physics applications [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2020, 32(9): 092005.
- [37] 黄显宾, 徐强, 王昆仑, 等. 基于箍缩装置的高能量密度物理实验研究进展[J]. 强激光与粒子束, 2021, 33(1): 012002.
- Huang X B, Xu Q, Wang K L, et al. Progress on high energy density physics experiments with pinch devices[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2021, 33(1): 012002.
- [38] Meng S J, Hu Q Y, Ning J M, et al. Measurement of axial radiation properties in Z-pinch dynamic hohlraum at Julong-1[J]. Physics of Plasmas, 2017, 24(1): 014505.
- [39] Ye F, Xiao D L, Qin Y, et al. Investigation on the main characteristics of dynamic hohlraum formation at the Julong-1 facility [J]. Physics of Plasmas, 2020, 27(9): 093301.
- [40] Yi Q, Guo H S, Hu Q Y, et al. On the bremsstrahlung background of the neutron yield diagnostic in deuterium-filled capsule implosions driven by Z-pinch dynamic hohlraums on an 8-MA pulsed power facility[J]. Physics of Plasmas, 2020, 27(10): 102709.
- [41] Yi Q, Meng S J, Yang J L, et al. Estimates of upper limit of neutron yield in experiments with Z-pinch dynamic hohlraums at 8-MA pulsed power facility [J]. Physics of Plasmas, 2021, 28(8): 082706.
- [42] Xiao D L, Ye F, Meng S J, et al. Preliminary investigation on the radiation transfer in dynamic hohlraums on the PTS facility [J]. Physics of Plasmas, 2017, 24(9): 092701.
- [43] Huang X B, Ren X D, Dan J K, et al. Radiation characteristics and implosion dynamics of Z-pinch dynamic hohlraums performed on PTS facility [J]. Physics of Plasmas, 2017, 24(9): 092704.
- [44] Sanford T W L, Cuneo M E, Bliss D E, et al. Demonstrated transparent mode in nested wire arrays used for dynamic hohlraum Z pinches[J]. Physics of Plasmas, 2007, 14(5): 052703.
- [45] Nash T J, Derzon M S, Allshouse G, et al. Dynamic hohlraum experiments on SATURN [C]. AIP Conference Proceedings, 1997, 409: 175-182.
- [46] Derzon M S, Allshouse G O, Deeney C, et al. Experimental results and modeling of a dynamic hohlraum on SATURN [R]. Albuquerque: Sandia National Lab(SNL-NM), 1998.
- [47] Callahan D A, Hurricane O A, Kritcher A L, et al. A simple model to scope out parameter space for indirect drive designs on NIF [J]. Physics of Plasmas, 2020, 27(7): 072704.
- [48] MacLaren S A, Masse L P, Czajka C E, et al. A near one-dimensional indirectly driven implosion at convergence ratio 30 [J]. Physics of Plasmas, 2018, 25(5): 056311.
- [49] Hu S X, Goncharov V N, Radha P B, et al. Two-dimensional simulations of the neutron yield in cryogenic deuterium-tritium implosions on OMEGA [J]. Physics of Plasmas, 2010, 17(10): 102706.
- [50] Slutz S A, Peterson K J, Vesey R A, et al. Integrated two-dimensional simulations of dynamic hohlraum driven inertial fusion capsule implosions [J]. Physics of Plasmas, 2006, 13(10): 102701.
- [51] Rochau G A, Derzon M S, Fehl D, et al. Modeling a one-dimensional bremsstrahlung and neutron imaging array for use on Sandia's Z machine [J]. Review of Scientific Instruments, 1999, 70(1): 549-552.
- [52] Si F N, Yang J L, Xu R K, et al. A Pb-TLD spectrometer to measure high energy photons in Z-pinch experiments on the primary test stand [J]. Fusion Engineering and Design, 2017, 118: 1-4.
- [53] Knoll G F. Radiation detection and measurement [M]. New Jersey: John Wiley & Sons, 2010.
- [54] Law J J. Isomeric activation of silver with bremsstrahlung [J]. Journal of Nuclear Science and Technology, 1971, 8(6): 351-353.
- [55] Yoshida E, Kobayashi T, Kojima Y, et al. Half-lives of isomeric levels of ^{107m}Ag , ^{109m}Ag and ^{103m}Rh photoactivated by ^{60}Co γ -ray irradiation [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2000, 449(1/2): 217-220.
- [56] Stoeckl C, Cruz M, Glebov V Y, et al. A gated liquid-scintillator-based neutron detector for fast-ignitor experiments and down-scattered neutron measurements [J]. The Review of Scientific Instruments, 2010, 81(10): 10D302.
- [57] Ruskov E, Glebov V Y, Darling T W, et al. Gated liquid scintillator detector for neutron time of flight measurements in a gas-puff Z-pinch experiment [J]. The Review of Scientific Instruments, 2019, 90(7): 073505.
- [58] Lauck R, Brandis M, Bromberger B, et al. Low-afterglow, high-refractive-index liquid scintillators for fast-neutron spectrometry and imaging applications [J]. IEEE Transactions on Nuclear Science, 2009, 56(3): 989-993.
- [59] 龚建伟, 陈兵. 间接式 X 射线探测器的核心器件及其耦合方式 [J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59

- (7): 0700003.
Gong J W, Chen B. Core devices and coupling modes of indirect X-ray detectors [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2022, 59(7): 0700003.
- [60] Apruzese J P, Davis J, Whitney K G, et al. The physics of radiation transport in dense plasmas [J]. *Physics of Plasmas*, 2002, 9(5): 2411-2419.
- [61] Bennett G R, Sinars D B, Wenger D F, et al. High-brightness, high-spatial-resolution, 6.151 keV X-ray imaging of inertial confinement fusion capsule implosion and complex hydrodynamics experiments on Sandia's Z accelerator (invited) [J]. *Review of Scientific Instruments*, 2006, 77(10): 10E322.
- [62] Nash T, Derzon M, Leeper R, et al. Spatially and temporally resolved crystal spectrometer for diagnosing high-temperature pinch plasmas on Z [J]. *Review of Scientific Instruments*, 1999, 70(1): 302-304.
- [63] Harding E C, Ao T, Bailey J E, et al. Analysis and implementation of a space resolving spherical crystal spectrometer for X-ray Thomson scattering experiments [J]. *The Review of Scientific Instruments*, 2015, 86(4): 043504.
- [64] 周维民, 于明海, 张天奎, 等. 基于皮秒拍瓦激光的高分辨 X 射线背光照相研究 [J]. *中国激光*, 2020, 47(5): 0500010.
Zhou W M, Yu M H, Zhang T K, et al. High-resolution X-ray backlight radiography using picosecond petawatt laser [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(5): 0500010.
- [65] Ao T, Harding E C, Bailey J E, et al. Relative X-ray collection efficiency, spatial resolution, and spectral resolution of spherically-bent quartz, mica, germanium, and pyrolytic graphite crystals [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2014, 144: 92-107.
- [66] 王占山, 黄秋实, 张众, 等. 极紫外、X 射线和中子薄膜光学元件与系统 [J]. *光学学报*, 2021, 41(1): 0131001.
Wang Z S, Huang Q S, Zhang Z, et al. Extreme ultraviolet, X-ray and neutron thin film optical components and systems [J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(1): 0131001.
- [67] del Rio M S, Dejus R J. XOP 2.1: a new version of the X-ray optics software toolkit [C]. *AIP Conference Proceedings*, 2004, 705(1): 784-787.