

在间接驱动内爆实验中采用花生腔增强对称性调控*

黄天暄¹⁾ 吴畅书²⁾ 陈忠靖¹⁾ 晏骥^{1)†} 李欣²⁾ 葛峰峻²⁾ 张兴¹⁾蒋炜¹⁾ 邓博¹⁾ 侯立飞¹⁾ 蒲昱东¹⁾ 董云松¹⁾ 王立锋²⁾

1) (激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2022 年 5 月 2 日收到; 2022 年 10 月 3 日收到修改稿)

在 100 kJ 激光装置上开展了基于三台阶整形脉冲的间接驱动惯性约束聚变内爆实验研究. 采用传统充气直柱金壁黑腔设计, 在激光脉冲作用后期, 腔内金等离子体运动对激光能量沉积和 X 光辐射场空间分布产生严重扰动, 导致靶丸赤道驱动偏弱, 形成不可接受的扁圆内爆. 本文采用新型的花生腔设计, 通过调节外环激光光斑及其产生的金泡的初始位置, 补偿和缓解金等离子体运动对黑腔 X 光辐射分布产生的扰动影响, 获得球对称的靶丸辐射驱动. 在靶丸驱动辐射温度相同的条件下, 由于驱动对称性得到显著改善, 实验观测到花生腔内爆热斑接近球形, 中子产额的测量结果与内爆一维模拟计算结果的比值 (YOS) 达到 30%; 而直柱腔内爆热斑呈现扁圆形状, YOS 仅为 13%. 模拟计算和实验结果一致表明, 在三台阶整形脉冲驱动内爆实验中, 花生腔设计可以有效抑制外环金泡膨胀加剧产生的不利因素, 增强辐射驱动和内爆对称性调控, 并提高内爆性能.

关键词: 惯性约束聚变, 间接驱动, 内爆对称性**PACS:** 52.57.-z, 52.57.Fg**DOI:** 10.7498/aps.72.20220861

1 引言

惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 内爆实验研究的主要目的是在实验室内实现热核聚变点火^[1], 其中间接驱动中心点火是当今 ICF 研究的主要技术路线, 工作原理如下^[2,3]. 首先, 将多束整形脉冲激光注入到高原子序数材料 (例如金或铀) 构成的黑腔中, 将激光能量转换为 X 光辐射. 然后, X 光辐射烧蚀内部填充聚变燃料的靶丸^[4], 产生烧蚀压驱动靶丸球对称内爆. 在内爆阻滞阶段, 壳层动能转换为燃料内能, 聚变燃料被高度压缩, 并在其中心形成高温热斑. 当中心热斑达到物理设计的高能量密度状态后, 就会产生足够的聚变反应放能, 实现聚变点火. 提高燃料压缩度是降低激光驱动能量要求与激光装置规模的有效途径, 方

法是采用持续时间较长的序列激光脉冲获得三台阶甚至四台阶整形辐射驱动脉冲, 产生 3 个或 4 个球形汇聚冲击波序列, 使内爆压缩过程尽量逼近等熵过程, 从而把燃料压缩到满足点火靶物理设计要求的高面密度状态. 不过, 随着燃料压缩度的升高以及驱动脉冲作用时间的延长, 对辐射驱动和内爆对称性的要求也随之提高. 因此, 通过优化靶物理设计与精密化对称性调控实验互相结合, 降低辐射驱动不对称性及其产生的内爆不对称性, 逼近理想的球对称内爆压缩, 是实现聚变点火目标的前提条件之一.

在间接驱动内爆实验中, 靶的构型与参数以及激光排布与波形相互匹配、相互约束. 相应地, 为了逼近理想球对称内爆压缩, 其对称性调控方法的选用及其具体适用范围也与靶物理设计紧密相关. 在中国 100 kJ 激光装置上^[5], 受限于其固有的激

* 国家自然科学基金 (批准号: 12075221, 12075220) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lucifer@mail.ustc.edu.cn

光束几何布局, 通常采用两端分别开有激光注入孔 (laser entrance hole, LEH) 的直柱黑腔开展间接驱动内爆实验研究. 黑腔对称轴与水平面垂直, 靶丸、黑腔与承载激光器终端和诊断设备的球形靶室三者中心重合, 上下各有 24 束波长为 $0.35\ \mu\text{m}$ 的三倍频钷玻璃激光经过 LEH 中心对称注入黑腔^[6]. 每端入射激光又按照与黑腔对称轴的夹角分为四组形成锥环, 分别是 4 束 28.5° 、4 束 35° 、8 束 49.5° 和 8 束 55° , 各个锥环中的激光束沿方位角方向均匀排布. 其中 28.5° 和 35° 两个角度的激光束占总数的比例为 $1/3$, 激光光斑位于黑腔腰部, 合称为内环激光; 49.5° 和 55° 两个角度的激光束占总数的比例为 $2/3$, 激光光斑靠近黑腔两端, 合称为外环激光. 在上述实验排布基础上, 通过对激光功率平衡的控制以及黑腔 X 光辐射场固有的空间匀滑效应, 靶丸表面的 X 光辐照能流能够获得很好的环向对称性, 可忽略其随方位角变化的涨落. 通常把随极角变化的 X 光辐照能流分布, 按照勒让德基函数展开^[2], 定义 n 阶模的扰动幅度与平均辐照能流的比值为驱动不对称性 P_n . 在靶丸表面的 X 光辐照能流分布中, 奇数阶模和高阶模的 P_n 不对称性较易得到有效控制或被匀滑到可接受水平, 因此在实验中重点关注以 P_2 与 P_4 为代表的低阶辐射驱动不对称性及由此产生的内爆不对称性^[6-9]. 在采用直柱腔的间接驱动内爆实验中, 通过对黑腔长度与直径的比例、内外环激光光斑的相对位置等几何参数进行优化设计, 能够较好控制 P_4 不对称性. 然而, 驱动不对称性 P_2 分量的调控难度很大, 主要原因在于以下几个方面^[2,3]: 激光注入孔导致黑腔内 X 光辐射泄漏; X 光吸收再发射使腔壁光斑区与非光斑区对黑腔辐射场贡献的比例随时间变化; 黑腔腔壁和靶丸烧蚀等离子体喷射运动, 与入射激光相互作用使激光能量沉积分布随时间发生变化; 以及交叉束能量转移机制可能导致激光能量不受控制地在不同光束或光环间转移等. 在激光与黑腔等离子体相互作用中需要特别关注的是, 由于外环激光功率密度较高, 对腔壁金材料产生强烈烧蚀, 喷射的冕区等离子体温度较高、密度较低, 一般简称为金泡. 外环金泡的膨胀速度很快, 给对称性调控带来两个方面的不利影响, 一是直接使外环光斑位置发生移动, 改变外环激光能量吸收分布; 二是侵入内环激光传输通道, 吸收一部分内环激光能量, 并改变内环激光能量吸收分布. 以上两种因

素都会对黑腔辐射场分布产生重大影响, 导致靶丸辐射驱动 P_2 不对称性正向增长.

在 100 kJ 激光装置上, 前期使用黑腔充气、调节内外环激光功率比等传统 P_2 不对称性调控方法, 已经在方波脉冲和两台整形脉冲驱动的内爆实验中获得满足物理设计要求的辐射驱动对称性, 并分别演示了接近球对称的近一维内爆^[6-8]. 但是, 当采用三台整形脉冲驱动开展间接驱动内爆实验研究时^[9], 随着驱动脉冲作用时间延长, 金泡膨胀的影响不断加剧, 导致驱动不对称性 P_2 出现大幅度正向增长, 使辐射驱动在靶丸赤道附近偏弱、两极附近偏强, 从而产生扁圆内爆. 美国 1.8 MJ 国家点火装置^[10] (National Ignition Facility, NIF), 其激光排布与中国 100 kJ 激光装置类似, 主要采用两端驱动的直柱黑腔开展 ICF 点火实验研究^[2,3]. 基于 NIF 开展的大量整形脉冲驱动内爆实验研究^[11-23] 也表明, 现有各种对称性调控方法在面对更长脉冲驱动、更复杂黑腔等离子体环境时都存在各自的局限性, 不能充分满足内爆对称性调控需求. 例如, 可以直接改变内外环激光功率比调控 P_2 , 但当 P_2 在驱动脉冲作用后期增长超过预期时, 就只能降低外环激光峰值功率以维持驱动对称性, 代价是降低峰值辐射温度, 减少靶丸吸收能量; 可以通过提高黑腔充气密度抑制腔壁等离子体运动, 降低随时间变化的 P_2 不对称性, 但是充气密度升高也会导致激光等离子体参量不稳定性 (LPI) 变得严重, 给对称性调控带来新的困难; 也可以通过改变激光波长差, 采用束间能量转移的方法以补偿内环驱动不足, 但在黑腔充气密度较高时, 容易导致超出可接受水平的时变驱动不对称性涨落. 总而言之, 在很宽参数范围内, 整形脉冲驱动内爆实验都存在靶丸赤道附近驱动强度偏弱的风险, 容易产生不对称的扁圆内爆. 针对这个问题, Robey 等^[24] 以低密度充气直柱黑腔为基础设计了一种花生构型黑腔, 在黑腔两侧外环激光辐照的区域分别增加一个环形凹槽, 即通过扩大黑腔局部半径增加外环金泡向心运动距离, 延缓其侵入内环激光传输通道的时间, 以便在更长时间内维持辐射驱动对称性. 近年来, 新的花生腔设计已经帮助美国在 NIF 点火攻关实验中取得重大进展^[25,26], 大幅提升了整形脉冲驱动内爆实验综合性能, 表明其已成为一种有效的对称性调控辅助手段. 另外, 美国 NIF 在 2021 年 1.37 MJ 放能实验中^[27], 采用低密度充气

直柱黑腔, 通过受控的束间能量转移技术有效补偿内环驱动不足, 也为对称性调控发挥了重要作用. 以上研究表明^[11–27], 在 ICF 点火实验研究中, 任何一种手段都不能一劳永逸地解决对称性调控的问题, 必须综合运用多种对称性调控手段对时变驱动不对称性进行针对性的精密调谐, 才可能获得满足具体点火靶物理设计需求的内爆对称性.

目前, 为了在 100 kJ 激光装置上继续深入开展三台阶整形脉冲驱动内爆实验研究, 首先需要解决靶丸赤道驱动偏弱的问题. 本文借鉴 NIF 实验的设计思路, 将传统直柱腔^[7–9]改进为花生腔, 并开展了花生腔与直柱腔的对比实验研究. 主要目的是在靶丸驱动辐射温度相同的条件下, 通过花生腔凹槽在黑腔半径和长度两个方向改变外环激光光斑与金泡的初始位置, 抑制 P_2 不对称性正向增长, 增强对称性调控能力. 值得注意的是, 中国 100 kJ 激光装置与美国 NIF 的对称性调控实验条件和花生腔实验设计存在较大差别. 具体而言, NIF 花生腔针对点火靶物理实验设计, 其凹槽深度与黑腔半径相比较小, 主要目的是延缓外环金泡阻挡内环激光传输, 有效延长整形脉冲驱动作用时间. 在 100 kJ 激光装置上, 黑腔半径小于 NIF 点火黑腔的一半, 但外环金泡的运动速度却不低于 NIF. 因此, 需要根据具体的内爆实验设计, 合理选择花生腔凹槽的位置和尺寸等参数, 以满足内爆对称性调控需求. 显然, 如果凹槽尺寸偏小, 达不到抑制 P_2 不对称性增长的目的; 如果偏大, 就会显著降低驱动强度, 同时对时变不对称性调控产生不利影响. 鉴于 ICF 间接驱动内爆物理实验的现象、过程和机制非常复杂, 本文采用实验测量与模拟计算互相结合的方法, 检验花生腔设计改善辐射驱动和内爆对称性, 以及提高内爆性能的效果.

本文首先介绍基于三台阶整形脉冲驱动的内爆实验设计与方法, 包括实验测量和打靶后模拟计算方面的考虑, 然后从黑腔等离子体运动、X 光辐射特性等方面展示模拟计算与实验测量结果, 并对直柱腔和花生腔的不同特点进行分析和讨论. 最后从靶丸辐射驱动与内爆对称性, 以及内爆主要性能等方面分析花生腔的改进效果.

2 内爆实验设计与方法

近年来, 在我国 100 kJ 激光装置上, 基于直柱

黑腔开展的两台阶整形脉冲驱动内爆实验研究已经取得较大进展^[7,8]. 为了进一步提高内爆性能, 物理设计要求使用三台阶整形脉冲驱动开展内爆物理实验研究. 前期研究结果表明^[9], 在直柱腔结构下采用三台阶整形脉冲驱动, 其 P_2 不对称性正向增长幅度很大, 导致靶丸赤道驱动偏弱, 最终将形成扁圆的内爆热斑. 本文参照直柱腔内爆实验设计, 靶和激光主要参数不变, 仅在上述直柱腔的外环光斑处增加环形凹槽, 将其改造成花生腔, 目的是抑制黑腔等离子体运动影响, 增强对称性调控, 实现球形内爆. 下面详细介绍这两种腔型的对比实验设计和实验方法.

如图 1 所示, 48 束激光的打靶方式与前期内爆实验设计相同^[6–9]. 每束激光脉冲采用相同的参数设计, 由 3 个平顶子脉冲序列构成. 第 1 个子脉冲激光功率为每束 0.35 TW, 脉宽 0.5 ns; 间隔 1 ns 后, 第 2 个子脉冲的功率为每束 0.6 TW, 脉宽 1.1 ns; 再间隔 0.5 ns 后, 第 3 个子脉冲功率为每束 0.85 TW, 脉宽 1 ns. 另外, 在内环激光脉冲零前 1.5 ns 加载每束 0.02 TW, 脉宽 1 ns 的低功率烧膜脉冲, 用于提前烧穿 LEH 封口膜, 为后续激光脉冲注入黑腔打开通道. 所有激光束都采用连续相位板 (CPP) 进行光束匀滑, 在黑腔 LEH 所在平面的截面均为直径 500 μm 的圆斑. 48 路三倍频激光总能量约为 93 kJ, 预脉冲部分激光能量约为 8.4 kJ. 基于以上激光参数设计打靶, 将获得一种比较特殊的三台阶整形辐射驱动脉冲, 对于内爆不稳定性增长具有较好的抑制作用, 有助于提高内爆综合性能, 其具体设计思路和细节可参阅相关文献^[9].

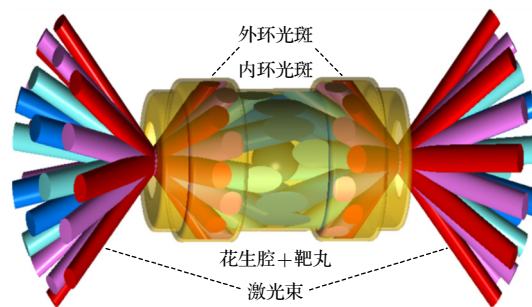


图 1 花生腔激光打靶示意图, 与直柱腔的区别是在外环激光光斑处具有环形凹槽

Fig. 1. The I-Raum has recessed pockets for the laser spots of outer cones, slightly different from a cylinder.

实验所用直柱腔的腔壁材料为金, 厚度 60 μm , 内壁直径 2600 μm , 长度 4680 μm . 激光注入孔直径

为 $1500\ \mu\text{m}$, 封口薄膜材料选用聚酰亚胺 (C_8H_8), 厚度 $0.5\ \mu\text{m}$, 腔内填充新戊烷 (C_5H_{12}) 气体, 密度 $1\ \text{mg}/\text{cm}^3$. 靶丸球壳的材料为掺硅塑料 (CH 掺 Si, 原子比 1%), 其内表面直径 $750\ \mu\text{m}$, 球壳厚度 $60\ \mu\text{m}$, 球内燃料为氘气 (D_2), 常温压强 $10\ \text{atm}$ ($1\ \text{atm} = 101.3\ \text{kPa}$). 为了观测靶丸内爆热斑等离子体发光图像, 在黑腔腰部开设 $300\ \mu\text{m} \times 300\ \mu\text{m}$ 对穿诊断孔, 孔内分别用 CH 塑料填满, 厚度 $60\ \mu\text{m}$.

花生腔的构型如图 1 所示, 其主要结构参数与直柱腔完全一致, 仅仅在外环激光光斑位置添加环形凹槽. 单个环形凹槽在径向的深度为 $200\ \mu\text{m}$, 在轴向的宽度为 $1000\ \mu\text{m}$, 其中心位置与黑腔腰部赤道面距离为 $1340\ \mu\text{m}$. 通过花生腔优化驱动对称性的基本思路如图 2 所示. 花生腔凹槽使外环激光光斑及金泡的初始位置同时在黑腔半径方向外移, 在轴线方向内移. 图 2 中, a 代表外环光斑或金泡的初始位置中心在靶丸球坐标系中的极角, d 代表外环光斑或金泡的初始位置中心到内环激光通道的距离. 花生腔 a_2 比直柱腔 a_1 大约 7° , 即在花生腔中, 靶丸中心到外环激光光斑中心的视线向靶丸赤道方向偏移了 7° . 由于黑腔内激光光斑区的 X 光发射比非光斑区强很多, 以上视场变化将使得靶丸赤道附近驱动得到相对增强. 由于花生腔 d_2 比直柱腔 d_1 大 $120\ \mu\text{m}$, 假设外环金泡膨胀速度相同, 花生腔能够在更长时间内保持内环激光传输通道的通畅, 从而使得赤道附近的辐射场相对变强. 上述两个因素都有利于抑制 $P2$ 不对称性正向增长, 相对提升靶丸赤道驱动强度, 改变目前直柱腔条件下两极强于赤道的现状.

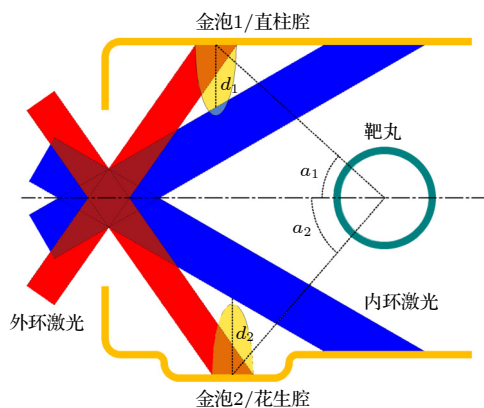


图 2 直柱腔 1 与花生腔 2 内金泡、内外环激光束与靶丸的几何关系图

Fig. 2. Schematic illustration for gold bubbles, laser beams and the capsule inside a cylinder 1 or an I-raum 2.

与 $100\ \text{kJ}$ 激光装置上其他内爆实验诊断排布相同 [6-9], 实验中采用多种诊断设备, 分别测量获得表征黑腔等离子体运动、X 光辐射温度、内爆不对称性、中子发射峰值时刻和聚变中子产额等关键物理特性的实验数据. 采用 X 光针孔相机从靠近激光注入孔法线方向测量黑腔等离子体发射 X 光图像, 观察激光注入和黑腔等离子体运动情况 [7]. 使用背向散射光测量系统测量激光背向散射能量和份额, 以便对实际打靶激光参数进行修正 [9]. 使用平响应 X 光探测器 (XRD) 测量从黑腔 LEH 发射的 X 光辐射功率 [28], 采用黑腔局部辐射温度 T_{rhoh} (单位为 eV) 等效表示从该诊断视线方向观测到的黑腔 X 光辐射平均发射能流 (单位为 W/cm^2). 另外, 采用靶丸驱动辐射温度 T_{rcap} (单位为 eV) 等效表示靶丸表面 X 光辐射平均照射能流 (单位为 W/cm^2). 以上等效辐射温度与 X 光能流的关系由斯忒藩-玻耳兹曼定律决定 [2]. 使用 X 光分幅相机从黑腔赤道诊断口法线方向测量内爆热斑等离子体发射 X 光图像, 获得内爆不对称性实验数据 [29]. 使用中子飞行时间谱仪测量中子发射峰值时刻 [30]. 使用钽活化探测器测量氘氘聚变中子产额 [31].

本文采用两种成熟的模拟工具分步完成黑腔与内爆的模拟计算, 与实验测量互相补充, 以便更加全面地认识和理解花生腔设计对黑腔与内爆物理特性带来的变化和影响. 第一步, 采用实际打靶的靶参数和激光参数, 模拟计算黑腔等离子体时空演化与 X 光辐射驱动特性. 模拟工具是 LARED 集成程序 [32,33], 可进行带靶丸的黑腔二维数值模拟计算, 其物理模型采用柱坐标系中的二维拉格朗日网格, 并对上述 4 种角度的入射激光强度在各自的锥环内部沿方位角方向进行平均近似处理. LARED 集成程序主要用于计算激光与黑腔的能量耦合、黑腔等离子体运动与 X 光辐射场分布、黑腔与靶丸的能量耦合等. 第二步, 利用模拟计算得到的靶丸表面 X 光平均辐照能流, 模拟计算靶丸内爆中子产额等主要性能. 模拟工具是 RDMG 内爆一维数值模拟程序 [34], 其物理模型采用球坐标系中的一维拉格朗日网格, 在计算靶丸内爆动力学、内爆能量耦合等方面具有较高的置信度. 由于内爆二维模拟计算结果置信度较低, 本文直接使用热斑发射 X 光图像的实验测量结果作为评估内爆对称性的依据. 另外, 将实验测量的聚变中子产额与内爆一维模拟计算结果的比值 (即 yield over simulation, YOS), 作为评估内爆综合性能的依据.

3 黑腔等离子体运动与 X 光辐射特性

实验中采用 X 光针孔相机通过激光注入孔测量获得黑腔等离子体发射 X 光的时间积分图像^[7], 通过平面镜结合滤片选择成像能点 (约 2.5 keV), 空间分辨约 50 μm . 图 3(a), (b) 分别是直柱腔和花生腔的测量结果. X 光针孔相机的诊断主视线与激光注入孔法线的夹角为 20° , 在图中投影为上下方向. 根据几何投影关系, 可知每个分图从上到下大体可分为 4 个特征区域: 靶丸阴影区, 外环光斑区, 非光斑区, 内环光斑区. 黑腔内, 激光光斑冕区等离子体电子温度达到 2—3 keV, 可激发金 M 带 (1.8—4 keV) 发射, 在图中形成亮区; 非光斑区等离子体温度小于 300 eV, 在 2 keV 以上发光很弱, 在图中形成暗区. 图中上半部分发光区与黑腔远端外环激光光斑对应, 靶丸部分遮挡诊断视野, 并在最上面形成类似月缺的阴影区. 下半部分发光区主要与黑腔腰部内环激光光斑对应, 在激光脉冲作用后期, 近端外环激光等离子体发光区在图中从下至上侵入诊断视野. 由于这两种因素的叠加, 使得图像中下半部分最高发光强度甚至超过上半部分. 由于等离子体堵口影响, 黑腔 LEH 的轮廓尺寸略小于其初始直径 1500 μm .

在基本相同的激光参数条件下, 花生腔外环发光区②的位置朝黑腔腰部偏移了 150 μm . 这个现象说明花生腔内辐射场分布向黑腔腰部方向倾斜, 意味着靶丸赤道附近驱动得到相对增强, 与实验设计思路一致.

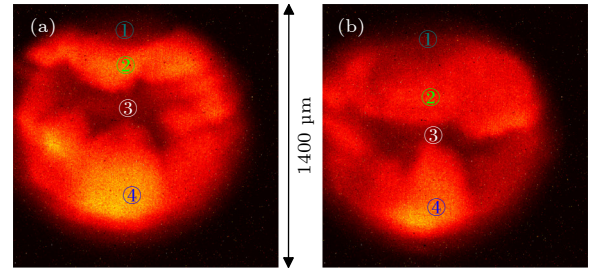


图 3 黑腔等离子体发射 X 光图像 (a) 直柱腔; (b) 花生腔
①靶丸阴影区, ②外环光斑区, ③非光斑区, ④内环光斑区

Fig. 3. X-ray emission images from the hohlraum plasma: (a) Cylinder; (b) I-raum, ① capsule shadow, ② outer laser spots, ③ dark region without laser, ④ inner laser spots, respectively.

实验中, 使用背向散射光测量系统抽样测量部分光束的背向散射光能量和份额^[9]. 从实验测量结果来看, 直柱腔实验中各束激光的背散份额在 5%—15% 之间不等, 花生腔实验中背散份额平均每束低约 1%, 表明两种腔型的激光等离子体不稳定性行为相差不大. 为减少模拟偏差, 本文采用激光参数的实际测量结果扣除背向散射光份额后作为模拟计算的激光输入条件. 使用 LARED 集成程序^[32,33] 对两个对比实验进行二维模拟计算, 得到黑腔等离子体状态参数、激光能量吸收与 X 光辐射等主要物理量的时空演化图像, 可用于分析金等离子体演化及其对 X 光辐射场分布的影响. 图 4 给出在激光加载 4 ns 时刻的模拟计算结果, 图 4(a) 为直柱腔, 图 4(b) 为花生腔. 在图 4 各分图中, 从第一到第四象限分别用色标给出激光能量吸收 (单位为 $\text{erg} \cdot (0.1 \text{ ns})^{-1} \cdot \mu\text{m}^{-3}$)、电子温度 T_e (单位

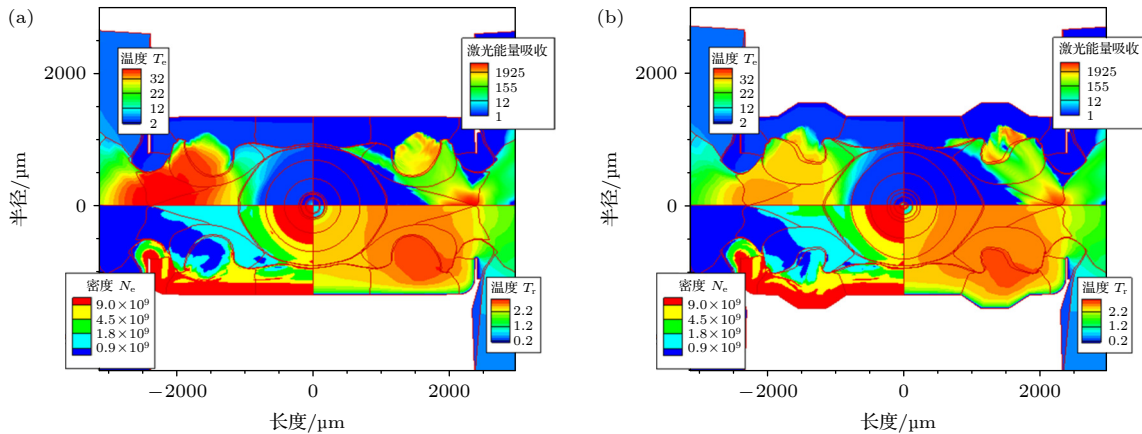


图 4 激光能量吸收 (第一象限)、电子温度 T_e (第二象限)、电子密度 N_e (第三象限) 和辐射温度 T_r (第四象限) 在激光加载 4.0 ns 时刻的空间分布 (a) 直柱腔; (b) 花生腔

Fig. 4. Distributions of laser energy absorption (1 st quadrant), electron temperature T_e (2 nd quadrant), electron density N_e (3 rd quadrant), and radiation temperature T_r (4 th quadrant), respectively, at 4.0 ns: (a) Cylinder; (d) I-raum.

为 MK)、电子密度 N_e (单位为 μm^{-3}) 和辐射温度 T_r (单位为 MK) 的空间分布。

从图 4 可以看到, 在激光脉冲作用后期, 尽管黑腔内部等离子体状态分布演化非常复杂, 但靠近黑腔 LEH 的外环金泡清晰可辨 (与花生腔凹槽位置对应, 参见图 2)。图 4(a) 直柱腔中金泡发展得比较充分, 其前端更早进入内环激光传输通道, 使得更多激光能量被黑腔 LEH 附近低密度 (第三象限) 等离子体吸收, 导致其温度 (第二象限) 明显升高。图 4(b) 花生腔中, 环形凹槽的存在, 除了延迟金泡膨胀后前端进入内环激光通道的作用外, 由于黑腔等离子体填充情况有所缓解, 激光能量在激光注入孔附近低密度等离子体区沉积很少, 致使其温度较直柱腔显著降低。黑腔等离子体状态和激光能量沉积分布 (第一象限) 的变化, 使花生腔内辐射场分布 (第四象限) 发生了预期的改变, 与直柱腔相比, 其外环热 X 光发射强区向黑腔腰部方向发生了百微米级别的偏移。总体来说, 根据以上分析可以判断, 图 4 模拟计算结果与图 3 实验观测结果是定性自洽的。

实验中, 使用平响应 X 光探测器测量从黑腔注入孔发射的 X 光辐射功率 [28], 并给出黑腔局部辐射温度 T_{rhol} 。探测器诊断视线与黑腔 LEH 法线 (黑腔中轴线) 的夹角为 42° , 探测器的能谱响应范围是 0.1—4.0 keV, 辐射温度的测量不确定度为 3%。图 5 说明激光-X 光辐射能量转换情况。图 5(a) 给出 48 束合计的实际打靶激光脉冲总功率曲线, 其中, 蓝色短划线为直柱腔, 红色实线为花生腔。图 5(b) 给出黑腔局部辐射温度 T_{rhol} 的模拟计算

与实验测量结果, 其中, 蓝色十字为直柱腔计算值, 红色圆圈为花生腔计算值, 蓝色短划线为直柱腔测量值, 红色实线为花生腔测量值。可以看到, 根据实际打靶激光脉冲参数模拟计算得到的黑腔局部辐射温度值与实验测量值基本一致, 花生腔与直柱腔的差别也很小, 峰值辐射温度差小于 2 eV。

综上所述, 反映黑腔等离子体运动与 X 光辐射主要特性的模拟计算与实验测量符合较好, 表明在三台阶整形脉冲驱动内爆实验中, 花生腔能够按照设计要求控制黑腔等离子体运动的影响, 并有效改变黑腔 X 光辐射场分布。

4 靶丸辐射驱动与内爆主要特性

本文通过 LARED 集成程序计算给出随时间变化的靶丸驱动辐射温度 T_{rcap} 以及驱动不对称性分量 (P2 和 P4)。图 6 展示两种黑腔条件下的模拟计算结果, 其中, (空心圆圈+) 虚线为直柱腔, (实心圆点+) 实线为花生腔。从图 6 中可以看到, 两个实验中靶丸驱动辐射温度 T_{rcap} 的时间波形几乎完全一致, 第一、二和三台阶峰值分别为 (139 ± 2) eV, 207 eV 和 229 eV, 仅第一台阶峰值略有偏差。在这两个实验中, 以下因素都会对靶丸辐照能流产生影响: 与直柱腔相比, 因环形凹槽的存在, 花生腔腔壁内表面积有一定增大, 腔壁能量漏失随之增加; 又因开口面积所占比例相对下降, 花生腔开口的能量漏失率相对下降; 扣除背向散射光能量份额后, 花生腔实验中实际吸收激光能量略高。几种因素综合作用, 使两种腔型的靶丸驱动辐射温度高度一致, 为随后分析不对称性变化对内爆性能的影响提

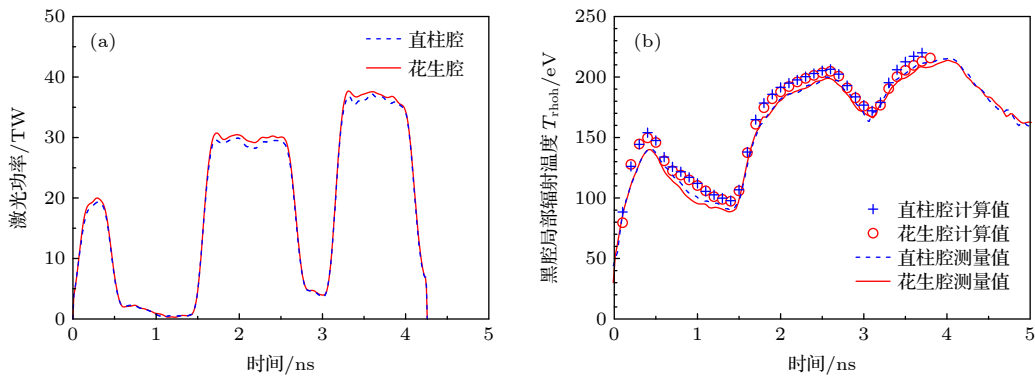
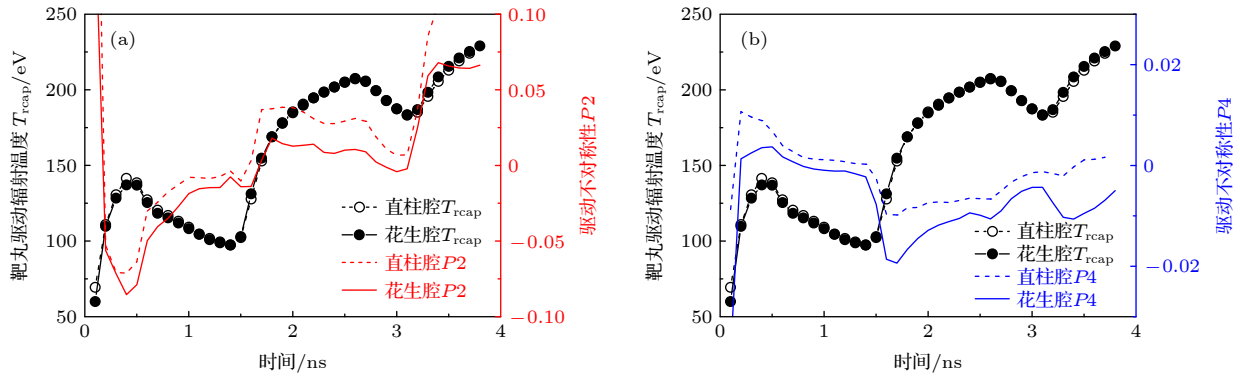


图 5 激光-X 光辐射能量转换 (a) 实际打靶激光功率; (b) 黑腔局部辐射温度 T_{rhol} 的模拟计算和实际测量结果

Fig. 5. Laser energy converted into X-ray radiation: (a) Laser power measured for cylinder (blue dash) and for I-raum (red solid), respectively; (b) local radiation temperature T_{rhol} simulated for cylinder (blue cross) and for I-raum (red circle), and measured for cylinder (blue dash) and for I-raum (red solid), respectively.

图6 模拟计算得到的靶丸驱动辐射温度 T_{rcap} 与驱动不对称性 (a) P2; (b) P4Fig. 6. Simulated drive temperatures T_{rcap} and asymmetry components on the capsules, respectively: (a) P2; (b) P4.

供了便利条件. 从图 6(a) 可以看到, 直柱腔驱动不对称性 $P2$ 分量随时间增加的起伏变化较大, 在辐射驱动第一、二和三台阶峰值时刻分别为 -7% , 3% 和 11% , 两极驱动明显偏强; 花生腔 $P2$ 在辐射驱动第一、二和三台阶峰值时刻分别为 -8% , 1% 和 7% , 通过抑制 $P2$ 不对称性正向增长, 显著改善了靶丸辐射驱动对称性. 本文第 2 节提到, 花生腔使外环光斑中心初始位置在靶丸球坐标系中的极角 α 增大 7° , 金泡初始位置到内环激光束的距离 d 增大 $120 \mu\text{m}$. 前者对 $P2$ 的改变是从激光加载时刻就开始, 这个补偿作用基本不随时间变化, 约在 -1% 水平; 后者的作用是延缓金泡膨胀对内环激光传播的影响, 对 $P2$ 的改变随时间的延长逐渐显现. 图 6(a) 中 $P2$ 不对称性的变化正是说明了以上实验设计的有效性. 从图 6(b) 可以看到, 两个实验的 $P4$ 不对称性平均值都在零附近, 随时间的起伏较小 ($\pm 1\%$), 基本满足实验设计要求. 上述结果表明, $P2$ 不对称性是目前对称性调控的主要矛盾, 花生腔能够有效抑制 $P2$ 不对称性正向增长, 大幅度改善辐射驱动对称性.

实验中采用阵列针孔成像结合 X 光门控分幅相机测量内爆热斑的自发 X 光图像 [29], 通过相机能谱响应与滤片结合选择成像能点 ($> 5 \text{ keV}$), 每幅图像的选通时间宽度为 70 ps , 空间分辨为 $15 \mu\text{m}$. 图 7 显示两种黑腔构型下的内爆热斑发射 X 光图像, 分别取自内爆 X 光发射最强时刻, 可用于表征内爆阻滞阶段的内爆不对称性. 其中, 图 7(a) 为直柱腔, 图 7(b) 为花生腔. 在各分图中, 实际分析数据时选取与峰值强度 30% 对应的等高线, 得到热斑轮廓半径随极角 θ 变化的分布函数 $r(\theta)$. 然后, 将 $r(\theta)$ 按照勒让德基函数展开, 计算平均半径

与各阶模的扰动幅度. 最后, 根据扰动幅度与平均半径的比值分别得到 $P2$ 与 $P4$ 等内爆不对称性分量. 值得注意的是, 此处定义的内爆不对称性与上文定义的驱动不对称性存在很大差别, 虽然在物理上密切相关, 但含义完全不同. 当驱动不对称性 $P2$ 分量为正时, 将导致内爆不对称性 $P2$ 分量为负; 反之亦然. 另外, 虽然在图 7 中使用色标表示 X 光发射强度的相对变化, 但只能通过各子图分别进行轮廓分析. 由于门控分幅相机微带增益变化较大, 目前缺乏可靠标定技术, 使得以上分别来自两发实验的图像数据不可直接进行强度对比.

从图 7(a) 可以看到, 直柱腔实验严重偏向扁圆形内爆 ($P2: -35\%$, $P4: -8\%$), 说明内爆过程中辐射驱动在靶丸两极方向过强. 从图 7(b) 可知, 花生腔实验非常接近球形内爆 ($P2: 0\%$, $P4: -1\%$), 说明花生腔对辐射驱动 $P2$ 不对称性的修正有效, 显著改善了辐射驱动和内爆对称性. 这里需要说明, 对于图 7(a), 其热斑不仅具有非常强的内爆 $P2$ 不对称性, 还具有较强的 $P4$ 不对称性. 通过对比推测, 此处的内爆 $P4$ 不对称性应当不是单纯由驱动 $P4$ 不对称性直接导致的, 而是由于多模扰动耦合导致 $P4$ 非线性增长的结果.

总之, 在花生腔与直柱腔的对比实验中, 内爆不对称性 (图 7) 与驱动不对称性 (图 6) 的变化趋势在物理上是自洽的. 直柱腔中靶丸极区驱动强于赤道, 产生扁圆内爆; 花生腔修正了 $P2$ 不对称性, 使辐射驱动从靶丸极区附近向赤道附近倾斜, 改善了靶丸辐射驱动对称性, 产生近球形内爆. 模拟计算和实验结果均表明花生腔确实能够在补偿和缓解黑腔等离子体运动影响, 调控辐射驱动和内爆对称性方面发挥很大作用.

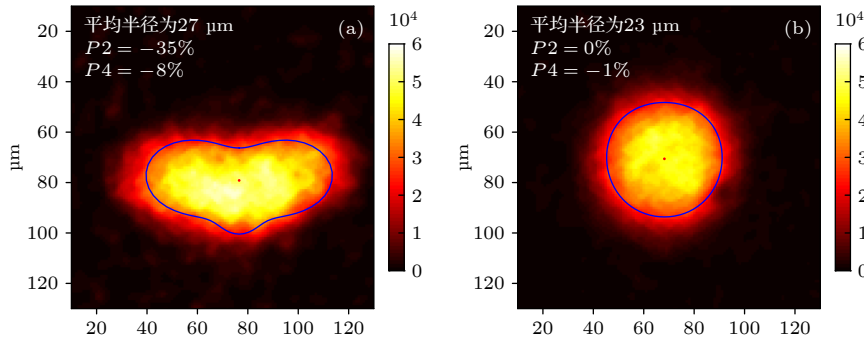


图 7 最强时刻的内爆热斑发射 X 光图像, 取 30% 等高线 (a) 直柱腔; (b) 花生腔

Fig. 7. X-ray emission images from implosion hotspots at peak time, with a contour at 30% of the maximum intensity, respectively: (a) Cylinder; (b) I-raum.

如图 6 所示, 在两种黑腔构型下, 靶丸驱动辐射温度高度一致, 因此采用 RDMG 一维内爆模拟计算给出的主要结果基本相同. 其中, 与内爆阻滞时刻密切相关的中子发射峰值时刻为 4.4 ns, 聚变中子产额为 2.1×10^{10} . 实验中, 使用中子飞行时间谱仪测量中子发射峰值时刻^[30], 获得花生腔和直柱腔的测量值分别为 4.2 ns 和 4.3 ns, 测量不确定度约 100 ps, 表明其计算值与测量值基本一致. 另外, 从 X 光分幅相机测量结果 (参见图 7) 也可以获得内爆热斑 X 光发射最强时刻的数据, 其测量值分别滞后中子发射峰值时刻约 300 ps. 上述两个特征时刻的差异主要由两方面因素导致. 一是与内爆压缩物理有关, 驱动能量通过壳层做功传递给燃料离子形成热斑, 离子温度上升后产生热核聚变反应, 并发射中子; 离子能量通过碰撞传递给电子, 电子温度上升后发射 X 光. 因此, X 光发射峰值时刻会略晚于中子发射峰值时刻. 二是与实验测量方法有关, X 光分幅相机不仅定时精度较差, 而且对热斑 X 光发射图像的采样时刻数量有限, 因此, X 光发射最强时刻的测量不确定度相对较大. 本文主要以实验测量中子产额与实验后一维数值模拟计算给出的中子产额之比 (YOS) 作为内爆综合性能的评估依据. 实验中, 使用钆活化探测器测量氘氚聚变中子产额^[31], 测量不确定度为 7%. 在内爆阻滞阶段, 花生腔实验的内爆对称性非常好, 中子产额的测量值为 6.3×10^9 , YOS 达到 30%. 直柱腔实验的内爆热斑严重变形, 导致内爆综合性能显著下降, 其中子产额为 2.7×10^9 , YOS 仅为 13%.

尽管已经取得内爆 P_2 不对称性和聚变中子产额 YOS 的明显改善, 本文对花生腔的研究还只是处于初步探索阶段. 为了在靶丸驱动辐射温度相同

的条件下, 进行花生腔与直柱腔的对比研究, 本文采用的实验设计比较简单, 尚未开展更加精密的内爆性能调谐和优化设计工作. 例如, 目前只是在内爆阻滞阶段控制住内爆 P_2 不对称性, 辐射驱动 P_2 不对称性随时间变化的起伏仍然很大, 这可能是目前整形脉冲驱动内爆中子产额与一维内爆数值模拟计算偏差较大的主要原因. 为了进一步提高三台阶整形脉冲驱动内爆实验的综合性能, 需要在后续研究中继续采用模拟与实验互相结合的方法, 加强以下几方面的工作: 首先, 在不降低靶丸驱动辐射温度的前提下, 进一步优化花生腔凹槽位置和深度等参数, 并结合对激光内外环功率比 (特别是在激光脉冲前沿部分) 的时间分辨调节, 以控制辐射驱动不对称性随时间变化的涨落幅度, 向理想的球对称辐射驱动逼近, 减少壳层动能转化为热斑内能过程中的能量损耗; 然后, 还需要对三台阶整形脉冲驱动产生的 3 个内爆冲击波的追赶时序与汇聚位置进行优化设计和实验调谐, 抑制内爆熵增对内爆性能的影响; 同时, 采取有效措施, 抑制内爆流体力学不稳定性增长与内爆混合的不利影响. 预期完成上述研究后, 可以显著缩小模拟计算与实验测量的偏差, 同步提升精密化实验和模拟能力, 为进一步开展 ICF 内爆物理实验研究提供有力支持.

5 结 论

本文在三台阶整形脉冲驱动内爆实验中, 利用花生腔的环形凹槽修正外环激光光斑及金泡的初始位置, 有效抑制辐射驱动 P_2 不对称性的正向增长, 增强了内爆对称性调控能力.

本文采取了实验测量与实验后模拟计算互相结合的方法, 完成了直柱腔与花生腔的对比研究.

第一步, 测量获得的黑腔等离子体发射 X 光图像与模拟计算给出的黑腔等离子体运动与能量分布演化都清楚表明, 花生腔内与外环对应的发光强区向黑腔腰部偏移, 使靶丸赤道附近驱动得到增强. 第二步, 测量获得的黑腔局部辐射温度与根据模拟计算得到的辐射温度基本一致, 为模拟计算靶丸辐射驱动特性的可靠性提供了间接检验. 第三步, 测量获得的内爆热斑不对称性与模拟计算给出的驱动不对称性互相印证, 在物理上是自洽的: 直柱腔极区驱动偏强, 产生扁圆内爆, 花生腔成功修正了 $P2$ 不对称性, 实现了近球形内爆. 第四步, 内爆中子产额的实验测量值与一维模拟计算值比较, 表明在靶丸驱动辐射温度相同的条件下, 内爆对称性的改善对实验综合性能产生了显著影响: 直柱腔内爆热斑 $P2$ 约为 -35%, YOS 仅为 13%; 花生腔内爆热斑 $P2$ 约为 0%, YOS 达到 30%.

实验测量和模拟计算一致表明, 在三台阶整形脉冲驱动内爆实验中, 花生腔设计确实有助于增强 $P2$ 不对称性调控能力, 从扁圆内爆改进为近球形内爆, 显著提高了内爆综合性能. 后续还将从以下几个方面继续开展研究, 进一步优化内爆性能. 例如, 对花生腔凹槽位置和深度等参数进行优化, 结合对激光脉冲前沿部分内外环功率比的调节精细调控时变驱动不对称性, 减少靶丸壳层动能的损耗; 通过优化多个内爆冲击波的追赶时序与汇聚位置控制内爆熵增; 抑制流体力学不稳定性增长导致的内爆混合等.

参考文献

- [1] Nuckolls J, Wood L, Thiessen A, Zimmerman G 1972 *Nature* **239** 139
- [2] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, et al. 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
- [3] Lindl J D, Landen O L, Edwards J, NIC Team 2014 *Phys. Plasmas* **21** 020501
- [4] Kozioziemski B, Mapoles E, Sater J, et al. 2011 *Fusion Sci. Technol.* **59** 14
- [5] Zheng W G, Wei X F, Zhu Q H, et al. 2016 *High Power Laser Sci. Eng.* **4** e21
- [6] Pu Y D, Huang T X, Ge F J, et al. 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 085017
- [7] Li C Y, Wu C S, Huang T X, et al. 2019 *Phys. Plasmas* **26** 022705
- [8] Gu J F, Ge F J, Zou S Y, et al. 2018 *Phys. Plasmas* **25** 122706
- [9] Yan J, Shen H, Chen Z J, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 016011
- [10] Moses E I, Boyd R, Remington B, et al. 2009 *Phys. Plasmas* **16** 041006
- [11] Fernández J C, Goldman S R, Kline J L, et al. 2006 *Phys. Plasmas* **13** 056319
- [12] Edwards M J, Patel P K, Lindl J D, et al. 2013 *Phys. Plasmas* **20** 070501
- [13] Weber S V, Casey D T, Ede D C, et al. 2014 *Phys. Plasmas* **21** 112706
- [14] Park H S, Hurricane O A, Callahan D A, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 055001
- [15] Pak A, Dewald E L, Landen O L, et al. 2015 *Phys. Plasmas* **22** 122701
- [16] Hinkel D E, Berzak Hopkins L F, Ma T, et al. 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 225002
- [17] Ho D D, Haan S W, Salmonson J D, et al. 2016 *J. Phys. Conf. Ser.* **717**(1) 012023
- [18] Milovich J L, Dewald E L, Pak A, et al. 2016 *Phys. Plasmas* **23** 032701
- [19] Pape S L, Berzak Hopkins L F, Divol L, et al. 2016 *Phys. Plasmas* **23** 056311
- [20] Hall G N, Jones O S, Strozzi D J, et al. 2017 *Phys. Plasmas* **24** 052706
- [21] Callahan D A, Hurricane O A, Ralph J E, et al. 2018 *Phys. Plasmas* **25** 056305
- [22] Ralph J E, Landen O L, Divol L, et al. 2018 *Phys. Plasmas* **25** 082701
- [23] Kritcher A L, Ralph J, Hinkel D E, et al. 2018 *Phys. Rev. E* **98** 053206
- [24] Robey H F, Hopkins L B, Milovich J L, and Meezan N B, 2018 *Phys. Plasmas* **25** 052706
- [25] Zylstra A B, Hurricane O A, Callahan D A, et al. 2021 *Nucl. Fusion* **61** 116066
- [26] Zylstra A B, Hurricane O A, Zimmerman G B 2022 *Nature* **601** 542
- [27] Abu-Shawareb H, et al. (ICF Collaboration). 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 075001
- [28] 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
- [29] Jiang W, Yan J, Ge F J, Chen T, Jing L F, Chen Z J, Chen B L, Pu Y D, Yu B, Duan X X, Huang T X, Zheng J, Ding Y K 2019 *Phys. Plasmas* **26** 022704
- [30] Tang Q, Chen J B, Xiao Y Q, Yi T, Liu Z J, Zhan X Y, Song Z F 2020 *Rev. Sci. Instrum.* **91** 023508
- [31] Song Z F, Chen J B, Liu Z J, Zhan X Y, Tang Q 2015 *Plasma Sci. Technol.* **17** 337
- [32] Fan Z F, Zhu S P, Pei W B, Ye W H, Li M, Xu X W, Wu J F, Dai Z S, Wang L F 2012 *EPL: Lett. J. Explor. Front. Phys.* **99** 65003
- [33] Song P, Zhai C L, Li S G, et al. 2015 *High Power Laser Part. Beams* **27** 032007 (in Chinese) [宋鹏, 翟传磊, 李双贵, 等 2015 强激光与粒子束 **27** 032007]
- [34] Pei W B, Zhu S P 2009 *Physics* **38** 559 (in Chinese) [裴文兵, 朱少平 2009 物理 **38** 559]

Improving symmetry tuning with I-raum in indirect-driven implosions^{*}

Huang Tian-Xuan¹⁾ Wu Chang-Shu²⁾ Chen Zhong-Jing¹⁾ Yan Ji^{1)†} Li Xin²⁾
 Ge Feng-Jun²⁾ Zhang Xing¹⁾ Jiang Wei¹⁾ Deng Bo¹⁾ Hou Li-Fei¹⁾
 Pu Yu-Dong¹⁾ Dong Yun-Song¹⁾ Wang Li-Feng²⁾

¹⁾ (Research Center of Laser Fusion, Mianyang 621900, China)

²⁾ (Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

(Received 2 May 2022; revised manuscript received 3 October 2022)

Abstract

Indirectly driven inertial confinement fusion implosions using a three-step-shaped pulse are performed at a 100 kJ laser facility. At late time of the pulse, deposition of laser energy and distribution of X-ray radiation are significantly disturbed by motion of gold plasma in the original gas-filled cylindrical hohlraum with gold wall. As a result, owing to the lack of X-ray drive at the equator of the capsule, an unacceptable oblate implosion is produced. In the I-raum modified from the above cylindrical hohlraum, the initial positions of outer laser spots and gold bubbles are appropriately shifted to modify the disturbed radiation distribution due to plasma evolution, resulting in a spherically symmetric drive on the capsule. In the implosion shots with almost the same drive pulse, owing to improved symmetry, an spherical hotspot is observed in the new I-raum, and YOS (the ratio of measured neutron yield over simulated one) is up to 30%, while an oblate hotspot is observed in the cylinder, and YOS is only 13%. The simulation calculations and experimental measurements show that the I-raum can be used to significantly reduce the impact of gold bubble expansion in the three-step-shaped pulse driven implosion, which helps to tune the drive and implosion symmetry, and to improve its over-all performance.

Keywords: inertial confinement fusion, indirect-drive, implosion symmetry

PACS: 52.57.-z, 52.57.Fg

DOI: 10.7498/aps.72.20220861

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12075221, 12075220).

[†] Corresponding author. E-mail: lucifer@mail.ustc.edu.cn

在间接驱动内爆实验中采用花生腔增强对称性调控

黄天暄 吴畅书 陈忠靖 晏骥 李欣 葛峰峻 张兴 蒋炜 邓博 侯立飞 蒲昱东 董云松 王立锋

Improving symmetry tuning with I-raum in indirect-driven implosions

Huang Tian-Xuan Wu Chang-Shu Chen Zhong-Jing Yan Ji Li Xin Ge Feng-Jun Zhang Xing
Jiang Wei Deng Bo Hou Li-Fei Pu Yu-Dong Dong Yun-Song Wang Li-Feng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 025201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20220861

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20220861>

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

Z箍缩动态黑腔驱动靶丸内爆动力学

Numerical studies on dynamics of Z-pinch dynamic hohlraum driven target implosion

物理学报. 2018, 67(2): 025203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171640>

惯性约束聚变装置中靶面光场特性的统计表征方法

Method of statistically characterizing target plane light field properties in inertial confinement fusion device

物理学报. 2019, 68(8): 084207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182091>

基于束间动态干涉的快速匀滑新方法

Ultrafast smoothing scheme based on dynamic interference structure between beamlets of laser quad

物理学报. 2020, 69(6): 064206 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190962>

基于涡旋光束的超快速角向集束匀滑方案

Ultrafast azimuthal beam smoothing scheme based on vortex beam

物理学报. 2019, 68(2): 024207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181361>

激光加载下金属锡材料微喷颗粒与低密度泡沫混合实验研究

Observation of ejecta tin particles into polymer foam through high-energy X-ray radiography using high-intensity short-pulse laser

物理学报. 2019, 68(7): 076201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182280>

对美国国家点火装置2010年以来实验设计思路的分析

Analysis of design principles of the experiments on the National Ignition Facility since 2010

物理学报. 2022, 71(13): 135202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220199>