

激光驱动黑腔 X 射线源辐照泡沫靶的 等离子体特性及加热机制模拟*

胡小楠¹⁾³⁾ 费雯静¹⁾³⁾ 袁赞^{1)3)†} 林杰¹⁾³⁾ 马步博²⁾
任洁茹²⁾ 罗文^{1)3)‡} 赵永涛²⁾

1) (南华大学核科学技术学院, 衡阳 421001)

2) (西安交通大学物理学院, 物质非平衡合成与调控教育部重点实验室, 西安 710049)

3) (南华大学, 先进核能技术设计与安全教育部重点实验室, 衡阳 421001)

(2025 年 12 月 29 日收到; 2026 年 3 月 17 日收到修改稿)

等离子体环境对离子束的能量沉积行为及核反应产额具有重要影响. 在实验室条件下制备参数可控、空间均匀的等离子体环境, 是精确研究聚变物理与天体物理相关核反应机制的关键前提. 本文采用二维辐射流体力学数值模拟方法, 研究了激光驱动黑腔 X 射线辐射场作用下, 泡沫靶的等离子体演化特性及其加热机制. 研究表明, 激光能量沉积后, 黑腔内部通过多次吸收与再发射过程形成辐射温度约 20 eV 的准黑体辐射场. 该辐射场在密度为 2 mg/cm^3 的低密度泡沫靶中驱动超声速辐射热波传播, 使能量以体加热形式沉积, 从而实现近似等容的均匀加热. 在 $4 \text{ ns} < t < 8 \text{ ns}$ 的时间区间内, 可形成宽度约 $260 \text{ }\mu\text{m}$ 的高均匀性等离子体通道, 其面密度与电子温度保持良好的时空一致性, 为离子束注入提供了理想的时空窗口. 随着泡沫靶密度的增大, 辐射加热波逐渐向烧蚀加热波转变, X 射线加热机制由准等容加热过渡至烧蚀加热, 流体动力学效应显著增强, 最终破坏准等容加热条件. 该研究揭示了黑腔 X 射线照射下泡沫靶等离子体特性及加热机制的密度依赖规律, 为实验制备准静态均匀等离子体提供理论参考.

关键词: 辐射流体力学, 黑腔辐射源, 辐射烧蚀, 烧蚀产生等离子体

DOI: [10.7498/aps.75.20251776](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251776)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251776](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251776)

1 引言

针对实验室条件下的高温高密度等离子体环境中的离子束能量沉积及核反应研究, 能够深化对核反应截面以及能量运输机制的认识, 对惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 和天体物理研究具有直接推动作用^[1-7], 而大型激光装置的发展为相关研究提供了新机遇^[8-14]. 例如, 法国

LULI 实验室研究团队发现, 激光加速的强流质子束在等离子体中激发的质子-硼-11 ($p\text{-}^{11}\text{B}$) 核反应 α 粒子产额与固态硼靶相比提高近两个数量级^[15]. 该研究表明, 等离子体环境对核反应产额具有显著影响. 因此, 在实验室条件下构建可控等离子体环境, 并系统开展核反应测量研究, 不仅有助于完善相关物理模型, 而且对聚变科学与天体物理中极端等离子体条件下核反应机制的研究具有重要支撑作用.

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1603300)、国家自然科学基金 (批准号: 12305270, 12422512, 12405238) 和中国博士后科学基金会支持计划 (批准号: GZC20241372) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuanyun_usc@qq.com

‡ 通信作者. E-mail: wen.luo@usc.edu.cn

在实验中, 等离子体温度和密度的空间不均匀性会使诊断信号呈现明显的体积积分效应^[16], 从而增大对具体物理过程反演与解释的不确定性. 为便于理论模型的对比与验证, 实验室产生的等离子体应尽可能实现空间上的均匀分布, 并保持状态参数的稳定与可控. 均匀等离子体的制备方法已从早期的激光直接驱动发展为以间接辐射驱动为主. 在激光直接驱动方案中, Tauschwitz 等^[17]采用激光直接辐照碳箔产生等离子体, 但由于激光焦斑强度分布不均匀, 等离子体温度和密度呈现显著的空间梯度. 随后, Frank 等^[18]采用双侧对称激光入射方式改善了能量沉积的均匀性, 将等离子体持续时间延长至数纳秒. 然而, 由于等离子体持续膨胀演化, 有效诊断时间窗口受限, 从而影响对准稳态参数的精确测量. 在激光间接驱动方案中, 黑腔作为 X 射线辐射源是制备均匀等离子体的核心. Vergunova 等^[19]基于 PHELIX 装置研究了金黑腔产生的 X 射线对低密度泡沫的辐射加热过程, 证实了黑腔辐射具有在体积内均匀沉积能量的特性. Faik 等^[20]的数值研究表明, 利用黑腔辐射加热低密度碳泡沫, 可获得持续时间约 5 ns 的准均匀等离子体, 其密度与电离度等参数的非均匀性小于 7%. Rosmej 等^[21,22]的实验与数值研究揭示 X 射线加热过程主要由超声速辐射热波主导, 并定量分析了加热阶段的能量沉积及转换效率. 针对高密度均匀等离子体的制备需求, Ortner 等^[23]发展了双黑腔构型, 通过初级球腔 X 射线源体积加热次级柱腔内的碳箔样品, 在等离子体密度较高且分布相对均匀的条件下, 将等离子体持续时间延长至约 5 ns. Schumacher 等^[24]在双黑腔构型中利用激光驱动产生的强 X 射线将碳箔加热时间缩短至 3 ns 以内, 并系统测量了该构型下的辐射温度演化特性. Ma 等^[25,26]通过激光驱动黑腔辐射加热三醋酸纤维素 (tri-cellulose acetate, TAC) $C_9H_{16}O_8$ 泡沫, 制备了持续时间较长的均匀等离子体, 并结合高分辨率光谱诊断对等离子体状态参数进行了精确表征. 此外, Lei 等^[27]研究表明, 黑腔几何结构的不对称性会引起辐射场分布偏差, 从而导致辐射温度空间分布不均并驱动等离子体产生非均匀膨胀.

尽管国内外已围绕激光驱动均匀等离子体的产生机制及其诊断技术开展了大量实验研究, 但受限于现有诊断手段的时空分辨能力, 等离子体局部非均匀结构及其快速动力学演化过程仍难以被精

确刻画. 在数值模拟方面, 针对黑腔辐射特性及泡沫等离子体动力学行为的研究仍相对不足, 尤其缺乏对不同泡沫密度条件下 X 射线加热机制转变规律的分析. 基于上述问题, 本文采用二维辐射流体力学数值模型, 对激光驱动黑腔 X 射线源辐照泡沫靶过程中的等离子体特性及加热机制开展研究, 重点分析黑腔辐射场在低密度泡沫靶中形成准静态、时空均匀等离子体环境的物理机制及其参数依赖关系. 本文其余结构安排如下: 第 2 节介绍理论模型与数值建模; 第 3 节给出模拟结果并进行物理分析与讨论; 第 4 节为结论部分.

2 理论模型及数值建模

2.1 辐射流体模型

本文采用辐射流体力学程序 FLASH^[28], 对激光驱动黑腔 X 射线源辐照泡沫靶形成均匀等离子体的物理过程进行数值模拟研究. FLASH 是一套多物理场耦合、具备高度可扩展性的并行有限体积欧拉框架, 可用于求解高能量密度物理中的复杂流体动力学问题. 在本研究中, 程序基于三温 (电子、离子与辐射) 模型对流体动力学方程组进行求解, 并在数值计算中自洽耦合了激光能量沉积、辐射输运以及电子热传导等关键物理过程, 从而能够较为完整地描述激光-黑腔-泡沫靶相互作用过程中的能量转换与输运机制. 三温等离子体体系的控制方程组可表示为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) + \nabla P_t = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho E_t}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E_t + P_t) \mathbf{v}] = Q_t - \nabla \cdot \mathbf{q}, \quad (3)$$

其中, ρ 是等离子体质量密度, \mathbf{v} 是流体速度. 此外, $P_t = P_i + P_e + P_r$ 是总压强, 包含离子、电子和辐射压强. $E_t = e_i + e_e + e_r + \frac{1}{2} \mathbf{v} \cdot \mathbf{v}$ 是总比能, 包含离子、电子、辐射比内能和比动能. $\mathbf{q} = \mathbf{q}_e + \mathbf{q}_r$ 为热流项, 包含电子热流项和辐射热流项. 模拟过程中电子热传导使用经典的 Spitzer-Harm 模型. Q_t 是沉积的激光功率密度. 模拟中激光光束由大量射线组成, 激光功率沿射线路径满足衰减方程:

$$\frac{dP[\mathbf{r}(t)]}{d\mathbf{r}(t)} = -v_{ib}[\mathbf{r}(t)] P, \quad (4)$$

其中 $\mathbf{r}(t)$ 为沿射线的路径坐标, v_{ib} 表示逆韧致吸收频率, 表示为 $n_e v_{ei}/n_c$. v_{ei} 为电子-离子碰撞频率, 其具体表达式为

$$v_{ib}[\mathbf{r}(t)] = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{m_e} \right)^{1/2} \frac{Z e^4}{n_c k_B T_e^{3/2}} \frac{n_e[\mathbf{r}(t)]^2 \ln A[\mathbf{r}(t)]}{T_e[\mathbf{r}(t)]^{3/2}}, \quad (5)$$

其中 m_e 是电子质量, n_e 是电子数密度, e 是电子电荷, Z 是平均电离度, k_B 是玻尔兹曼常数, T_e 是电子温度. $\ln(A)$ 表示库仑对数, 具体表达式为

$$\ln(A) = \ln \left[\frac{3}{2Z e^3} \left(\frac{k_B T_e^3}{\pi n_e} \right)^{1/2} \right].$$

对方程 (4) 积分可得射线功率在空间中的指数衰减形式:

$$P_l = P_0 \exp \left\{ - \int_{r_0}^{r_l} v_{ib} r'(t) dr'(t) \right\}.$$

某计算单元 (cell) 内单束光线的功率沉积为: $\Delta P = P_0 - P_{\text{exit}}$, 其中 P_0 为入射光线进入 cell 时的功率, P_{exit} 为光线从该 cell 出射时的剩余功率 (当光束离开 cell 时的 P_l 就是 P_{exit}). 该单元总的激光功率沉积为 $\sum_{i=1}^n \Delta P_i$, 即所有光线的功率沉积之和, 其中 n 为该单元入射光线总数. 因此, 沉积的激光功率密度:

$$Q_l = \sum_{i=1}^n \Delta P_i / \Delta V_{\text{cell}},$$

其中 ΔV_{cell} 为该单元的体积.

三温模型分别对电子温度 T_e 、离子温度 T_i 和辐射温度 T_r 建立独立的演化方程, 能够刻画电子与离子之间因能量弛豫时间尺度差异而产生的非平衡温度分离特征. 在激光驱动形成的高能量密度等离子体中, 系统通常处于显著的热力学非平衡态, 且辐射输运效应不可忽略, 因此在能量守恒描述中必须分别考虑电子、离子及辐射场的能量贡献及其耦合过程. 在此框架下, 总能量守恒方程可分解为电子能量方程、离子能量方程以及辐射能量方程, 其具体形式如下:

$$\frac{\partial(\rho e_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e_i \mathbf{v}) + P_i \nabla \cdot \mathbf{v} = \rho \frac{C_{v,e}}{\tau_{ei}} (T_e - T_i), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho e_e)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e_e \mathbf{v}) + P_e \nabla \cdot \mathbf{v} \\ & = \rho \frac{C_{v,e}}{\tau_{ei}} (T_i - T_e) - \nabla \cdot \mathbf{q}_e + Q_{\text{abs}} - Q_{\text{emis}} + Q_l, \quad (7) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial(\rho e_r)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e_r \mathbf{v}) + P_r \nabla \cdot \mathbf{v} = -\nabla \cdot \mathbf{q}_r - Q_{\text{abs}} + Q_{\text{emis}}, \quad (8)$$

其中, $c_{v,e}$ 是电子比热容, τ_{ei} 是电子-离子碰撞能量交换弛豫时间. Q_{abs} 表示由于总辐射吸收而增大的电子内能, Q_{emis} 表示由于总辐射发射而减小的电子内能, 这两项可通过多群辐射输运理论计算. 对于第 g 群 ($1 \leq g \leq N_g$), 总辐射能可以表示为各群辐射能之和:

$$Q_{\text{abs}} = \sum_{g=1}^{N_g} Q_{\text{abs},g}, \quad Q_{\text{emis}} = \sum_{g=1}^{N_g} Q_{\text{emis},g}, \quad \mathbf{q}_r = \sum_{g=1}^{N_g} \mathbf{q}_{r,g}, \quad (9)$$

第 g 群辐射能量密度 $u_{r,g}$ 的演化方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u_{r,g}}{\partial t} + \nabla \cdot (u_{r,g} \mathbf{v}) + \left(\frac{u_{r,g}}{e_r} \right) P_r \nabla \cdot \mathbf{v} \\ & = -\nabla \cdot \mathbf{q}_{r,g} + Q_{\text{emis},g} - Q_{\text{abs},g}, \quad (10) \end{aligned}$$

总辐射比内能与 $u_{r,g}$ 的关系为

$$\rho e_r = \sum_{g=1}^{N_g} u_{r,g}.$$

三温模型通过状态方程将等离子体各组分的压力与温度自洽关联. 为使控制方程组可解, 需引入材料的状态方程 (EOS) 及辐射不透明度 (opacity) 数据. 本文采用 More 等^[29] 提出的 QEOS (quotidian EOS) 模型计算状态方程. 该模型综合理想气体、德拜-爱因斯坦以及托马斯-费米模型, 能够在较宽的温度与密度范围内描述物质的热力学性质, 该方法已在 ICF 研究中得到广泛应用^[30-32]. 辐射不透明度参数来源于 SNOP 程序^[33], 并采用多群辐射输运方法将 1 eV—5 keV 的辐射能区间划分为 20 个能群. 在 SNOP 程序中, 原子能级结构基于屏蔽氢原子模型求解, 通过建立各电离态的稳态平衡方程获得离化分布, 其形式可写为:

$$n_s n_e C_s = n_{s+1} n_e^2 \beta_{s+1} + n_{s+1} n_e \alpha_{s+1} (1 + d).$$

其中 n_s 为离化原子的离子密度, n_e 为电子数密度, C_s , β_s 和 α_s 分别为电子离化系数、碰撞系数和辐射复合系数, d 为双电子复合系数. 不透明度计算同时考虑自由-自由、自由-束缚及束缚-束缚跃迁等多种辐射过程, 以完整描述高能量密度等离子体中的辐射吸收与发射特性. 该方法同样已在 ICF 相关研究中得到广泛验证与应用^[34-36].

2.2 数值建模

本研究采用二维笛卡尔坐标系, 计算模型取圆柱黑腔的过轴截面, 在二维平面呈现宽为 1.2 mm、高为 1.8 mm 的矩形, 如图 1 所示. 黑腔材料选用 Au, 初始密度为 19.32 g/cm^3 , 壁厚为 0.1 mm. 激光入射孔位于黑腔右侧壁, 距底部 1.2 mm 处, 直径为 0.6 mm, 激光经此孔水平注入. 激光参数如下: 线能量密度为 36 J/mm , 波长为 527 nm , 焦斑为 $200 \text{ }\mu\text{m}$, 采用持续时间为 2 ns 的平顶脉冲波形, 其上升沿与下降沿宽度均为 0.1 ns. 为抑制黑腔等离子体的纵向膨胀对泡沫靶区域产生干扰, 在黑腔两侧设置 Au 横板 (长度为 1.4 mm、厚度为 0.1 mm) 作为约束结构. 黑腔下端连接尺寸为 $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ 的 CH 泡沫靶, 其密度范围为 $2\text{--}10 \text{ mg/cm}^3$, 本文主要以 2 mg/cm^3 为例进行分析. 泡沫靶底部连接 Al 衬底, 尺寸为 $1 \text{ mm} \times 0.1 \text{ mm}$, 初始密度为 2.7 g/cm^3 . 计算区域为 $0.38 \text{ cm} \times 0.38 \text{ cm}$, 最小网格尺度为 $5 \text{ }\mu\text{m} \times 5 \text{ }\mu\text{m}$, 网格边界均采用吸收边界条件.

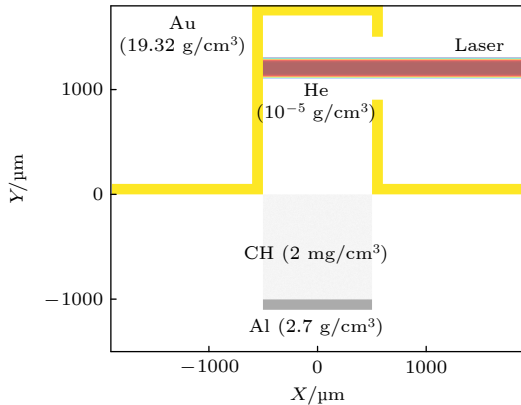


图 1 二维模型设置示意图
Fig. 1. Schematic of the 2D model setup.

在多介质界面处理方面, 程序通过质量分数输运方程追踪不同材料, 并利用组分质量分数等值线确定界面位置. 结合高阶 PPM 方法和自适应网格 (AMR) 技术, 界面数值扩散被有效限制在较窄范围内, 从而提高了界面分辨能力及附近物质参数的赋值精度^[28]. 实验中, 泡沫靶加热通常在真空环境中进行. 然而, 由于基于欧拉网格的 Flash 程序不允许计算区域内存在真空状态, 模拟中采用密度为 $1 \times 10^{-5} \text{ g/cm}^3$ 的超低密度 He 气体代替真空环境. 已有研究表明, 在该密度量级下, 背景气体对等离子体动力学演化过程的影响可以忽略不计^[37].

此外, 实验采用的泡沫材料为 TAC($\text{C}_{12}\text{H}_{16}\text{O}_8$), 而本研究在数值模拟中使用低密度 CH 作为等效替代. 该近似的依据在于: 本文关注的核心物理问题是辐射驱动下低密度泡沫介质中的能量沉积机制及流体动力学响应, 其主导因素为材料的初始质量密度、平均原子序数及电子数密度等宏观参数. TAC 与 CH 均属于低 Z 有机材料, 在低密度条件下, 其电子数密度与辐射输运特性处于相近量级, 因此在机制分析层面可作为等效处理. 需要指出的是, TAC 含氧元素, 平均原子序数略高于 CH, 可能在定量上对辐射吸收能力和热波传播速度产生一定影响, 但这种差异不会改变加热机制随密度变化而发生转变的基本物理规律.

3 模拟结果及讨论

3.1 黑腔辐射产生及其特性

激光驱动黑腔中的能量转换过程可概括为 4 个阶段: 激光吸收、等离子体加热与烧蚀、X 射线产生以及准均匀辐射场的建立. 图 2 展示了激光加载后黑腔内等离子体参数的时空演化特征. 图 2(a) 为 $t = 1.0 \text{ ns}$ 时电子温度 T_e 的二维空间分布; 图 2(b), (c) 分别给出了 $t = 1.0 \text{ ns}$ 和 $t = 5.0 \text{ ns}$ 时在 $Y = 1200 \text{ }\mu\text{m}$ 截面处 (沿图 2(a) 水平灰色虚线方向) 的电子温度 T_e , 辐射温度 T_r , 等离子体密度 ρ , 压强 P 和激光能量沉积密度 Q_{depo} 的空间分布.

激光经入射孔注入黑腔后, 在腔壁等离子体的临界密度面附近 (图 2(b) 黄色虚线) 通过逆韧致辐射机制被 Au 腔壁等离子体吸收. 激光能量主要沉积于临界密度面前约 $100 \text{ }\mu\text{m}$ 的区域 (图 2(b) 黑色虚线). 数值结果表明, 激光吸收效率 $\eta_{\text{abs}} = 91.9\%$, 未被吸收的部分激光在临界密度面反射并从入射孔逃逸.

沉积的激光能量首先转化为 Au 等离子体的电子内能, 使能量沉积区域的电子温度显著升高, 峰值达到 139.8 eV . 高温电子通过热传导机制向临界密度面以上区域输运能量, 在腔壁表面形成烧蚀结构, 并建立陡峭的温度和密度梯度^[38]. 如图 2(b) 所示, 烧蚀面附近压强峰值可达 12.6 Mbar , 向腔内膨胀的 Au 等离子体平均流速为 $v_{\text{exp}} = 4.0 \times 10^7 \text{ cm/s}$. 根据动量守恒, 向外膨胀的烧蚀流在腔壁内部驱动反向压缩, 在高密度区域中激发激波结构, 实现能量向更深层物质的传输.

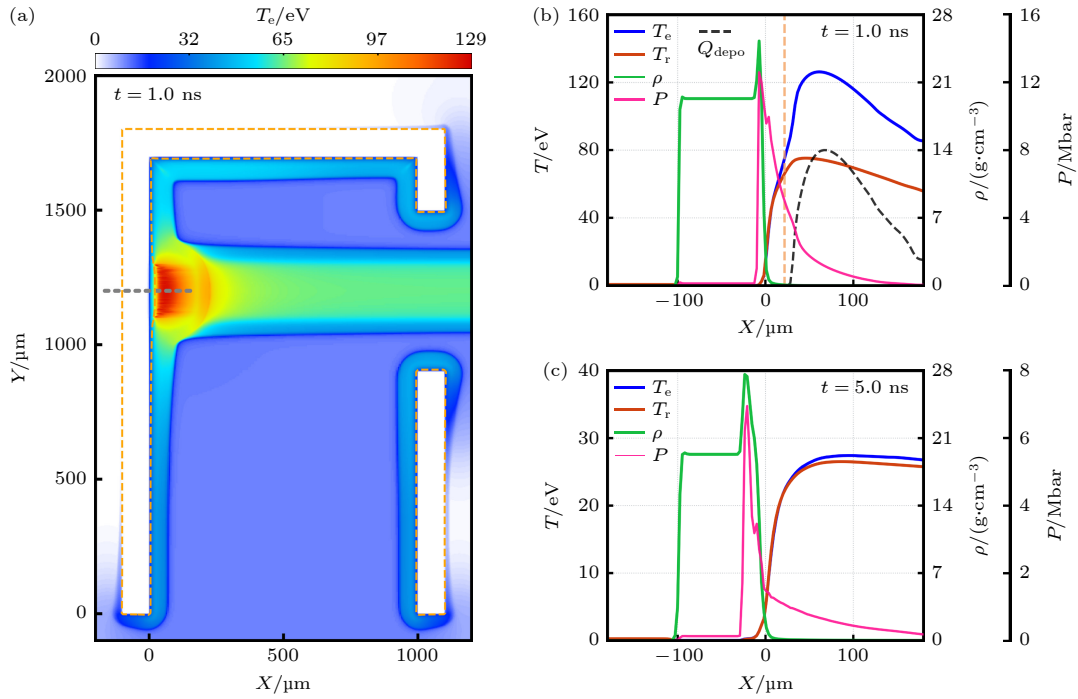


图 2 (a) $t = 1.0$ ns 时黑腔电子温度 T_e 的二维空间分布; (b) $t = 1.0$ ns 和 (c) $t = 5.0$ ns 时, $Y = 1200 \mu\text{m}$ 处的电子温度 T_e 、辐射温度 T_r 、密度 ρ 和压强 P 的演化曲线. 图 (b) 中黄色虚线表示激光临界密度面, 黑色虚线表示归一化单位体积内的激光能量沉积密度

Fig. 2. (a) Two-dimensional spatial distribution of hohlraum electron temperature T_e at $t = 1.0$ ns; line profiles of electron temperature T_e , radiation temperature T_r , density ρ , and pressure P along $Y = 1200 \mu\text{m}$ at (b) $t = 1.0$ ns and (c) $t = 5.0$ ns. In panel (b), the yellow dashed line represents the laser critical density surface, while the black dashed line denotes the normalized laser energy deposition density per unit volume.

烧蚀形成的高温、高密度、高原子序数 (high-Z) 等离子体通过线辐射及自由-束缚辐射过程, 将电子内能转换为 X 射线辐射能. 如图 2(c) 所示, 激光加载结束后, 黑腔系统在辐射-物质能量交换作用下迅速趋近热平衡, 电子温度 T_e 与辐射温度 T_r 逐渐接近. 在此阶段, X 射线持续作用于腔壁, 维持其高温高密等离子体状态, 形成稳定的辐射产生与再吸收过程. X 射线在黑腔内部经历多次吸收与再发射, 辐射场逐步趋于各向同性, 最终形成准平衡的黑体辐射场.

图 3 给出了激光加载后黑腔辐射温度及光谱特性的演化. 图 3(a) 为 $t = 5.0$ ns 时黑腔辐射温度 T_r 的二维空间分布; 图 3(b) 展示了黑腔平均电子温度与辐射温度的时间演化; 图 3(c) 给出了黑腔平均光谱强度 I_ν 的演化曲线 (实线) 及其普朗克谱拟合 (虚线). 如图 3(a) 所示, 激光停止加载后, 黑腔内部辐射温度迅速趋于空间均匀. 由于大量 X 射线能量经壁孔向外泄出, 在 $t = 2\text{--}4$ ns 时间区间内, 黑腔平均辐射温度 \bar{T}_r 与电子温度 \bar{T}_e 分别由 42.4 eV 和 41.8 eV 降低至 22.6 eV 和 25.2 eV,

如图 3(b) 所示. 辐射温度衰减速率快于电子温度, 主要源于辐射能量通过壁孔泄出导致的辐射冷却效应更为显著^[20].

当 $t > 4$ ns 时, 经壁孔泄出的辐射能量与腔壁再发射能量达到动态平衡, 黑腔平均辐射温度维持在约 20 eV, 并在较长时间尺度内保持相对稳定. 在激光加载阶段, 烧蚀产生的 Au 等离子体发射显著的高能特征 X 射线, 使得光谱强度 I_ν 偏离普朗克分布^[39], 如图 3(c) 蓝色曲线所示. 激光停止加载后, 在 $t = 2\text{--}4$ ns 内黑腔整体快速冷却, 随着辐射-物质相互作用增强及高能成分衰减, I_ν 逐渐与普朗克黑体谱一致, 系统达到局域热力学平衡 (local thermodynamic equilibrium, LTE) 状态.

3.2 泡沫等离子体加热及状态演化

由于激光沿水平方向经入射孔注入黑腔, 初期在腔壁等离子体临界密度面反射的激光将直接经入射孔逸出, 因此泡沫靶在整个激光加载阶段几乎不受激光直接辐照. $t = 2.0$ ns (激光加载结束时刻), 黑腔及泡沫区域的电子温度 T_e 的空间分布如

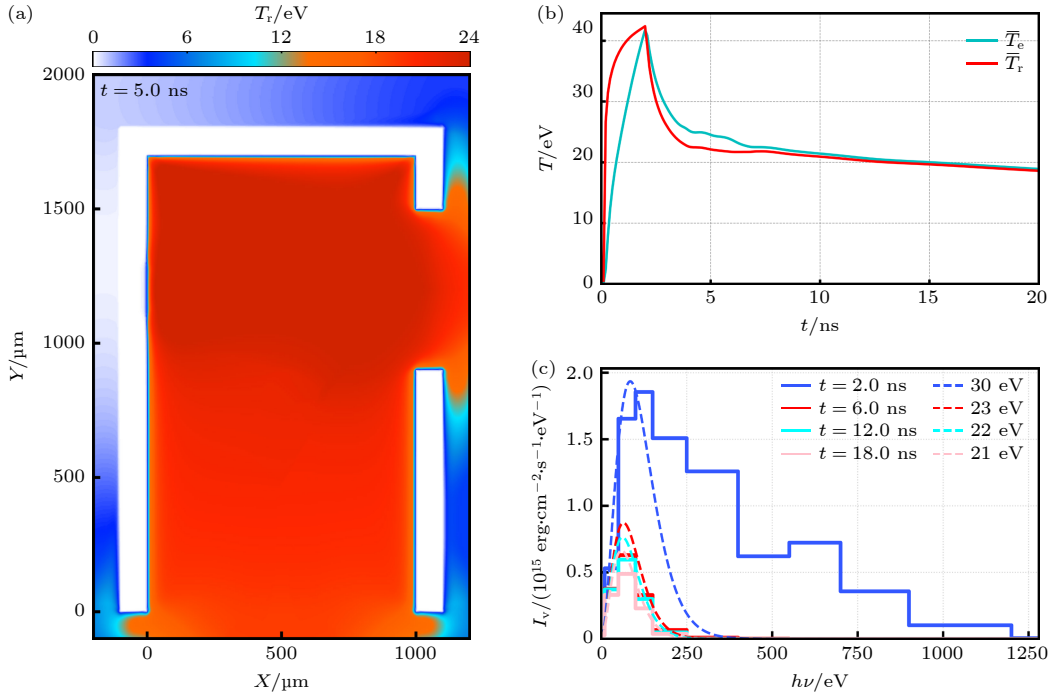


图 3 (a) $t = 5.0$ ns 时, 黑腔辐射温度 T_r 二维空间分布; (b) 黑腔平均电子温度 \bar{T}_e 与辐射温度 \bar{T}_r 演化; (c) 黑腔平均光谱强度 I_ν 演化 (实线) 与对应的普朗克谱拟合曲线 (虚线)

Fig. 3. (a) Two-dimensional spatial distribution of hohlraum radiation temperature T_r at $t = 5.0$ ns; (b) evolution of hohlraum-averaged electron temperature \bar{T}_e and radiation temperature \bar{T}_r ; (c) evolution of hohlraum-averaged spectral intensity I_ν (solid lines) and corresponding Planck blackbody spectrum fits (dashed lines).

图 4(a) 所示. 黑腔产生的 X 射线通过非线性辐射扩散在泡沫靶内驱动形成辐射热波. 热波自上表面向下传播, 横向保持较好的均匀性. 热波前沿位置清晰, 其后方区域电子温度峰值达到 30.6 eV.

图 4(b) 展示了 $X = 0$ μm 处泡沫靶电子温度 T_e 与密度 ρ 的时间演化. 由于 CH 泡沫的光学深度较小且 X 射线平均自由程较大, 辐射能量可沉积至靶材较深区域, 从而确保热波传播过程的整体均匀性^[40]. 需要指出的是, 激光加载阶段产生的硬 X 射线穿透能力更强, 可部分穿透泡沫靶, 在辐射热波前沿之前形成温度约 1—3 eV 的预热区^[41]. 该区域并非由主辐射热波驱动, 而是由高能光子非局域沉积形成.

当 $t = 2.0$ ns 时, 热波前沿已推进至靶内约 473 μm , 对应平均热波速度 $v_h = 2.2 \times 10^7$ cm/s, 泡沫等离子体的局域离子声速 $c_s = 1.7 \times 10^6$ cm/s, 此时 $v_h \gg c_s$, 表明辐射热波传播速度远高于流体动力学响应速度. 辐射烧蚀引起的物质膨胀仅以声速量级传播, 无法追赶热波前沿, 系统处于典型的超声速加热 (supersonic heating) 状态^[42]. 尽管在激光停止加载后黑腔辐射温度下降, 热波传播速度相应降低^[22], 但整个演化过程始终满足 $v_h > c_s$, 因

此泡沫靶整体表现为准等容加热特征, 密度变化有限. 此外, 部分穿透泡沫的 X 射线在 Al 衬底沉积能量, 在衬底内驱动形成激波结构, 并向泡沫靶内部传播. 该激波与泡沫密度演化之间的耦合关系将在下文结合密度分布进一步讨论.

激光停止加载后, 黑腔在数十纳秒时间尺度内仍持续发射软 X 射线, 该辐射源于腔壁材料在激光脉冲期间沉积并储存的内能释放. 随着辐射场衰减, 黑腔整体进入以辐射冷却为主导的演化阶段. 在此阶段, 泡沫靶内部温度分布的空间均匀性短期内仍可维持, 但随着泡沫等离子体自身的流体动力学响应增强, 以及 Al 衬底与泡沫界面作用逐渐显现, 物质密度分布开始明显偏离初始均匀状态.

图 5(a) 展示了 $t = 8.0$ ns 时黑腔及泡沫靶的物质密度二维空间分布. 受黑腔 X 射线持续能量沉积影响, 泡沫靶在横向 (X 方向) 发生热膨胀, 密度逐渐降低; 在纵向 (Y 方向), 辐射烧蚀作用产生的反冲动量导致泡沫表面形成向黑腔内部的质量流动. 该反冲过程抑制了黑腔 Au 等离子体向泡沫内部的侵入, 因此 Au 等离子体对泡沫主体区域的影响可以忽略. 此外, 部分穿透泡沫靶的 X 射线在 Al 衬底沉积能量, 使衬底区域迅速升温并形成

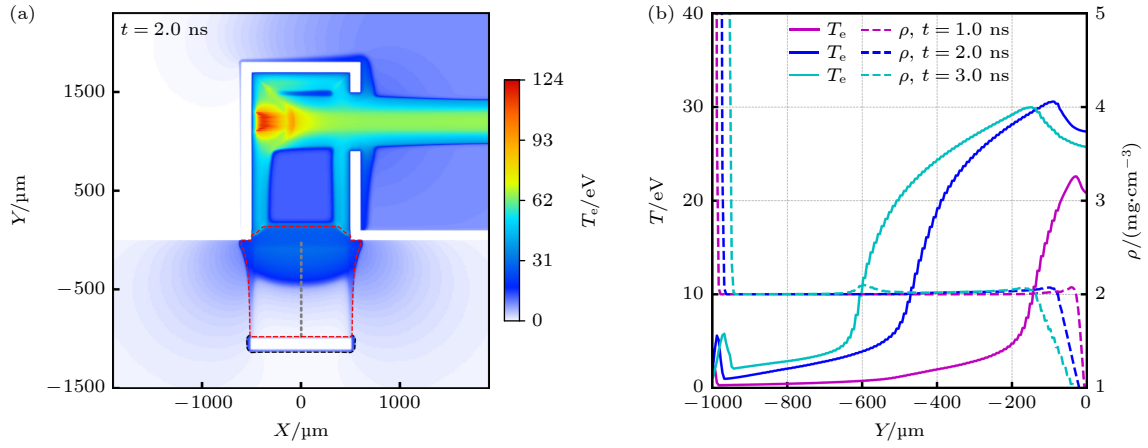


图 4 (a) 黑腔及泡沫靶电子温度 T_e 二维空间分布, 红色虚线为 CH 界面, 黑色虚线为 Al 界面; (b) $X = 0 \mu\text{m}$ 处的泡沫靶电子温度 T_e 和密度 ρ 的时间演化

Fig. 4. (a) Two-dimensional spatial distribution of electron temperature T_e in the hohlraum and foam target, the red dashed line represents the CH interface, while the black dashed line denotes the Al interface; (b) temporal evolution of electron temperature T_e and density ρ in the foam target at $X = 0 \mu\text{m}$.

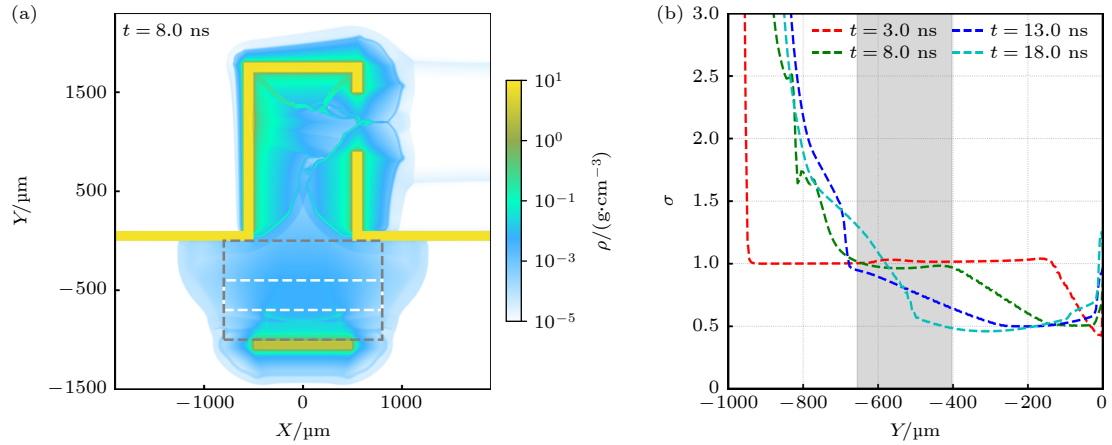


图 5 (a) 黑腔及泡沫靶密度 ρ 二维空间分布; (b) 泡沫靶归一化面密度 $\sigma(t, y)$ 演化线图

Fig. 5. (a) Two-dimensional spatial distribution of density ρ in the hohlraum and foam target; (b) evolution curve of normalized areal density $\sigma(t, y)$ in the foam target.

较高压强. 泡沫-衬底界面处显著的压强梯度在泡沫内部驱动形成自下而上传播的激波结构, 其平均传播速度 $v_s = 3.0 \times 10^5 \text{ cm/s}$. 该激波与泡沫热膨胀过程耦合, 共同影响后期密度分布演化.

为获得高精度的离子能量阻止或核反应测量结果, 需在离子脉冲持续时间内保证离子束传播通道内的面密度保持高度均匀. 为此, 引入归一化面密度参数 $\sigma(t, y)$ [20] 对泡沫靶通道区域的面密度均匀性进行定量评估, 其定义为

$$\sigma(t, y) = \left[\int \rho(t, x, y) dx \right] / \left[\int \rho(0, x, y) dx \right], \quad (11)$$

其中, $\rho(0, x, y) = 2 \text{ mg/cm}^3$ 为初始时刻泡沫靶密度.

图 5(b) 展示了离子束通道区域 (图 5(a) 灰色

虚线框所示范围内) 归一化面密度 $\sigma(t, y)$ 的时间演化. 上述分析表明, 辐射烧蚀引起的质量流失会导致黑腔一侧面密度降低, 即 $\sigma(t, y) < 1$; 而由 Al 衬底驱动形成的激波在泡沫内部传播过程中会引起局部压缩, 从而导致衬底一侧面密度升高, 即 $\sigma(t, y) > 1$. 上述两种效应的叠加使通道区域内形成明显的面密度梯度. 当 $t = 8.0 \text{ ns}$ 时, 为保证离子束通道区域内归一化面密度 $\sigma(t, y) \approx 1$ (即相对偏差控制在实验可接受范围内), 满足面密度均匀性条件的有效通道宽度收缩至约 $260 \mu\text{m}$. 该区域在图 5(b) 中以阴影标示, 并在图 5(a) 中以白色虚线框对应给出.

图 6(a) 所示为 $t = 8.0 \text{ ns}$ 时黑腔及泡沫靶区

域的电子温度 T_e 二维空间分布. 结果表明, 在黑腔中心区域, 由腔壁两端烧蚀产生的 Au 等离子体向腔内膨胀并发生汇聚与停滞, 形成局部高温区, 电子温度峰值可达 64.5 eV. 此外, 在泡沫-衬底物质界面附近, 由于激波传播导致压缩加热效应, 电子温度最高升至 7.5 eV. 相比之下, 在满足面密度均匀性条件的离子束通道区域 (图中白色虚线框所示范围内), 电子温度分布保持较高的空间均匀性.

图 6(b) 中蓝色曲线给出了该通道区域平均电子温度 \bar{T}_e 的时间演化. \bar{T}_e 在 $t = 4.0$ ns 时达到峰值 18.6 eV. 随后, 受泡沫边界膨胀冷却效应影响, 通道边缘区域电子温度下降较为明显; 但由于黑腔在激光停止加载后仍持续提供软 X 射线辐射能量, 通道内部温度衰减速率相对较低. 在 $t = 8.0$ ns 时, 通道区域平均电子温度较峰值仅降低约 6.9%.

为定量评估通道区域电子温度的空间均匀性, 引入二维归一化均方根偏差 Δ 作为表征参数, 其定义为

$$\Delta = \frac{1}{\bar{T}_e} \sqrt{\frac{1}{N_x N_y} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} (T_e(x_i y_j))^2}, \quad (12)$$

其中, \bar{T}_e 表示通道区域内的空间平均电子温度, N_x 与 N_y 分别表示通道区域在 x 和 y 方向上的网格数. 如图 6(b) 中红色曲线所示, 当 $t \geq 4$ ns 时, Δ 始终保持在 35% 以下, 表明通道区域内电子温度波动幅度处于可接受范围内.

综合面密度均匀性与温度均匀性判据, 在本

研究参数条件下, 离子束的最佳入射时间窗口为 $4 \text{ ns} \leq t \leq 8 \text{ ns}$. 在该时间区间 Δt 内, 满足面密度与温度均匀性要求的等离子体通道宽度约为 $260 \mu\text{m}$. 对应时间窗口内通道区域的平均电子数密度与平均电子温度分别为 $\bar{n}_e^{\Delta t} = 4.1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $\bar{T}_e^{\Delta t} = 17.9 \text{ eV}$. 上述结果表明, 在该时间窗口内可同时获得较高温度均匀性与可控面密度分布, 为离子能量阻止及核反应相关测量提供稳定的等离子体参数条件.

3.3 泡沫靶密度对热波加热机制的影响

为研究泡沫靶初始密度对 X 射线加热机制的影响, 对 3 种不同密度 (3, 5, 10 mg/cm^3) 泡沫靶进行了数值模拟分析.

当泡沫密度为 3 mg/cm^3 时 (图 7(a)), 辐射热波传播速度为 $v_h = 1.7 \times 10^7 \text{ cm/s}$, 显著高于局域声速 $c_s = 2.2 \times 10^6 \text{ cm/s}$, 满足 $v_h \gg c_s$. 此时, 黑腔辐射源驱动的辐射加热波 (heating wave) 以超声速形式主导泡沫靶的加热过程, 该加热过程近似为准等容加热. 热波通过后, 泡沫靶内能密度 E_i 提升至 $10^{11} \text{ erg}/\text{cm}^3$ 量级, 而动能密度 E_k 仅为 $10^9 \text{ erg}/\text{cm}^3$ 量级 (图 7(d)). 由于 $E_k \ll E_i$, 流体运动贡献可以忽略, 辐射能量主要以体加热形式沉积, 靶结构在几何上保持较好的稳定性.

当密度增至 5 mg/cm^3 时 (图 7(b)), 热波传播速度降低至 $v_h = 1.1 \times 10^7 \text{ cm/s}$, 局域声速提高至 $c_s = 2.9 \times 10^6 \text{ cm/s}$, 此时仍满足 $v_h \gg c_s$, 但两者差

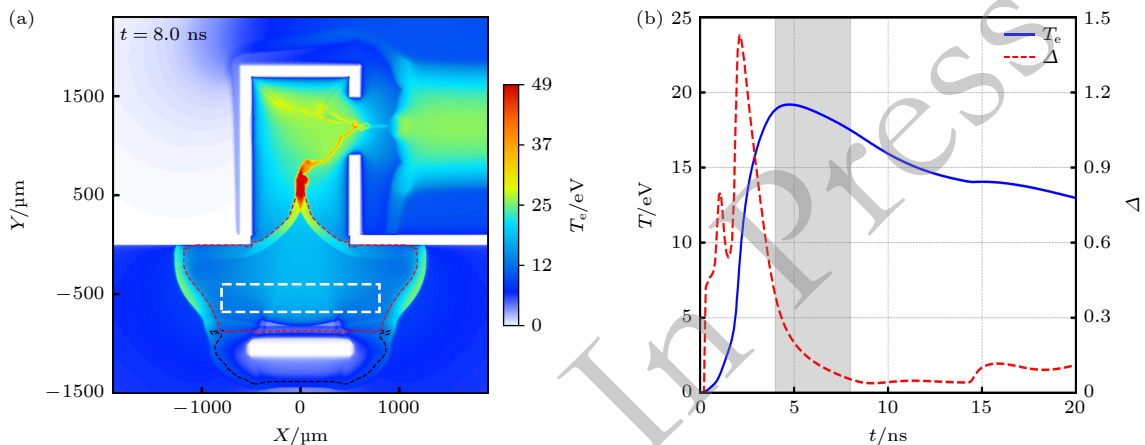


图 6 (a) 黑腔及泡沫靶电子温度 T_e 二维空间分布, 其中红色虚线为 CH 界面, 黑色虚线为 Al 界面; (b) 通道内的平均电子温度 \bar{T}_e 与电子温度二维归一化均方根偏差 Δ 演化图

Fig. 6. (a) Two-dimensional spatial distribution of electron temperature T_e in the hohlraum and foam target, the red dashed line represents the CH interface, while the black dashed line denotes the Al interface; (b) evolution of average electron temperature \bar{T}_e and normalized two-dimensional RMS deviation of electron temperature Δ in the channel.

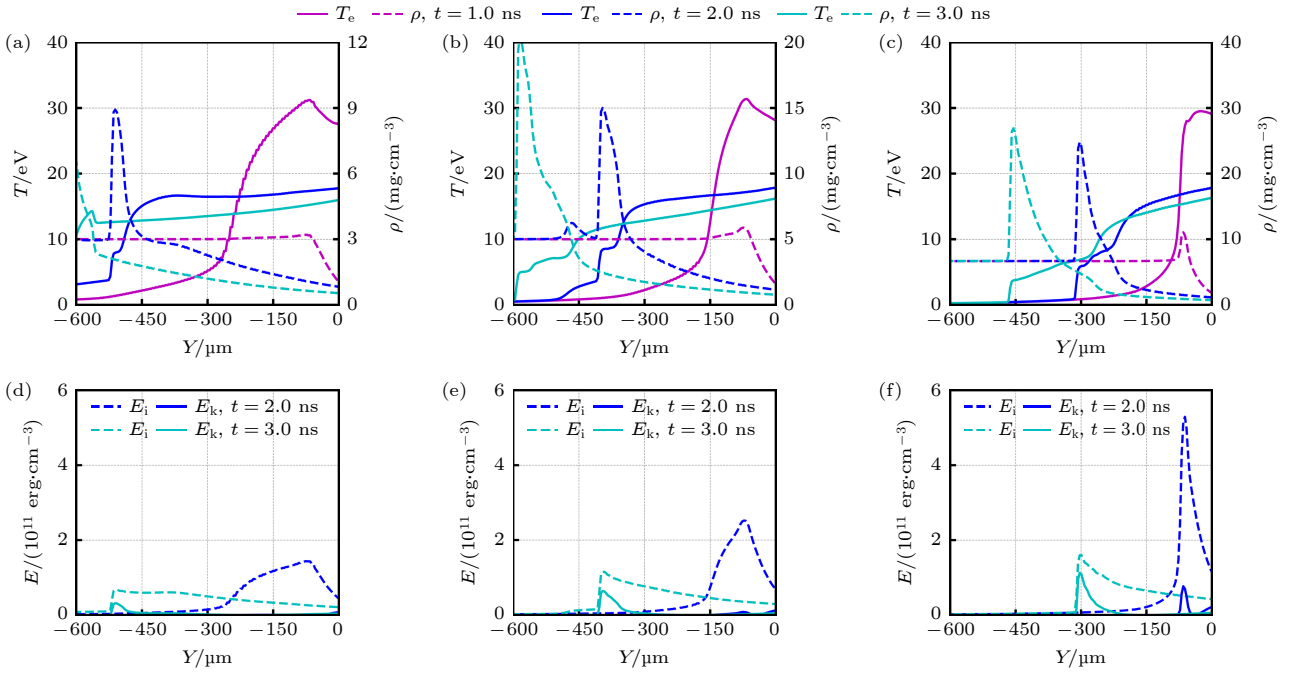


图 7 $X = 0 \mu\text{m}$ 处的泡沫靶电子温度 T_e 和密度 ρ (a)–(c) 以及内能密度 E_i 和动能密度 E_k (d)–(f) 演化图; 泡沫密度分别为 (a), (d) 3 mg/cm^3 , (b), (e) 5 mg/cm^3 , (c), (f) 10 mg/cm^3

Fig. 7. Evolution of electron temperature T_e and density ρ (a)–(c), and internal energy density E_i and kinetic energy density E_k (d)–(f) at $X = 0 \mu\text{m}$ for foam densities of (a), (d) 3 mg/cm^3 , (b), (e) 5 mg/cm^3 and (c), (f) 10 mg/cm^3 .

距明显减小. 模拟结果表明, 在 $t = 3.0 \text{ ns}$ 时, 由表面烧蚀反冲驱动形成的压缩波与辐射热波前沿发生耦合, 并在前沿区域形成局部密度峰 (图 7(e)). 对应的动能密度增加至 $E_k = 1.1 \times 10^{10} \text{ erg/cm}^3$, 虽仍低于内能密度一个数量级, 但流体动力学响应已不可忽略. 此时辐射加热波与流体动力学响应耦合增强, 但系统尚未进入以烧蚀加热波 (ablative heating wave) 主导的烧蚀加热 (ablative heating) 状态.

当密度进一步提高至 10 mg/cm^3 时 (图 7(c)), X 射线在靶表层的吸收显著增强, 能量沉积趋于表面. 强烧蚀作用驱动形成传播速度 $v_s = 6.2 \times 10^6 \text{ cm/s}$ 的激波向靶内传播. 此时辐射能量主要沉积在前沿区域, 体加热贡献明显降低, 流体动力学效应占主导. 泡沫靶动能密度迅速增长, 最大可达 $E_k = 1.6 \times 10^{11} \text{ erg/cm}^3$, 与内能密度处于同一数量级 (图 7(f)), 表明系统进入烧蚀加热状态. 此时, 泡沫靶密度梯度显著增强, 准等容条件不再满足.

4 结 论

本文对激光驱动黑腔 X 射线源辐照泡沫靶的等离子体特性及加热机制进行了数值模拟, 研究了

激光驱动黑腔辐射场在低密度泡沫靶中产生准静态、时空均匀等离子体环境的物理机制及其参数条件. 模拟结果表明, 激光能量沉积后, 黑腔通过多次吸收与再发射过程迅速建立辐射温度约 20 eV 的准黑体辐射场. 该辐射场在低密度泡沫靶中可驱动超声速辐射热波传播, 使能量以体加热形式沉积, 从而实现近似等容的均匀加热过程. 当泡沫密度为 2 mg/cm^3 时, 在 $t = 4\text{--}8 \text{ ns}$ 的时间窗口内可形成宽度约 $260 \mu\text{m}$ 的高均匀性等离子体通道. 该时间区间内, 通道的面密度与电子温度保持较好的空间一致性, 为离子束注入及相关物理测量提供了稳定、可控的时空条件. 随着泡沫密度的增大, 靶材料对 X 射线的吸收增强, 辐射热波传播速度降低, 流体动力学响应显著增强, 加热机制由超声速加热主导的准等容加热逐步过渡至烧蚀加热阶段, 最终破坏准等容加热条件.

综上所述, 本研究明确了不同密度条件下 X 射线加热泡沫靶的主导物理机制及其转变规律, 给出了形成准均匀等离子体通道的参数窗口, 为实验室条件下制备可控、准稳态的等离子体环境提供了理论依据与数值支撑.

参考文献

- [1] Malko S, Cayzac W, Ospina-Bohórquez V, Bhutwala K, Bailly-Grandvaux M, McGuffey C, Fedosejevs R, Vaisseau X, Tauschwitz A, Apiñaniz J I, De Luis Blanco D, Gatti G, Huault M, Hernandez J A Perez, Hu S X, White A J, Collins L A, Nichols K, Neumayer P, Faussurier G, Vorberger J, Prestopino G, Verona C, Santos J J, Batani D, Beg F N, Roso L, Volpe L 2022 *Nat. Commun.* **13** 2893
- [2] Zhao Y T, Zhang Y N, Cheng R, He B, Liu C L, Zhou X M, Lei Y, Wang Y Y, Ren J R, Wang X, Chen Y H, Xiao G Q, Savin S M, Gavrilin R, Golubev A A, Hoffmann D H H 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 115001
- [3] Lindl J 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [4] Xiong W, Yang X H, Zhang G B, Chen Z H, Cui Y, Zeng B, Li Z, Li L R, Xu B H, Dong Y L, Ma Y Y 2024 *Plasma Phys. Control. Fusion* **66** 095002
- [5] Xu B H, Yang X H, Li Z, Zeng B, Chen Z H, Li L R, Cui Y, Zhang G B, Ma Y Y, Zhang J 2025 *High Power Laser Sci. Eng.* **13** e24
- [6] Zhang Y X, Yuan W Q, Song T M, Lei Z, Zhang Z Y, Qing B, Zhao Y, Yang G H, Li Y K, Chen T, Che X S, Huang C W, Zhu T, Xiong G, Lv M, Zhao Y, Li L L, Zhang L, Zhang J Y, Qiao B, Yang J M 2024 *Nucl. Fusion* **64** 026011
- [7] Zylstra A B, Herrmann H W, Johnson M G, Kim Y H, Frenje J A, Hale G, Li C K, Rubery M, Paris M, Bacher A, Brune C R, Forrest C, Glebov V Yu, Janezic R, McNabb D, Nikroo A, Pino J, Sangster T C, Séguin F H, Seka W, Sio H, Stoeckl C, Petrasso R D 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 035002
- [8] Hu X Y, Zhang Y X, Qing B, Zhang Z Y, Che X S, Wei M X, Yang G H, Sun A, Huang C W, Xiong G, Zhang J Y, Zhao Y, Yang D, Dong Y S, Yan X Q, Yang J M 2025 *Plasma Phys. Control. Fusion* **67** 055028
- [9] Hou S Q, He J J, Parikh A, Kahl D, Bertulani C A, Kajino T, Mathews G J, Zhao G 2017 *Astrophys. J.* **834** 165
- [10] Cayzac W, Frank A, Ortner A, Bagnoud V, Basko M M, Bedacht S, Bläser C, Blažević A, Busold S, Deppert O, Ding J, Ehret M, Fiala P, Frydrych S, Gericke D O, Hallo L, Helfrich J, Jahn D, Kjartansson E, Knetsch A, Kraus D, Malka G, Neumann N W, Pépitone K, Pepler D, Sander S, Schaumann G, Schlegel T, Schroeter N, Schumacher D, Seibert M, Tauschwitz A, Vorberger J, Wagner F, Weih S, Zobus Y, Roth M 2017 *Nat. Commun.* **8** 15693
- [11] Zhao Y, Qing B, Xiong G, Zhang Z Y, Sun A, Yang G H, Zhao Y, Zhang Y X, Huang C W, Zhu T, Song T M, Li L L, Li J, Che X S, Zhan X Y, Zhang J Y, Dong Y S, Yang J M 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 155203 (in Chinese) [赵阳, 青波, 熊刚, 张志宇, 孙奥, 杨国洪, 赵妍, 张玉雪, 黄成武, 朱托, 宋天明, 李丽灵, 李晋, 车兴森, 詹夏宇, 张继彦, 董云松, 杨家敏 2025 物理学报 **74** 155203]
- [12] Ren J R, Deng Z G, Qi W, Chen B Z, Ma B B, Wang X, Yin S, Feng J H, Liu W, Xu Z F, Hoffmann D H H, Wang S Y, Fan Q P, Cui B, He S K, Cao Z R, Zhao Z Q, Cao L F, Gu Y Q, Zhu S P, Cheng R, Zhou X M, Xiao G Q, Zhao H W, Zhang Y H, Zhang Z, Li Y T, Wu D, Zhou W M, Zhao Y T 2020 *Nat. Commun.* **11** 5157
- [13] Ren J R, Ma B B, Liu L R, Wei W Q, Chen B Z, Zhang S Z, Xu H, Hu Z M, Li F F, Wang X, Yin S, Feng J H, Zhou X M, Gao Y F, Li Y, Shi X H, Li J X, Ren X G, Xu Z F, Deng Z G, Qi W, Wang S Y, Fan Q P, Cui B, Wang W W, Yuan Z Q, Teng J, Wu Y C, Cao Z R, Zhao Z Q, Gu Y Q, Cao L F, Zhu S P, Cheng R, Lei Y, Wang Z, Zhou Z X, Xiao G Q, Zhao H W, Hoffmann D H H, Zhou W M, Zhao Y T 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 095101
- [14] Cheng Y, Ren J R, Ma B B, Liu Y, Zhao Z Q, Wei W Q, Hoffmann D H H, Deng Z G, Qi W, Zhou W M, Cheng R, Li Z L, Song L, Li Y, Zhao Y T 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 154102 (in Chinese) [程渝, 任洁茹, 马步博, 刘云, 赵子乾, 魏文青, Hoffmann D H H, 邓志刚, 齐伟, 周维民, 程锐, 李忠良, 宋磊, 李源, 赵永涛 2025 物理学报 **74** 154102]
- [15] Labaune C, Baccou C, Depierreux S, Goyon C, Loisel G, Yahia V, Rafelski J 2013 *Nat. Commun.* **4** 2506
- [16] Hutchinson I H 2002 *Principles of Plasma Diagnostics* (2nd ed.) (Cambridge: Cambridge University Press) p4
- [17] Tauschwitz A, Basko M, Frank A, Novikov V, Grushin A, Blažević A, Roth M, Maruhn J A 2013 *High Energy Density Phys.* **9** 158
- [18] Frank A, Blažević A, Bagnoud V, Basko M M, Börner M, Cayzac W, Kraus D, Heßling T, Hoffmann D H H, Ortner A, Otten A, Pelka A, Pepler D, Schumacher D, Tauschwitz A, Roth M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 115001
- [19] Vergunova G A, Gus'kov S Y, Rozanov V B, Rozmej O N 2010 *J. Russ. Laser Res.* **31** 509
- [20] Faik S, Tauschwitz A, Basko M M, Maruhn J A, Rosmej O N, Rienecker T, Novikov V G, Grushin A S 2014 *High Energy Density Phys.* **10** 47
- [21] Rosmej O N, Bagnoud V, Eisenbarth U, Vatulin V, Zhidkov N, Suslov N, Kunin A, Pinegin A, Schäfer D, Nisius T, Wilhelm T, Rienecker T, Wiechula J, Jacoby J, Zhao Y, Vergunova G, Borisenko N, Orlov N 2011 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **653** 52
- [22] Rosmej O N, Suslov N, Martsovenko D, Vergunova G, Borisenko N, Orlov N, Rienecker T, Klir D, Rezack K, Orekhov A, Borisenko L, Krousky E, Pfeifer M, Dudzak R, Maeder R, Schaechinger M, Schoenlein A, Zaechter S, Jacoby J, Limpouch J, Ullschmied J, Zhidkov N 2015 *Plasma Phys. Control. Fusion* **57** 094001
- [23] Ortner A, Faik S, Schumacher D, Basko M M, Blažević A, Busold S, Bedacht S, Cayzac W, Frank A, Kraus D, Rienecker T, Schaumann G, Tauschwitz A, Wagner F, Roth M 2015 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **343** 123
- [24] Schumacher D, Bedacht S, Blažević A, Busold S, Cayzac W, Frank A, Heßling T, Kraus D, Ortner A, Schaumann G, Roth M 2017 *Phys. Rev. E* **96** 043210
- [25] Ma B B, Ren J R, Wang S Y, Hoffmann D H H, Deng Z G, Qi W, Wang X, Yin S, Feng J H, Fan Q P, Liu W, Xu Z F, Chen Y, Cui B, He S K, Cao Z R, Zhao Z Q, Gu Y Q, Cao L F, Zhu S P, Cheng R, Zhou X M, Xiao G Q, Zhao H W, Zhang Y H, Zhang Z, Li Y T, Xu X, Wei W Q, Chen B Z, Zhang S Z, Hu Z M, Liu L R, Li F F, Xu H, Zhou W M, Cao L F, Zhao Y T 2021 *Astrophys. J.* **920** 106
- [26] Ma B B, Ren J R, Wang S Y, Wang X, Yin S, Feng J H, Wei W Q, Xu X, Chen B Z, Zhang S S, Xu Z F, Hu Z M, Li F F, Xu H, Li T T, Li Y T, Wang Y Y, Liu L R, Liu W, Fan Q P, Chen Y, Deng Z G, Qi W, Cui B, Zhou W M, Zhao Z Q, Cao Z R, Gu Y Q, Cao L F, Cheng R, Xue Q X, Hoffmann D H H, Zhao Y T, Batani D 2022 *Laser Part. Beams* **2022** 3049749
- [27] Lei Z, Zhang Y X, Song T M, Wang Q, Yuan W Q, Ren K, Huang C W, Zhao Y, Qing B, Zhang Z Y, Yang G H, Li Y K, Chen T, Che X S, Zhu T, Xiong G, Lv M, Zhao Y, Li L L, Wang L F, Li J W, Zhang J Y, Qiao B, Yang J M 2025 *Nucl. Fusion* **65** 066015
- [28] Fryxell B, Olson K, Ricker P, Timmes F X, Zingale M, Lamb D Q, MacNeice P, Rosner R, Truran J W, Tufo H 2000 *Astrophys. J. Suppl.* **131** 273
- [29] More R M, Warren K H, Young D A, Zimmerman G B 1988

- Phys. Fluids* **31** 3059
- [30] Chen Z H, Yang X H, Zhang G B, Ma Y Y, Yan R, Xu H, Sheng Z M, Shao F Q, Zhang J 2024 *Nucl. Fusion* **64** 126029
- [31] Cui Y, Yang X H, Ma Y Y, Zhang G B, Xu B H, Chen Z H, Li Z, Shao F Q, Zhang J 2024 *High Power Laser Sci. Eng.* **12** e24
- [32] Shang W L, Yu R Z, Zhang W H, Yang J M 2016 *Nucl. Fusion* **56** 086002.
- [33] Eidmann K 1994 *Laser Part. Beams* **12** 223
- [34] Li Z, Yang X H, Zhang G B, Zeng B, Xu B H, Chen Z H, Ma Y Y, Shao F Q, Zhang J 2025 *Nucl. Fusion* **65** 066024
- [35] Yuan Y, Ma Y Y, Yang X H, Wang W P, Zhang G B, Cui Y, Chen S J, Wu F Y, Zi M, Zheng P F, Xu B H, Ke Y Z, Kawata S 2021 *Phys. Plasmas* **28** 113301
- [36] Li Z, Zhao Z Q, Yang X H, Zhang G B, Ma Y Y, Xu H, Wu F Y, Shao F Q, Zhang J 2024 *Plasma Phys. Control. Fusion* **66** 015010
- [37] Yuan Y, Ma Y Y, Wang W P, Chen S J, Cui Y, Zi M, Yang X H, Zhang G B, Leng Y X 2022 *Plasma Phys. Control. Fusion* **64** 025001
- [38] Vergunova G A, Gus'kov S Y, Vichev I Y, Grushin A S, Kim D A, Solomyannaya A D 2022 *J. Exp. Theor. Phys.* **134** 754
- [39] Vergunova G A, Rozanov V B, Denisov O B, Orlov N Yu, Rosmej O N 2013 *Plasma Phys. Rep.* **39** 755
- [40] Jiang S E, Xu Y, Ding Y K, Lai D X, Zheng Z J, Huang Y X, Li J H, Sun K X, Hu X, Zhang W H, Yi R Q, Cui Y L, Chen J S 2005 *Sci. China G* **48** 549
- [41] Vergunova G A, Rozanov V B, Grushin A S, Novikov V G, Orlov N Yu, Rozmej O N 2013 *J. Russ. Laser Res.* **34** 441
- [42] Massen J, Tsakiris G D, Eidmann K, Földes I B, Löwer Th, Sigel R, Witkowski S, Nishimura H, Endo T, Shiraga H, Takagi M, Kato Y, Nakai S 1994 *Phys. Rev. E* **50** 5130

Numerical study on plasma characteristics and heating mechanism of foam target irradiated by laser-driven Hohlraum X-ray source*

HU Xiaonan¹⁾³⁾ FEI Wenjing¹⁾³⁾ YUAN Yun^{1)3)†} LIN Jie¹⁾³⁾ MA Bubo²⁾
REN Jieru²⁾ LUO Wen^{1)3)‡} ZHAO Yongtao²⁾

1) (School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang 421001, China)

2) (Key Laboratory of Non-equilibrium Synthesis and Modulation of Condensed Matter, Ministry of Education, School of Physics, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

3) (Key Laboratory of Advanced Nuclear Energy Design and Safety, Ministry of Education, Hengyang 421001, China)

(Received 29 December 2025; revised manuscript received 17 March 2026)

Abstract

The plasma environment plays a crucial role in determining the energy deposition behavior of ion beams and the resulting nuclear reaction yields. The generation of controllable and spatially uniform plasmas under laboratory conditions is therefore essential for precise investigations of nuclear reaction mechanisms relevant to fusion physics and astrophysics.

In this work, two-dimensional radiation hydrodynamic simulations based on the FLASH code are performed to investigate the plasma evolution and X-ray heating mechanisms of a foam target irradiated by a laser-driven hohlraum radiation source. The model incorporates a three-temperature (electron-ion-radiation) framework, multi-group radiation transport, laser energy deposition, and electron thermal conduction, enabling a self-consistent description of energy conversion and transport processes.

The results show that, following laser energy deposition, the hohlraum establishes a quasi-blackbody radiation field with a radiation temperature of approximately 20 eV through multiple absorption and re-

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2022YFA1603300), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12305270, 12422512, 12405238), and the Postdoctoral Fellowship Program of CPSF (Grant No. GZC20241372).

† Corresponding author. E-mail: yuanyun_usc@qq.com

‡ Corresponding author. E-mail: wen.luo@usc.edu.cn

emission processes. For a low-density foam target (2 mg/cm^3), this radiation field drives a supersonic radiation heat wave (with propagation velocity much higher than the local sound speed), resulting in volumetric energy deposition and near-isochoric heating. Within the time window of $4 \text{ ns} < t < 8 \text{ ns}$, a highly uniform plasma channel with a width of about $260 \text{ }\mu\text{m}$ is formed, where both areal density and electron temperature exhibit good spatiotemporal uniformity (average electron temperature $\sim 17.9 \text{ eV}$, electron density $\sim 4.1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). This provides an optimal temporal and spatial window for ion beam transport and related measurements.

With increasing foam density, the X-ray absorption becomes progressively localized near the surface, leading to a transition of the heating mechanism. Specifically, the dominant process evolves from supersonic radiation heat wave-driven volumetric heating to ablation-driven heating, accompanied by enhanced hydrodynamic motion and a significant increase in kinetic energy density. When the foam density reaches 10 mg/cm^3 , the kinetic energy becomes comparable to the internal energy, indicating the breakdown of the near-isochoric condition and the dominance of ablative processes.

These results reveal the density-dependent transition of X-ray heating mechanisms in foam targets and clarify the underlying physical processes governing plasma uniformity and stability. This study provides important theoretical guidance for the experimental generation of quasi-static, spatially uniform plasmas and their application in ion beam transport and plasma nuclear reaction studies.

Keywords: radiation hydrodynamics, hohlraum radiation source, radiative ablation, ablation-produced plasma

DOI: [10.7498/aps.75.20251776](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251776)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251776](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251776)