

Z箍缩动态黑腔形成过程MULTI程序一维数值模拟

吴福源 褚衍运 叶繁 李正宏 杨建伦 Rafael Ramis 王真 祁建敏 周林 梁川

One-dimensional numerical investigation on the formation of Z-pinch dynamic hohlraum using the code MULTI

Wu Fu-Yuan Chu Yan-Yun Ye Fan Li Zheng-Hong Yang Jian-Lun Rafael Ramis Wang Zhen Qi Jian-Min Zhou Lin Liang Chuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 215201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.215201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.215201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I21>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于 MULTI2D-Z 程序的 Z 箍缩动态黑腔形成过程模拟

Simulation of forming process of Z-pinch dynamic hohlraum based on the program MULTI2D-Z

物理学报.2017, 66(12): 125202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.125202>

准球形电磁内爆动力学研究及能量定标关系浅析

Basic dynamic and scale study of quasi-spherical Z-pinch implosion

物理学报.2017, 66(10): 105203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.105203>

Z 箍缩动态黑腔冲击波辐射图像诊断

Shock X-ray emission image measurement in Z-pinch dynamic hohlraum

物理学报.2016, 65(7): 075201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.075201>

Z 箍缩动态黑腔形成过程和关键影响因素数值模拟研究

Numerical studies on the formation process of Z-pinch dynamic hohlraums and key issues of optimizing dynamic hohlraum radiation

物理学报.2015, 64(23): 235203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.235203>

Xe 介质极紫外光源时间特性及最佳条件研究

Time behavior and optimum conditions for the Xe gas extreme ultraviolet source

物理学报.2013, 62(24): 245204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.245204>

Z箍缩动态黑腔形成过程MULTI程序 一维数值模拟*

吴福源¹⁾²⁾ 褚衍运¹⁾ 叶繁¹⁾ 李正宏^{1)†} 杨建伦¹⁾ Rafael Ramis²⁾
王真¹⁾ 祁建敏¹⁾ 周林¹⁾ 梁川¹⁾

1) (中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳 621900)

2) (西班牙马德里理工大学航空航天学院, 马德里 28040)

(2017年5月27日收到; 2017年7月10日收到修改稿)

Z箍缩动态黑腔能够高效地将Z箍缩丝阵等离子体动能转换为黑腔辐射能, 为驱动惯性约束靶丸聚变提供高品质的X射线辐射场. 利用一维双温多群辐射磁流体学程序MULTI-IFE, 研究了“聚龙一号”装置驱动电流条件下的Z箍缩动态黑腔形成基本物理过程. 数值模拟结果表明, 在动态黑腔形成过程中, 辐射热波的传播速度比冲击波的传播速度更快, 比冲击波更早到达泡沫中心, 使中心区域的泡沫在冲击波到达前就已具有较高的辐射温度. 对于“聚龙一号”装置动态黑腔实验0180发次采用的负载参数, 辐射热波和冲击波在泡沫中的传播速度分别约为36.1 cm/ μ s和17.6 cm/ μ s, 黑腔辐射温度在黑腔形成初期约80 eV, 在冲击波到达泡沫中心前可达100 eV以上, 丝阵等离子体外表面发射的X射线能量集中在1000 eV以下. 本文给出了程序采用的计算模型、美国“土星”装置丝阵内爆计算结果和“聚龙一号”装置动态黑腔实验0180发次模拟结果.

关键词: Z箍缩, 动态黑腔, 辐射磁流体学, 冲击波

PACS: 52.58.Lq, 52.59.Qy

DOI: 10.7498/aps.66.215201

1 引言

动态黑腔是实现Z箍缩惯性约束聚变的重要桥梁^[1,2]. 相比于静态壁黑腔和双端驱动黑腔, 动态黑腔可以更高效地将Z箍缩等离子体携带的动能转换为驱动靶丸内爆的辐射能. 例如, 在美国20 MA的Z装置上, 静态壁黑腔和双端驱动黑腔获得的辐射温度分别为160 eV^[3]和75 eV^[4], 而动态黑腔获得的辐射温度高达215 eV^[5]. 较高的能量转换效率有利于在驱动电流相对较小(如60 MA)的Z箍缩脉冲功率装置上实现聚变点火. Z箍缩动态黑腔可由高速内爆的丝阵等离子体和泡沫碰撞产生. 高速内爆的丝阵等离子体和泡沫碰撞时, 在泡沫中产生向内传播的冲击波, 冲击波加热后

的泡沫等离子体发出强X射线, 形成密度未受明显扰动的高温辐射区, 丝阵等离子体包裹在泡沫表面, 作为黑腔壁, 减弱辐射向外漏失. 自Z箍缩动态黑腔概念^[6,7]提出以来, 国外学者对其展开了深入研究. 如Nash等^[8]在Saturn装置上证实了钨丝阵等离子体对泡沫内X射线辐射场的俘获约束, Bailey等^[9]利用轴向分幅相机研究了冲击波在泡沫中的传播过程, Rochau等^[10]报道了Sandia实验室在Z装置上利用动态黑腔驱动靶丸内爆获得了 3.5×10^{11} 个/发的DD热核聚变中子的实验结果. 与此同时, 国内学者也在动态黑腔方面开展了大量工作. 如徐荣昆等^[11]在Angara-5装置上获得了63 eV的黑腔辐射温度, 丁宁等^[12]利用MARED程序模拟了Z装置上的动态黑腔形成过程, 宁成

* 国家自然科学基金(批准号: 11135007, 11305155)、西班牙经济与竞争力部(批准号: ENE2014-54960-R)和欧盟聚变联盟(批准号: AWP15-ENR-01/CEA-02)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lee_march@sina.com

等^[13]研究了动态黑腔形成过程中的基本能量转移特征,肖德龙等^[14]研究了8 MA驱动电流条件下的动态黑腔形成过程及负载参数变化对动态黑腔辐射场的影响规律.近年来,中国工程物理研究院在“聚龙一号”装置开展了初步的动态黑腔实验研究^[15].为了解释获得的实验数据,加深对Z箍缩动态黑腔形成物理过程的认识,我们利用改造后的MULTI程序^[16-18],研究了“聚龙一号”装置驱动电流条件下的Z箍缩动态黑腔形成过程,获得了动态黑腔形成过程的基本物理图像和主要特征参量.本文同时给出了程序采用的计算模型和美国土星装置的丝阵内爆实验和模拟结果的对比.

2 计算模型

MULTI程序是马德里理工大学Ramis教授等开发的系列开源辐射流体力学程序,已广泛应用于激光聚变和重离子聚变研究.其中MULTI-IFE程序^[17]采Fortran语言编写,可在一维拉格朗日坐标下处理多层、多介质、非平衡辐射输运问题.状态方程和不透明度参数分别由MPQEOS程序和SNOP程序生成,调用时采用列表插值的形式.该程序使用交错网格定义变量,温度、密度、压强和内能定义在网格中心,速度定义在网格节点.本文通过在MULTI-IFE程序中添加磁场相关模块来研究Z箍缩内爆动力学过程.程序的改造包括在动量方程加入洛伦兹力作用项,在电子能量方程加入焦耳加热项以及新引入一个磁场演化方程.电流密度和电阻率定义在网格中心,磁感应强度定义在网格节点.磁演化方程采用Oliphant^[19]以及王刚华^[20]的方法化简为三对角矩阵后,采用追赶法^[21]隐式求解.磁场的边界条件根据流过负载的总电流确定.这里给出改造后的MULTI-IFE程序采用的辐射磁流体力学方程组:

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla(P_e + P_i + P_v) + \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

$$\rho \frac{de_e}{dt} = -P_e \nabla \cdot \mathbf{u} - \nabla \cdot \mathbf{q} + Q_{ei} + \eta \mathbf{J}^2 + S, \quad (2)$$

$$\rho \frac{de_i}{dt} = -(P_i + P_v) \nabla \cdot \mathbf{u} - Q_{ei}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla \times \left(\frac{\eta}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right), \quad (4)$$

$$\mathbf{n} \cdot \nabla I = \varepsilon - \chi I. \quad (5)$$

方程(1)是动量方程,其中, ρ 是密度, \mathbf{u} 是速度; P_e , P_i 和 P_v 分别表示电子压力、离子压力和人为黏性压力; \mathbf{J} 是电流密度, \mathbf{B} 是磁感应强度.方程(2)是电子能量方程,右边分别是电子热压做功项、电子热传导项、电子离子能量交换项、焦耳加热项和外部源项,其中 e_e 表示电子比内能, \mathbf{q} 表示电子热流密度, Q_{ei} 表示单位时间单位体积内电子和离子交换的能量, η 是电阻率,采用Spitzer电阻率公式计算,计算所需的平均电离度由SNOP程序生成, S 表示单位时间单位体积内电子和光子交换的能量.方程(3)是离子能量方程,右边分别是离子热压做功项、人为黏性压力做功项和电子离子能量交换项,其中 e_i 表示离子比内能.方程(4)是磁场演化方程,右边两项分别是磁冻结项和磁扩散项, μ_0 是真空磁导率.方程(5)是辐射输运方程,其中 \mathbf{n} 是法向量, I 是单位立体角内沿着方向 \mathbf{n} 传播的频率分辨的辐射强度, ε 是频率分辨的辐射发射率, χ 是频率分辨的辐射吸收系数.MULTI-IFE程序将X射线分成若干群,在求得每群X射线在每个界面的辐射通量后,确定X射线辐射在每个网格沉积的能量,然后将其耦合到电子能量方程.辐射温度作为输出量,根据每个网格内的辐射能量密度和普朗克分布假设确定.更多有关MULTI-IFE程序采用的辐射输运模型和具体求解算法参见文献^[17].

3 丝阵内爆计算

丝阵内爆计算一方面有利于检验程序的可靠性,另一方面也有利于理解动态黑腔形成过程中丝阵的内爆行为.计算参数采用美国土星装置钨丝阵内爆实验参数^[22],其中钨丝阵直径17.5 mm,线质量450 $\mu\text{g}/\text{cm}$,驱动电流峰值8.25 MA.驱动电流采用文献^[22]给出的计算电流.该电流和实验测得的电流在电流峰值以前符合得比较好,在电流峰值以后比实验值偏小.原因可能是由于实验后期测得的电流包含了其他分流成分,不全是流过丝阵等离子体的实际电流.

图1给出了基于零维薄壳模型和MULTI-IFE程序计算得到的等离子体内爆轨迹,其中一维程序的等离子体轨迹取初始时刻位于丝阵初始半径处的质点.由图1可知,零维薄壳模型和一维流体力学模型得到的内爆轨迹基本类似.零维薄壳模型计算得到的内爆速度比一维流体力学模型得到的稍

大. 原因可能是零维薄壳模型不考虑丝阵等离子体的热压和空间分布. 这和丁宁等 [23] 计算得到的结果是一致的.

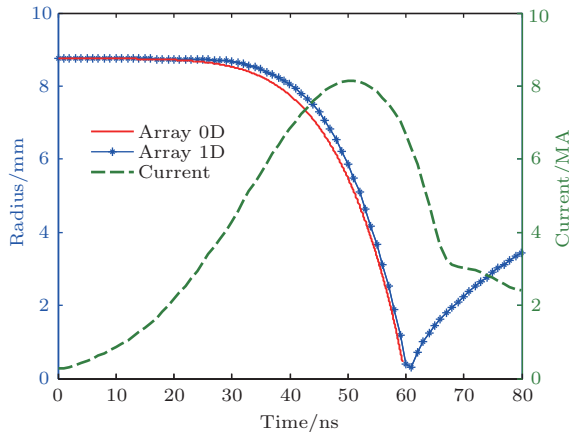


图 1 (网刊彩色) 零维薄壳模型和一维流体力学模型得到的等离子体内爆轨迹

Fig. 1. (color online) Plasma implosion trajectory calculated by zero-dimensional (0D) and one-dimensional (1D) code.

图 2 给出了 MULTI-IFE 程序得到的计算结果和文献 [22] 给出的计算和实验结果. 为了得到和实验相近的 X 射线功率, 采用 Z 箍缩模拟计算中常用的方法, 对经典 Spitzer 电阻率进行适当的修正 [24,25], 本算例采用的修正因子为 3.5. 在这里对电阻率进行修正一方面是为了唯象地模拟 Z 箍缩丝阵等离子体内爆过程中存在的湍流和瑞利泰勒不稳定性现象 [24], 另一方面也是为了增加馈入等离子体的能量, 防止因辐射塌缩而导致计算终止. 由图 2 可知, 丝阵等离子体在 30 ns 以前位移较小, 在 30 ns 以后, 在洛伦兹力的作用下迅速内爆. 60 ns 左右, 丝阵等离子体在轴线滞止热化, 丝阵等离子体动能转化为内能, X 射线功率波形出现峰值, 丝阵等离子体的收缩比 (丝阵等离子体初始半径和当前半径的比值) 达到最大值, 约 21.7. 在 60 ns 以后, 丝阵等离子体在自身热压的作用下向外反弹飞散, 丝阵等离子体的内能转化为动能, 温度降低, X 射线辐射功率降低. 由图 2 还可知, MULTI-IFE 程序计算得到 X 射线功率峰值和实验值相近, 但是脉宽较窄, 对应的总辐射能量也较小. 这可能是 MULTI-IFE 程序采用的辐射模型的局限性导致的. 例如, MULTI-IFE 程序采用连续谱多群辐射输运模型, 未考虑线谱效应, 对电子光子之间的能量交换不完全精确. 此外, 除了提高辐射模型的精确性,

在二维程序中考虑磁瑞利泰勒不稳定性发展也能在一定程度上减小实验结果和模拟结果之间的差异. 例如, Peterson 等 [26] 研究发现, 通过在丝阵等离子体中施加一定的初始随机密度扰动, 可以激发丝阵等离子体内爆过程中磁瑞利泰勒不稳定性的发展, 使得丝阵等离子体在轴线滞止热化前具有较宽的空间分布, 从而获得和实验结果更为接近的 X 射线功率峰值和脉冲宽度. 该算例表明, 改造后的 MULTI-IFE 程序能够完成 Z 箍缩丝阵内爆辐射磁流体力学计算, 而且计算结果具有一定的可靠性. 在上述再现实验结果的研究中, 电阻率修正是根据实验结果确定的. 在没有实验结果作参照的 Z 箍缩内爆模拟研究中, 可以根据模拟经验和物理判断进行电阻率调整, 例如一维程序模拟的丝阵内爆收缩比一般不超过 30, 8 MA 驱动电流对应的 X 射线峰值功率一般不超过 100 TW 等.

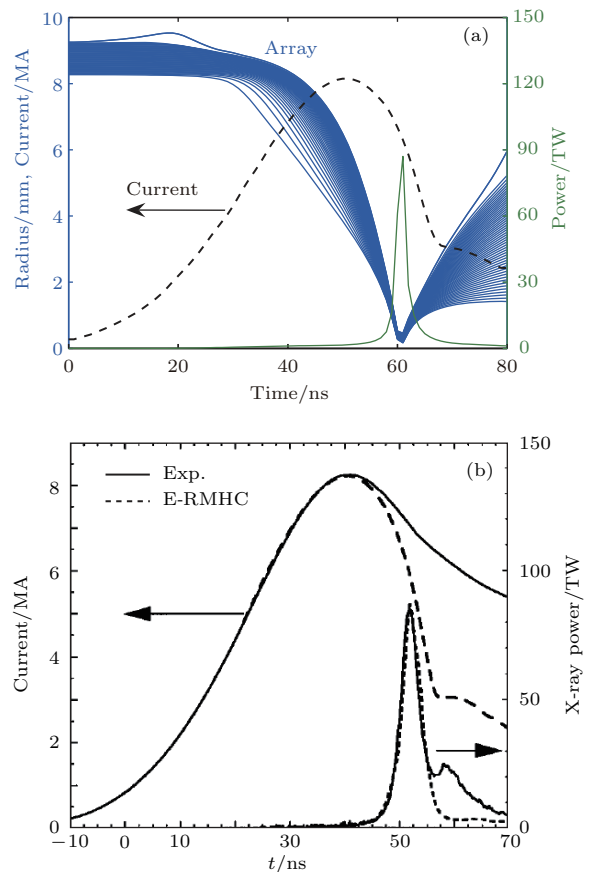


图 2 (a) (网刊彩色) 等离子体内爆轨迹和 X 射线功率曲线; (b) 实验和计算获得的驱动电流和 X 射线功率曲线 [22]

Fig. 2. (a) (color online) Plasma implosion trajectory and X-ray emission power; (b) experimental and calculated drive current and X-ray emission power [22].

4 Z箍缩动态黑腔模拟

接下来研究“聚龙一号”装置动态黑腔实验0180发次负载参数和驱动电流条件下的动态黑腔形成过程. 计算采用的负载由高15 mm、半径10 mm、线质量1.31 mg/cm、丝根数168根的钨丝阵和半径3 mm、密度16 mg/cm³的C₁₅H₂₀O₆泡沫组成. 由于此时对应的丝间隙小于1.4 mm, 根据Sanford等^[27]的研究结果和肖德龙等^[28]采用的计算模型, 假设计算开始时丝阵已经形成厚度1 mm、温度1 eV的均匀等离子体壳, 占有90%的丝阵质量, 另外10%的丝阵质量作为先驱等离子体, 均匀填充在丝阵等离子体和泡沫之间.

图3给出了计算采用的驱动电流波形、等离子体内爆轨迹和冲击波传播轨迹. 由图3可知, 动态黑腔丝阵等离子体和泡沫的相互作用过程可分为五个子过程: 丝阵等离子体内爆过程、丝阵等离子体和泡沫碰撞过程、冲击波向泡沫中心传播过程、冲击波反射过程以及等离子体反弹飞散过程. 这五个子过程具体如下: 1) 137 ns之前为丝阵等离子体内爆过程, 丝阵等离子体在洛伦兹力的驱动下加速内爆; 2) 丝阵等离子体和泡沫在137 ns左右发生碰撞, 碰撞在泡沫产生一个向内传播的冲击波; 3) 碰撞产生的冲击波在137—152 ns向泡沫中心传播, 在152 ns左右于泡沫中心发生反射, 在此期间, 丝阵等离子体外的洛伦兹力继续压缩丝阵和泡沫等离子体; 4) 反射冲击波在152—160 ns由内向外传播, 在160 ns左右到达丝阵等离子体表面, 使丝阵等离子体开始反弹飞散. 在此期间, 洛伦兹力仍然在继续对丝阵和泡沫等离子体压缩做功; 5) 160 ns之后, 丝阵和泡沫等离子体在自身热压的作用下向外反弹飞散. 由图3给出的冲击波传播轨迹可知, 冲击波到达轴心之前的传播速度约为 1.76×10^7 cm/s, 冲击波在轴心反射之后的传播速度约为 1.29×10^7 cm/s. 由图3还可知, 泡沫柱表面在75—137 ns发生了明显的膨胀. 这可能是辐射烧蚀引起的, 因为此时泡沫外的辐射温度已经达到30 eV以上, 而且当我们关闭辐射运输模块时, 泡沫柱表面不会发生这么明显的膨胀. 在本文的动态黑腔形成过程研究中, 将电阻率修正为Spitzer电阻率的1.1倍. 这一方面是因为动态黑腔由丝阵和泡沫组成, 丝阵等离子内部存在一定质量的泡沫等离

子体, 丝阵等离子体箍缩到最小半径时容易在热压的作用下反弹飞散, 不需要采用高倍数的电阻率修正. 另一方面是因为考虑到所用一维程序的局限性, 我们认为此时的模拟结果已经和实验结果符合得较好. 例如本文计算得到的冲击波传播速度约为 1.76×10^7 cm/s, 而实验测得的冲击波传播速度约为 $(1.42 \pm 0.17) \times 10^7$ cm/s^[15].

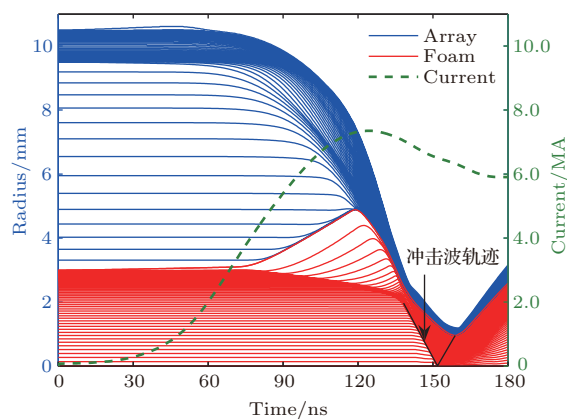


图3 (网刊彩色) 驱动电流波形、等离子体内爆轨迹和冲击波传播轨迹

Fig. 3. (color online) Drive current, plasma implosion trajectory and shock trajectory.

图4给出了归一化径向辐射温度随时间的演化图, 其中红线为辐射热波传播轨迹, 黑色虚线为冲击波传播轨迹. 辐射热波轨迹通过寻找辐射温度梯度最大值位置确定, 冲击波轨迹通过寻找离子温度最大值位置确定. 由图4可知, 137 ns时, 丝阵等离子体和泡沫发生碰撞, 在泡沫中产生了冲击波和辐射热波, 而且辐射热波的传播速度(3.61×10^7 cm/s)大于冲击波的传播速度(1.76×10^7 cm/s). 144 ns时, 辐射波已经到达泡沫中心, 使中心区域的泡沫具有较高的辐射温度. 152 ns左右, 冲击波到达泡沫中心并发生反射, 使泡沫中心的辐射温度达到最大值. 冲击波在152—160 ns期间由内向外传播, 使泡沫和丝阵等离子体滞止热化, 温度升高. 为了防止二维柱形冲击波破坏聚变靶丸烧蚀内爆的球对称性, 一般要求靶丸在冲击波到达泡沫中心之前完成内爆. 图4反映出的辐射热波比冲击波传播得更快的现象, 为聚变靶丸在冲击波到达之前完成内爆提供了可能, 正是Z箍缩动态黑腔驱动靶丸聚变概念的核心要素之一. 由图4还可知, 如果利用条纹相机从轴向观测, 将能观察到一对沿着冲击波传播轨迹的辐射亮纹.

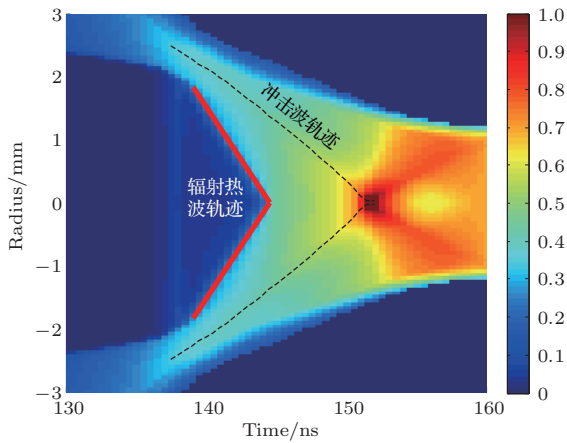


图4 (网刊彩色) 径向辐射温度分布随时间的演化
Fig. 4. (color online) The evolution of radiation temperature in space and time.

图5(a)给出了139 ns时电子温度、离子温度和辐射温度的分布曲线. 由图5(a)可知, 在冲击波波阵面附近, 电子温度和离子温度基本相同, 而辐射温度和物质温度有较大的差异. 这可能是冲击波波阵面附近的辐射和物质尚未达到平衡引起的. 由图5(a)还可知, 辐射热波位于冲击波之前. 在辐射热波已经到达而冲击波尚未到达的区域, 由于电子-光子和电子-离子的能量交换作用, 电子和离子也具有较高的温度. 此外, 辐射热波之前的泡沫也具有一定的辐射温度, 这可能是由于MULTI-IFE程序使用多群辐射输运模型, 由能谱较硬的X射线预热效应引起的. 此外, 由图5(a)还可以观察到物质温度和辐射温度在丝阵等离子体中剧烈下降. 根据热扩散模型可知, 热流方向和温度梯度方向相反, 丝阵等离子体中存在向内的温度梯度表明该处存在向外的热流. 这说明虽然丝阵等离子体可以对黑腔内的X射线辐射场起到很好的约束作用, 但丝阵等离子体中仍然存在引起辐射漏失的辐射热流. 图5(b)给出了将此时的辐射温度分布后处理得到的归一化辐射功率分布. 图5(b)表明, 如果用分幅相机从轴向拍摄, 将能观察到冲击波引起的辐射亮环. 这和蒙世坚等^[15]在实验中观察到了辐射亮环特征是一致的. 进一步结合图4给出的径向辐射温度随时间的演化图像可知, 在辐射热波到达泡沫中心之前, 辐射温度在辐射热波位置存在明显的梯度, 因而可以观察到清晰的辐射亮环. 但在辐射热波到达泡沫中心以后, 丝阵等离子体内部的泡沫均具有较高而且基本均匀的辐射温度, 冲击波波阵面位置的辐射温度仅略高于泡沫中其他位置的辐射

温度, 因而将难以观察到边界清晰的辐射亮环. 因此, 实验中观察辐射亮环的最佳时刻应该在冲击波形成之后、辐射热波到达泡沫中心之前.

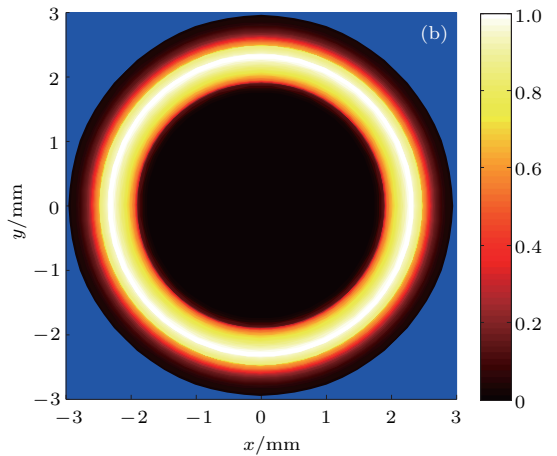
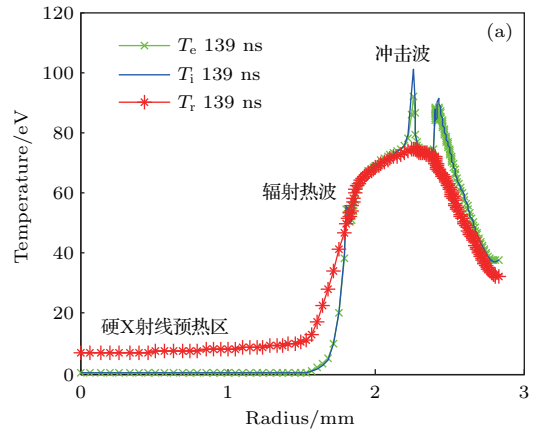


图5 (a) (网刊彩色) 139 ns时的电子温度 T_e 、离子温度 T_i 和辐射温度 T_r 分布; (b) 后处理得到的归一化辐射功率分布
Fig. 5. (a) (color online) Distributions of electron, ion and radiation temperature at 139 ns; (b) distribution of normalized X-ray emission power.

图6给出了泡沫中心辐射温度和电子温度随时间的变化. 由图6可知, 辐射热波到达泡沫中心之前, 泡沫中心的辐射温度和电子温度较低. 辐射热波到达泡沫中心以后, 泡沫中心的辐射温度迅速上升, 然后电子温度也迅速升高, 并在之后和辐射温度基本保持一致. 原因可能是泡沫中的辐射温度因辐射输运过程升高后, 光子和电子之间的能量交换作用使得电子温度也迅速升高, 直至两者达到平衡. 由图6还可知, 在辐射热波到达泡沫中心之后, 泡沫中心的辐射温度会继续缓慢升高, 在冲击波到达泡沫中心之前上升到100 eV以上. 这是因为此时的动态黑腔除了受辐射冷却效应影响外, 同时还受外部能量馈入的影响, 如冲击波加热、磁场对丝阵和泡沫等离子体压缩做功以及磁场扩散导致的

焦耳加热等.

图7给出了不同时刻丝阵等离子体外表面发射的归一化辐射能谱分布. 由图7可知, 丝阵等离子体外表面的辐射强度在内爆早期较弱, 能谱峰值对应的频率较低. 这说明在内爆早期(如第100 ns), 丝阵等离子体的温度较低. 随着内爆的进行(100—160 ns), 丝阵外表面的辐射强度变强, 能谱峰值对应的光子能量变高, 说明丝阵等离子体的温度在增加. 在反弹飞散阶段(161—165 ns), 丝阵等离子体外表面的辐射强度减弱, 能谱峰值对应的光子能量变低, 说明丝阵等离子体的温度减小. 由图7还可知, 丝阵等离子体外表面发射的X射线能量集中在1000 eV以下.

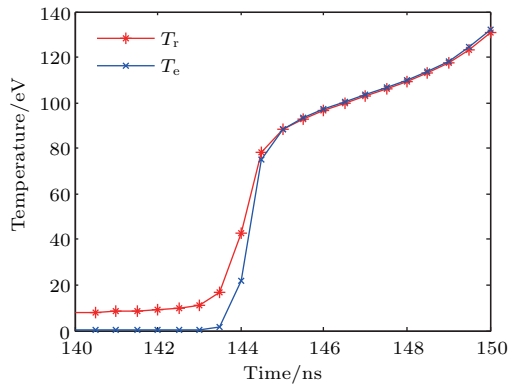


图6 (网刊彩色) 泡沫中心辐射温度和电子温度变化曲线
Fig. 6. (color online) Radiation and electron temperature in the foam center.

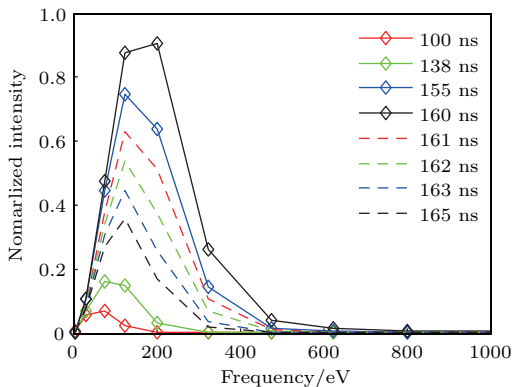


图7 (网刊彩色) 丝阵等离子体外表面X射线能谱分布
Fig. 7. (color online) X-ray emission spectra on the wire-array plasma surface.

5 结论与讨论

本文采用改造后的一维双温多群辐射磁流体力学程序 MULTI-IFE 研究了“聚龙一号”装置动

态黑腔实验0180发次负载参数和驱动电流条件下的Z箍缩动态黑腔形成过程. 在介绍程序采用的计算模型后, 首先利用改造后的MULTI-IFE程序模拟了美国土星装置丝阵内爆实验, 并将计算结果和其他模型得到的计算及实验结果进行了比对. 比对结果表明, MULTI-IFE程序和基于零维薄壳模型的程序得到的丝阵内爆轨迹基本一致, MULTI-IFE程序得到X射线辐射功率波形和实验获得的X射线功率波形基本相似, MULTI-IFE程序获得的丝阵内爆计算结果具有一定的可靠性. 动态黑腔模拟结果表明, 在“聚龙一号”装置动态黑腔实验0180发次负载参数和驱动电流条件下, 丝阵等离子体和泡沫的相互作用能够形成动态黑腔. 辐射温度的时空分布图像显示, 辐射热波的传播速度(3.61×10^7 cm/s)比冲击波的传播速度(1.76×10^7 cm/s)更快, 辐射热波比冲击波更早到达泡沫中心, 使中心区域的泡沫在冲击波到达之前就已具有较高的辐射温度. 单一时刻的径向辐射温度分布还表明, 如果使用分幅相机从轴向拍摄, 可以在冲击波到达泡沫中心前观察到冲击波引起的辐射亮环. 黑腔辐射温度在黑腔形成初期约80 eV, 在冲击波到达泡沫中心前可达100 eV以上. 丝阵等离子体表面发射的X射线能量集中在1000 eV以下.

需要说明的是, 尽管MULTI-IFE程序能够较好地再现Z箍缩动态黑腔形成的基本过程和主要特征, 但由于一维程序无法考虑不稳定性发展和湍流等二维效应, 本文模拟得到的黑腔辐射温度可能比实际情况稍微偏高. 此外, “聚龙一号”装置开展了多种参数条件的动态黑腔实验. 本文只是针对其中0180发次对应的动态黑腔负载参数和驱动电流条件开展了数值模拟研究. 而0180发次为了深入研究辐射和冲击波传播过程, 采用了半径较大、密度较高的泡沫转换体, 对动态黑腔而言并不是优化的. 因此本文模拟得到的某些结论不具有一般性. 例如丝阵等离子体和泡沫碰撞形成的冲击波在泡沫中的传播速度约 17.6 cm/ μ s、黑腔形成初期的辐射温度约80—100 eV等. 在后续的工作中, 我们将进一步研究其他负载参数和驱动电流条件下的黑腔形成过程, 同时开发能够考虑不稳定性发展和辐射从两端电极漏失等高维效应的二维程序, 以获得对Z箍缩动态黑腔形成过程更细致全面的认识.

参考文献

- [1] Peng X J, Hua X S 2008 *Eng. Sci.* **10** 47 (in Chinese) [彭先觉, 华欣生 2008 中国工程科学 **10** 47]
- [2] Li Z H, Huang H W, Wang Z, Chen X J, Qi J M, Guo H B, Ma J M, Xiao C J, Chu Y Y, Zhou L 2014 *High Power Laser and Particle Beams* **26** 26100202 (in Chinese) [李正宏, 黄洪文, 王真, 陈晓军, 祁建敏, 郭海兵, 马纪敏, 肖成建, 褚衍运, 周林 2014 强激光与粒子束 **26** 26100202]
- [3] Sanford W L, Olson R E, Mock R C, Chandler G A, Leeper R J, Nash T J, Ruggles L E, Simpson W W, Struve K W, Peterson D L, Bowers R L, Matuska W 2000 *Phys. Plasmas* **7** 4669
- [4] Bennett G R, Cuneo M E, Vesey R A, Porter J L, Adams R G, Aragon R A, Caird J A, Landen O L, Rambo P K, Rovang D C, Ruggles L, Simpson W W, Smith I C, Wenger D F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 245002
- [5] Sanford T W, Lemke R W, Mock R C, Chandler G A, Leeper R J, Ruiz C L, Peterson D L, Chrien R E, Idzorek G C, Watt R G, Chittenden J P 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3573
- [6] Smirnov V P 1991 *Plasma Phys. Control. Fusion* **33** 1697
- [7] Brownell J H, Bowers R L, Mclenithan K D, Peterson D L 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2071
- [8] Nash T J, Derzon M S, Allshouse G O, Deeney C, Seaman J F, Mcgurn J S, Jobe D, Gilliland T L, Macfarlane J J, Wang P, Petersen D 1997 *AIP Conf. Proc.* **409** 175
- [9] Bailey J E, Chandler G A, Slutz S A, Bennett G R, Cooper G W, Lash J S, Lazier S E, Lemke R W, Nash T J, Nielsen D S, Moore T C, Ruiz C L, Schroen D G, Smelser R M, Torres J A, Vesey R A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 095004
- [10] Rochau G A, Bailey J E, Chandler G A, Cooper G, Dunham G, Lake P, Leeper R J, Lemke R W, Mehlhorn T A, Nikroo A, Peterson K J, Ruiz C L, Schroen D G, Slutz S A, Steinman D A, Stygar W A, Varnum W 2007 *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** B591
- [11] Xu R K, Li Z H, Yang J L, Ding N, Zhou X W, Jiang S L, Zhang F Q, Wang Z, Xu Z P, Ning J M, Li L B, Grabovsky E V, Oleynic G M, Alexandrov V V, Smirnov V 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 045208 (in Chinese) [徐荣昆, 李正宏, 杨建伦, 丁宁, 周秀文, 蒋世伦, 章法强, 王真, 许泽平, 宁家敏, 李林波, Grabovsky E V, Oleynic G M, Alexandrov V V, Smirnov V 2011 物理学报 **60** 045208]
- [12] Ding N, Wu J M, Dai Z H, Zhang Y, Yin L, Yao Y Z, Sun S K, Ning C, Shu X J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8707 (in Chinese) [丁宁, 邬吉明, 戴自换, 张杨, 尹丽, 姚彦忠, 孙顺凯, 宁成, 束小建 2010 物理学报 **59** 8707]
- [13] Ning C, Feng Z X, Xue C 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 125208 (in Chinese) [宁成, 丰志兴, 薛创 2014 物理学报 **63** 125208]
- [14] Xiao D L, Sun S K, Xue C, Zhang Y, Ding N 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 235203 (in Chinese) [肖德龙, 孙顺凯, 薛创, 张杨, 丁宁 2015 物理学报 **64** 235203]
- [15] Meng S J, Huang Z C, Ning J M, Hu Q Y, Ye F, Qin Y, Xu Z P, Xu R K 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 075201 (in Chinese) [蒙世坚, 黄展常, 甯家敏, 胡青元, 叶繁, 秦义, 许泽平, 徐荣昆 2016 物理学报 **65** 075201]
- [16] Ramis R, Schmalz R, Meyer-ter-Vehn J 1988 *Comput. Phys. Commun.* **49** 475
- [17] Ramis R, Meyer-ter-Vehn J 2016 *Comput. Phys. Commun.* **203** 226
- [18] Ramis R 2017 *J. Comput. Phys.* **330** 173
- [19] Oliphant T A 1981 *RAVEN Physical Manual Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-8802-M*
- [20] Wang G H 2002 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Graduate School of Chinese Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [王刚华 2002 博士学位论文 (北京: 中国工程物理研究院北京研究生部)]
- [21] Yan Q J 2006 *Numerical Analysis* (Beijing: Beihang University Press) p27 (in Chinese) [颜庆津 2006 数值分析 (北京: 北京航空航天大学出版社) 第 27 页]
- [22] Deeney C, Nash T J, Spielman R B, Seaman J F, Chandler G, Struve K W, Porter J L, Stygar W A, Mcgurn J S, Jobe D, Gilliland T L, Torres J A, Vargas M F, Ruggles L E, Breeze S P, Mock R C, Douglas M R, Fehl D L, Mcdaniel D H, Matzen M K, Peterson D L, Matuska W, Roderick N F, Macfarlane J J 1997 *Phys. Rev. E* **56** 5945
- [23] Ding N, Wu J M, Yang Z H, Fu S W, Ning C, Liu Q, Shu X J, Zhang Y, Dai Z H 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 212 (in Chinese) [丁宁, 邬吉明, 杨震华, 符尚武, 宁成, 刘全, 束小建, 张杨, 戴自换 2008 强激光与粒子束 **20** 212]
- [24] Thornhill J W, Whitney K G, Deeney C, Lepell P D 1994 *Phys. Plasmas* **1** 321
- [25] Ning C, Sun S K, Xiao D L, Zhang Y, Ding N, Huang J, Xue C, Shu X J 2010 *Phys. Plasmas* **17** 062703
- [26] Peterson D L, Bowers R L, Mclenithan K D, Deeney C, Chandler G A, Spielman R B, Matzen M K, Roderick N F 1998 *Phys. Plasmas* **5** 3302
- [27] Sanford T W, Allshouse G O, Marder B M, Nash T J, Mock R C, Spielman R B, Seaman J F, Mcgurn J S, Jobe D, Gilliland T L, Vargas M, Struve K W, Stygar W A, Douglas M R, Matzen M K, Hammer J H, Groot J S, Eddleman J L, Peterson D L, Mosher D, Whitney K G, Thornhill J W, Pulsifer P E, Apruzese J P, Maron Y 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 5063
- [28] Xiao D L, Ding N, Sun S K, Ye F, Ning J M, Hu Q Y, Chen F X, Qin Y, Xu R K, Li Z H 2014 *Phys. Plasmas* **21** 042704

One-dimensional numerical investigation on the formation of Z-pinch dynamic hohlraum using the code MULTI*

Wu Fu-Yuan¹⁾²⁾ Chu Yan-Yun¹⁾ Ye Fan¹⁾ Li Zheng-Hong^{1)†} Yang Jian-Lun¹⁾
 Rafael Ramis²⁾ Wang Zhen¹⁾ Qi Jian-Min¹⁾ Zhou Lin¹⁾ Liang Chuan¹⁾

1) (*Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*E.T.S.I. Aeronautica y del Espacio, Universidad Politecnica de Madrid, Madrid 28040, Spain*)

(Received 27 May 2017; revised manuscript received 10 July 2017)

Abstract

Z-pinch dynamic hohlraum can effectively convert Z-pinch plasma kinetic energy into radiation field energy, which has a potential to implode a pellet filled with deuterium-tritium fuel to fusion conditions when the drive current is sufficiently large. To understand the formation process of Z-pinch dynamic hohlraum on JULONG-I facility with a typical drive current of 8–10 MA, a new radiation magneto-hydrodynamics code is developed based on the program MULTI-IFE. MULTI-IFE is a one-dimensional, two-temperature, multi-group, open-source radiation hydrodynamic code, which is initially designed for laser and heavy ion driven fusion. The original program is upgraded to simulate Z-pinch related experiments by introducing Lorentz force, Joule heating and the evolution of magnetic field into the code. Numerical results suggest that a shock wave and a thermal wave will be launched when the high speed plasma impacts onto the foam converter. The thermal wave propagates much faster than shock wave, making the foam become hot prior to the arrival of shock wave. For the load parameters and drive current of shot 0180, the calculated propagation speed of thermal wave and shock wave are about 36.1 cm/ μ s and 17.6 cm/ μ s, respectively. The shock wave will be reflected when it arrives at the foam center and the speed of reflected shock wave is about 12.9 cm/ μ s. Calculations also indicate that the plastic foam will expand obviously due to the high temperature radiation environment (~ 30 eV) around it before the collision between tungsten plasma and foam converter. The evolution of radial radiation temperature profile shows that a pair of bright strips pointing to the foam center can be observed by an on-axis streak camera and the radiation temperature in the foam center achieves its highest value when the shock arrives at the axis. A bright emission ring moving towards the foam center can also be observed by an on-axis X-ray frame camera. The best time to capture the bright strips and bright emission rings is before the thermal wave reaches the foam center. Even though some amount of X-ray radiation in the foam is expected to escape from the hohlraum via radiation transport process, simulation results suggest that the tungsten plasma can serve as a good hohlraum wall. The radiation temperature is about 80 eV when the dynamic hohlraum is created and can rise more than 100 eV before the shock arrives at the foam center. Most of the X-rays emitted by the wire-array plasma surface have energies below 1000 eV. In this paper, the physical model of the code MULTI-IFE and the simulation results of array implosions on Saturn facility are presented as well.

Keywords: Z-pinch, dynamic hohlraum, radiation magneto-hydrodynamics, shock

PACS: 52.58.Lq, 52.59.Qy

DOI: 10.7498/aps.66.215201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11135007, 11305155), the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad (Grant No. ENE2014-54960-R), and the EUROfusion Consortium Project (Grant No. AWP15-ENR-01/CEA-02).

† Corresponding author. E-mail: lee_march@sina.com