

稠密等离子体焦点关键参数对中子产额的影响*

黄甜 王思远 段书超†

(中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621999)

(2025 年 12 月 11 日收到; 2026 年 2 月 11 日收到修改稿)

为定量揭示稠密等离子体焦点 (dense plasma focus, DPF) 装置中关键几何参数对中子产额的影响规律, 并为装置性能优化提供理论依据, 本文基于自主开发的 FOI-PERFECT 程序, 引入基于 Saha 方程的电离平衡处理对温度进行修正, 并采用 Bosch-Hale 公式计算氘-氘 (D-D) 热核反应率, 建立了 DPF 弛豫磁流体模拟模型, 对 Mather 型 DPF 装置的中子产额开展系统数值模拟. 研究考查了阳极长度、阳极半径及阴阳极间隙等几何参数对中子产额的影响, 首次将阳极半径作为独立扫描变量, 并考查了阴阳极间隙在中子产额优化中的影响. 结果表明, 在本研究工况下阳极长度与半径均存在明确的最优区间, 可显著地提升中子产额; 阴阳极间隙对产额的影响相对较弱. 本文实现了 DPF 关键几何参数与中子产额之间的定量关联, 为装置结构设计与性能优化提供了一种可复用的建模方法和理论参考.

关键词: 稠密等离子体焦点, Z 箍缩, 中子源, 磁流体力学

DOI: 10.7498/aps.75.20251704

CSTR: 32037.14.aps.75.20251704

1 引言

稠密等离子体焦点 (dense plasma focus, DPF) 是一种基于同轴几何结构的等离子体放电位型, 能够在纳秒至微秒时间尺度内产生高温高密度的等离子体. DPF 装置通常由储能电容器组、高压开关以及放电腔组成. 基本工作原理是电容器经充电后, 通过开关将高电压施加于放电腔的内外电极上, 使绝缘层沿面击穿并形成等离子体电流鞘. 电流产生的强磁场驱动等离子体在洛伦兹力作用下先沿阳极轴向运动, 后在阳极端部沿径向内爆形成高密度等离子体, 即“焦点”. 该焦点区在短时间内经历剧烈的压缩与崩溃, 伴随产生脉冲中子、X 射线及高能带电粒子束等多种辐射形式. 凭借结构紧凑、峰值功率高及运行相对简单等特点, DPF 装置在中子源技术、材料诊断、闪光照相及辐射物理等方向具有广泛应用^[1-4].

自 20 世纪 60 年代以来, 稠密等离子体焦点装置因其较高的能量密度与多物理场特性, 成为研究高温等离子体物理的重要实验平台. Mather^[5] 和 Filippov 等^[6] 分别提出了两种典型构型的等离子体焦点装置, 两者主要差异在于阳极长度与直径的比值, 前者放电室内阳极直径与长度的比率小于 0.25, 而后者比率一般大于 5. Mather 型装置电极系统紧凑, 因而为大多数实验室所用^[7].

近年来, 随着高亮度、短脉冲辐射源在高能量密度物理、动态辐射成像以及惯性约束聚变等相关实验诊断中的需求不断增长, DPF 装置作为一种紧凑型 Z 箍缩平台重新受到广泛关注. 在国际上, 以美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室 (LLNL) 研制的 MJOLNIR 装置为代表^[8], MA 级 DPF 已被成功用于单发闪光中子照相和辐射成像研究, 通过兆焦级储能驱动产生高亮度、纳秒量级的脉冲中子与 X 射线辐射, 展示了 DPF 装置在极端条件诊断和前沿应用中的独特优势. 欧洲运行的 PF-1000

* 国家自然科学基金 (批准号: 12075226) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: s.duan@163.com

装置是目前国际上成熟的 MA 级 DPF 实验平台之一^[9], 该装置依托较大的等离子体尺度和丰富的高时间分辨诊断手段, 广泛用于研究等离子体箍缩动力学、MHD 不稳定性、快离子加速过程及中子产生机理, 其实验结果表明等离子体柱的几何尺度、磁能积累和内爆阶段动力学特征对中子产额具有显著影响. 国内在 DPF 装置方面也开展了相关研究工作. 例如, 中国工程物理研究院中子物理学重点实验室研制了基于 Mather 型结构的 DPF 装置^[7], 该装置能够在氙气放电条件下产生短脉冲中子输出, 并用于辐射诊断、中子照相及活化分析等应用, 为国内 DPF 装置的实验研究奠定了基础.

DPF 可以看作一种特殊构型的 Z 箍缩系统, 但有其不同于后者的特点. 1962 年, Hart^[10] 建立雪耙模型进行模拟计算, 研究了同轴电极结构在激波管与等离子体枪中等离子体的加速性能, 揭示了电流分布与极性效应的影响, 为同轴电极等离子体加速器的设计与优化提供了重要依据. 随后, Lee^[11] 提出五相 Lee 模型, 耦合电路方程、能量方程、动量方程以及辐射方程, 对等离子体层的整个运动过程进行描述, 包括轴向加速运动、径向内爆、箍缩和膨胀, 该理论被广泛用于设计和优化 Mather 型等离子体焦点装置. DPF 装置可利用氘-氘 (D-D) 或氘-氚 (D-T) 聚变反应产生中子, 其主要机制包括热核反应和束靶反应两类. 在放电内爆与箍缩阶段, 等离子体被压缩至较高温度和密度, 热化粒子之间的随机碰撞可产生热核中子; 同时, 在随后的不稳定性发展过程中形成的高能离子束与背景等离子体相互作用, 也可通过束靶反应产生中子. 上述两种机制在不同装置参数和放电阶段下均可能对中子产额产生重要贡献^[12-15].

除放电能量外, 装置的几何参数 (如阳极长度、阴极结构、阳极形状) 对中子产额具有显著影响. 例如, Beg 等^[16] 通过实验发现阳极长度存在最优区间, 可以显著提高中子产额. 2009 年 Verma 等^[17] 在实验中改变阴极结构, 发现“松鼠笼”式透气阴极能减少鞘层堵塞、提高放电稳定性. Talukdar 等^[18] 通过实验比较了圆柱与锥形阳极对中子发射的影响, 结果显示, 虽然锥形阳极能产生更高能中子, 但其总产额低于圆柱形阳极. Shaw 等^[19] 的实验进一步指出, 阳极中心空腔可提升中子产额, 其中 0.75 in (1 in = 2.54 cm) 空心阳极的产额最高, 约为实心阳极的 6 倍. Novotný 等^[20] 系统地研究了

九种不同阳极形状对中子产额和 X 射线发射的影响, 指出带中心空腔的圆形阳极具有最佳中子产额和更强的压缩特性. 这些研究表明, 几何结构优化是提升 DPF 中子产额与稳定性的关键方向.

近年来, 随着数值模拟技术的发展, 多物理场数值模型已成为研究 DPF 动力学过程的重要手段. 2021 年, Schmidt 等^[8] 基于 Chicago 代码的全动能粒子模拟 (PIC) 结合实验, 对 DPF 装置的构型进行调整和模拟, 发现阳极顶部设置一定的倾斜角, 有利于减小内爆半径, 增加等离子体温度, 进而得到更高的中子产额. 国内方面, 欧海彬等^[21] 利用 FOI 程序对 DPF 等离子体的运动过程进行二维磁流体动力学仿真, 得到了与美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室可见光实验图像相似的结果, 对等离子体鞘的轴向加速与径向内爆过程进行了分析, 为理解装置几何结构与等离子体运动特性之间的关系提供了重要参考. 孙强等^[22] 建立了耦合外电路的双温磁流体动力学模型, 系统地模拟了 DPF 的轴向加速、径向内爆及箍缩过程, 并通过与 UNU 和 UDMPF1 等实验装置的结果对比验证了模型的可靠性, 揭示了电路参数和电极几何参数对等离子体运动特性的重要影响. 这些研究表明, 基于磁流体模型的数值模拟在分析 DPF 宏观动力学行为和评估关键参数影响规律方面具有不可替代的优势. 另外, 丁宁等^[23] 开发了 MARED 二维数值程序, 对 Z 箍缩等离子体内爆过程中不稳定性演化及其对 X 射线辐射特性的影响进行了系统模拟分析, Z 箍缩的动力学过程与 DPF 放电过程的整体动力学特征相似, 因而该程序具有一定潜力拓展用于 DPF 装置的数值研究.

现有研究多关注单一变量, 缺乏对阳极半径、阴阳极间隙等关键参数的系统性定量扫描. 本文基于自主开发的 FOI-PERFECT 程序, 构建 DPF 弛豫磁流体模拟模型, 对 Mather 型 DPF 动力学过程和中子产额进行系统仿真与定量分析. 研究不同于之前工作基于完全电离假设, 引入基于 Saha 方程^[24] 的电离平衡模型, 以刻画 DPF 中的部分电离行为, 对温度场进行修正. 并使用 Bosch-Hale 反应截面公式^[25] 计算热核反应率, 提高 D-D 反应速率计算的精度. 研究考查了阳极长度、阳极半径、阴阳极间隙等关键参数对中子产额的影响规律, 揭示其最优匹配条件, 为参数优化与性能提升提供理论依据与可复用的建模方法.

2 模型与验证

本研究采用自主开发的 FOI-PERFECT 程序对 DPF 动力学过程及中子产额进行数值模拟. FOI-PERFECT 程序采用全弛豫电磁辐射流体物理模型 (包括弛豫电磁、弛豫热输运、流体、辐射)^[26,27], 基于欧拉直角坐标/柱坐标, 空间离散采用 R-TVD/WENO-IFS 格式, 时间离散采用 ASI-SSP 格式, 具备多块几何拼接功能和 MPI+OpenMP 并行技术, 高效、高精度、健壮、高度并行, 既可模拟驱动器端的电磁能量传输过程, 亦可模拟负载端的物理实验, 包括电磁驱动、辐射输运等多种类型. 本研究中, 物理模型仅包括弛豫电磁和流体, 假设流体为可压缩理想气体, 忽略黏性、热传导及辐射, 模型对应的方程组为

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

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e \mathbf{v}) = -p \nabla \cdot \mathbf{v} + \eta \mathbf{J}^2, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c^2 (\nabla \times \mathbf{B} - \mu \mathbf{J}), \quad (5)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J}, \quad (6)$$

$$p = (\gamma - 1) e, \quad (7)$$

其中 ρ 为等离子体密度; \mathbf{v} 为速度矢量; p 表示气体热压; \mathbf{J} 为电流密度; \mathbf{B} 为磁感应强度; e 为内能密度; η 为电阻率; \mathbf{E} 为电场强度; c 为真空光速; μ 为真空磁导率; γ 为理想气体绝热指数.

图 1 为计算域的边界条件示意图. 图中黑色虚线处施加磁场驱动条件, 采用 \sin 函数近似 DPF 装置放电过程中的电流变化. 由安培环路定律可知, 阴阳极之间, 垂直于 r, z 平面的角向磁感应强度 B_{phi} 近似为

$$B_{\text{phi}} = \frac{\mu I}{2\pi r} \quad (8)$$

$$I = I_{\text{max}} \sin(2\pi f t) \quad (9)$$

式中, I 为时变电流; r 为到中轴线的距离; I_{max} 为电流幅值; f 为频率. 外边界采用外流型开放边界,

也就是允许等离子体等自然“流出”计算域, 而不反射回计算域内部, 通过对各物理量进行零梯度外推 ($\partial \phi / \partial n = 0$) 近似处理, 以降低边界反射对计算结果的影响.

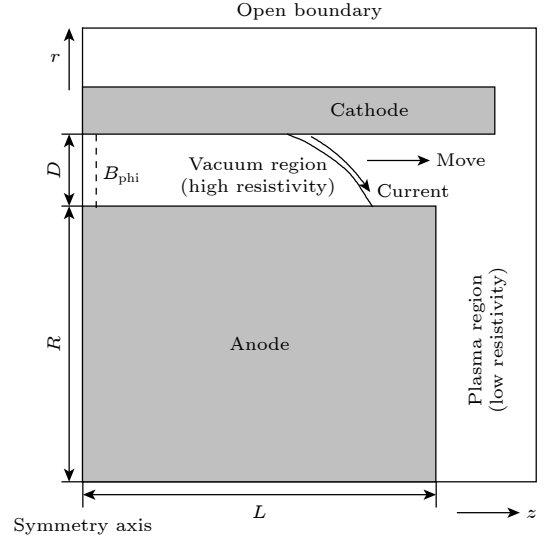


图 1 计算域边界条件示意图

Fig. 1. Schematic diagram of boundary conditions.

在 DPF 中, 绝缘层的主要作用是限定放电初始击穿位置并诱导等离子体鞘的形成. 而本文研究重点在于击穿后等离子体鞘层的宏观运动、压缩行为以及中子产生特性, 数值模型中并未对固体绝缘层进行显式建模, 而是采用等效初始条件进行处理, 在施加驱动磁场的位置预设背景等离子体, 以等效表征击穿完成后形成的等离子体鞘.

在 DPF 装置中, 等离子体主要受洛伦兹力驱动, 其演化时间远低于典型磁扩散时间尺度. 在已有研究中, 在描述 DPF 装置轴向加速、径向内爆及箍缩初期等主要动力学阶段时, 采用理想磁流体模型已能够合理刻画等离子体的电流时序与内爆行为^[28]. 本文使用常数电阻率对真空区和等离子体鞘层区进行模拟. 具体而言, 在等离子体鞘层扫过的流体区域为真空, 电阻率极大; 而其他区域, 电阻率保持在较小且恒定的量级. 上述处理不改变 DPF 内爆过程的主导动力学机制, 是一种物理上合理的近似描述.

在每个网格单元内, 首先由质量密度 ρ 计算氖原子数密度 $n_{\text{D}} = \rho / m_{\text{D}}$, 其中 m_{D} 为氖原子质量. 在本文的数值模型中, 等离子体电离度采用 Saha 电离平衡关系进行修正^[24]. Saha 方程严格成立的前提是等离子体处于局部热力学平衡 (local

thermodynamic equilibrium, LTE). DPF 装置放电过程具有时间尺度短、参数梯度大和演化过程剧烈等特点, 等离子体整体上往往偏离严格的 LTE 状态. 然而, 在径向内爆后期及箍缩初始阶段, DPF 装置轴心区域会形成局域高温高密度的等离子体结构, 此时电子-电子及电子-离子碰撞频率显著提高, 使得粒子能量分布在内爆阶段持续时间内显著地向热平衡状态弛豫, 从而在局部区域内近似建立准热平衡状态. D-D 聚变反应中, 中子的产生主要集中于上述内爆阶段, 在该条件下采用 Saha 电离平衡关系对等离子体电离度进行近似修正, 可在宏观尺度上更合理地反映与中子产生主导阶段相关的等离子体热力学状态变化.

Saha 电离模型在本文中主要作为一种有效的近似修正方法, 适用于宏观尺度下的参数变化趋势分析, 并不试图对局域瞬态参数给出精确预测, 而仅关注其对中子产生主导阶段的影响, 其在强非平衡条件下的适用性仍有待后续工作. Saha 方程基本形式可写为

$$\frac{n_{i+1}n_e}{n_i} = \frac{2}{\Lambda^3} \frac{g_{i+1}}{g_i} \exp\left(-\frac{\chi}{k_B T}\right), \quad (10)$$

其中 n_i , n_{i+1} 分别为电离前后粒子数密度; n_e 为电子数密度; g_i , g_{i+1} 为两种离化态的统计权重; χ 为电离势能; T 为电子温度; $\Lambda = h^2/(2\pi m_e k_B T)^{1/2}$ 为电子热德布罗意波长, h 为普朗克常数, m_e 为电子质量.

对氘气 (D_2) 气体, 定义电离度: $\alpha = n_{D^+}/n_D$, 其中, 粒子数守恒 $n_D = n_{D^0} + n_{D^+}$, 电荷数守恒 $n_e = n_{D^+} = \alpha n_D$, 则 Saha 方程可改写为

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \frac{2}{n_D} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\chi}{k_B T}\right). \quad (11)$$

该方程表明, 电离度 α 随温度的升高而增大, 在 $T > 10^4$ K 时接近 1 (完全电离) 而在低温区 $T < 10^3$ K 时几乎为零.

在数值上, 电离度的解 $\alpha(T, n_D)$ 可通过对方程 (10) 的迭代求解获得, 其计算结果用于确定局部离子数密度, 进而对温度和绝热指数进行修正:

$$n_i = \alpha(T, n_D) \cdot n_D = \alpha(T, n_D) \cdot \left(\frac{\rho}{m_D}\right). \quad (12)$$

为实现高效而稳定的反应速率计算, 本研究采用 Bosch-Hale 公式^[25]. 定义无量纲温度为

$$\theta = \frac{T_i}{1 - T_i \frac{C_2 + C_4 T_i + C_6 T_i^2}{1 + T_i \{C_3 + T_i [C_3 + T_i (C_5 + C_7 T_i)]\}}}. \quad (13)$$

构造 Gamow 相关中间量 $\xi = (B_G^2/4\theta)^{1/3}$, 则 $\langle\sigma v\rangle_{DD}$ 的近似可写为

$$\langle\sigma v\rangle_{DD} = C_1 \theta \left(\frac{\xi}{m_r c^2 T_i^3}\right)^{1/2} \exp(-3\xi), \quad (14)$$

其中 C_1, \dots, C_7 , B_G 与 $m_r c^2$ 均为截面反应速率的拟合常数. 该形式在 T 为 1 – 100 keV 时与经典数据库拟合较好, 并在本研究工作温度范围内保持稳定.

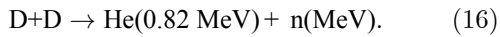
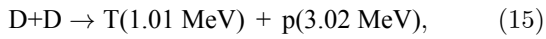
在 DPF 装置中, D-D 聚变中子的产生机制通常可分为热核机制和束靶机制两类. 热核机制源于近似热平衡等离子体中高能尾部粒子的随机碰撞, 其反应速率主要由等离子体温度和密度决定; 而束靶机制则与内爆及不稳定性发展过程中产生的高能离子束有关, 属于典型的非热、非平衡动力学过程.

在 DPF 装置中, 中子的产生并非来源于上述某个单一的物理机制, 而是由热核反应与束靶机制共同贡献. 在中低能 DPF 装置中, 由于箍缩等离子体温度有限且焦点持续时间较短, 难以形成充分热化的等离子体核心区域, 束靶机制往往对中子产额具有主导或者显著的贡献^[29]. 随着放电电流提升至 MA 量级, 尤其是本文模拟中放电电流的峰值为 2.5 MA 的工况下, 箍缩停滞阶段可以形成体积较大、持续时间达到数十纳秒量级的高温高密度等离子体柱. 在该阶段, 等离子体核心区域的离子-离子碰撞频率显著提高, 使得等离子体在平均意义上接近热平衡状态, 从而为热核 D-D 反应提供有利条件, 热核反应对中子的贡献显著提升^[15]. 即使在上述条件下, 等离子体柱内仍可能存在由不稳定性诱导的局部非热区域, 导致热核与束靶在一定程度上发生重叠并共同贡献中子产额. 鉴于本文采用的是基于弛豫磁流体方程的数值模型, 而束靶机制涉及离子加速、各向异性分布以及微观不稳定性等复杂动力学过程, 难以在单流体磁流体学 (MHD) 框架内自洽描述, 本文仅计算热核机制下的 D-D 聚变中子产额, 未显式考虑束靶机制的贡献, 因而可能低估中子产额的绝对值. 装置几何参数对等离子体的压缩程度和内爆时序具有决定性影响^[21], 而这些宏观特征不仅影响箍缩阶段的等离子体温度和密度, 也影响后续快离子产生的初始条件.

因此,在不涉及微观动力学细节的近似情况下,基于热核机制得到的参数优化趋势仍可在一定程度上反映装置几何参数对中子产生能力的相对影响规律.本文结果主要用于刻画几何参数变化对中子产额的相对变化趋势,而非对包含束靶机制在内的中子绝对产额的精确预测,可为DPF装置结构与参数优化提供定性和半定量参考.

控制方程在轴对称二维柱坐标系 (r, z) 中离散,采用网格体积元 $\Delta V = 2\pi r_c \Delta r \Delta z$ 进行空间积分, Δt 进行时间推进,其中 r_c 为径向单元中心半径.总中子产额通过对全域体积与全时域的积分获得.

使用氘气作为填充气体.D-D反应在高温、高密度等离子体条件下发生,其主要反应通道包括以下两种分支:



由于D-D为同种粒子反应,反应速率需包含 $1/2$ 的组合因子,瞬时中子产生速率(单位: $s^{-1} \cdot m^{-3}$):

$$R_n = \frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle_{DD}. \quad (17)$$

在二维轴对称网格上,单元内的瞬时中子数为

$$\Delta N_n = R_n \Delta V \Delta t = \left(\frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle_{DD} \right) 2\pi r_c \Delta r \Delta z \Delta t. \quad (18)$$

对全域体积与全时域求和可得单次放电的总中子产额:

$$Y = \sum_t \sum_z \sum_r \Delta N_n = \int_0^t \int_V \frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle_{DD} dV dt. \quad (19)$$

图2给出了氘离子密度的二维时空演化图.DPF中主要过程如下:1)电离击穿过程,本文并未

显式模拟气体电离击穿过程,而是从已电离等离子体初始条件出发,重点关注后续等离子体在电磁驱动下的宏观运动与压缩行为;2)电离击穿后等离子体鞘层在洛伦兹力驱动下沿着阳极轴向加速运动,氘离子随鞘层运动,在该阶段,氘离子密度整体变化相对平缓,如图2(a)所示;3)等离子体鞘层到达阳极顶端后径向运动,氘离子在磁压驱动下向轴心方向收缩,如图2(b)所示;4)等离子体鞘层到达轴心后,向轴心快速汇聚,氘离子密度显著提高,形成沿轴向分布的高密度氘离子柱,如图2(c)所示;5)箍缩阶段结束后,等离子体发生反弹与飞散,本文模型主要关注中子产生主导的箍缩与阻滞过程,未对后续反弹飞散阶段的动力学进行分析.综上,图2所示的二维氘离子密度演化在阶段划分、空间结构及密度分布形态上,与DPF装置的经典物理图像保持一致,完整呈现了等离子体从轴向加速、径向内爆到箍缩形成的典型动力学过程.

在DPF装置的轴向加速阶段,等离子体鞘层在洛伦兹力驱动下沿阳极方向推进.为验证模型对轴向动力学过程的刻画能力,定义等离子体层的平均轴向运动速度为阳极长度 L 除以等离子体鞘层前沿到达阳极顶部的时间 t_1 ,即 $v_s = L/t_1$.取阳极长度为22 cm,模拟结果中鞘层到达阳极顶部的时间为104.4 ns,可得到等离子体层的平均轴向运动速度为 2.1×10^6 m/s,该速度量级与DPF装置中轴向加速阶段等离子体鞘层在强电流驱动下的典型传播尺度相当^[28],表明模型能够合理模拟等离子体鞘层的轴向运动特征.模拟结果进一步显示焦点出现的时间约为137 ns,本文中设置的驱动电流的 $1/4$ 周期为135 ns,即电流达到峰值的时间为135 ns,两者接近,且焦点形成时间略微滞后于电

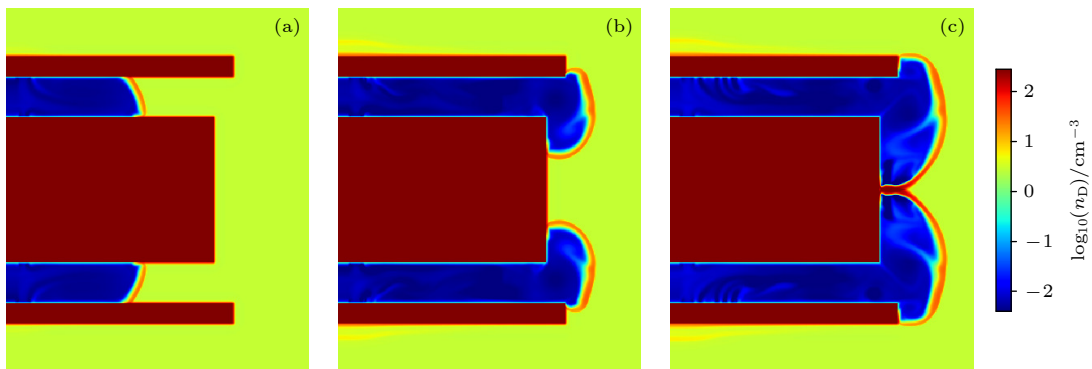


图2 DPF中不同阶段的氘离子密度图

Fig. 2. The deuteron ion density (on a log scale) during different stages in DPF.

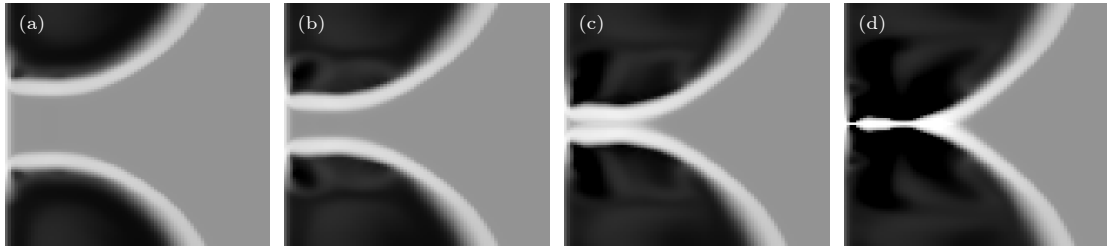


图 3 仿真得到的等离子体层在阳极顶部向轴心运动的过程 (a) $t = 0$ ns; (b) $t = 13$ ns; (c) $t = 39.3$ ns; (d) $t = 55.9$ ns

Fig. 3. Simulation of the axial motion of the plasma sheath at the top of the anode: (a) $t = 0$ ns; (b) $t = 13$ ns; (c) $t = 39.3$ ns; (d) $t = 55.9$ ns.

流峰值, 这一时序关系与 DPF 装置中普遍观测到的关键动力学特征一致, 说明所采用的 MHD 模型在捕捉 DPF 箍缩阶段的整体动力学行为方面具有合理性.

为验证中子产额计算模型的准确性, 我们选择了 LLNL DPF 装置的实验数据^[18]作为验证案例. 该实验装置的阳极直径 15.2 cm, 阴阳极之间的间隙固定为 4.3 cm, 峰值电流为 2.5 MA, 充气压力 2926 Pa. 图 3 为不同时刻下 FOI 程序计算得到的等离子体层图像, 结果表明, 仿真得到的等离子体层与 LLNL 实验中光学分幅相机拍摄到的等离子体层的形态较为吻合. 中子产额对状态参数相当敏感, 在实践中计算结果与实验结果一般不能达到十分接近, 相差可达一个量级. 本文根据 FOI 程序计算得到的中子产额为 2.6×10^{11} 中子/脉冲, 与实验获得的中子产额 3.8×10^{11} 基本一致, 表明模型可用于后续规律性研究.

3 参数对中子产额的影响分析

本节采用 FOI-PERFECT 程序, 系统地分析了阳极长度、阳极半径及阴阳极间隙等关键几何参数对 DPF 中子产额的影响. 所有模拟的几何尺寸均参考 LLNL 装置工况条件. 对于不同几何参数, 通过调节充气压力使产额达到最优, 考查相关参数对中子最优产额的影响.

3.1 阳极长度对中子产额的影响

阳极长度是影响电流鞘推进距离与箍缩时刻的重要参数, 其变化会显著地影响等离子体的压缩效率与中子产额. 在本研究中, 将阳极长度从 21 cm 扫描至 23 cm, 步距为 0.1 cm, 并在每个长度下寻求对应的最大中子产额, 结果如图 4 所示. 产额随

阳极长度的增加先上升后下降, 存在一最优长度 $L_a^{opt} \approx 22.4$ cm, 对应的中子产额达到最大值. 这一结果与 Beg 和 Wienecke^[14]的实验结果定性上一致, 他们指出中子产额在一定阳极长度区间内达到峰值, 而过短或过长都会使产额降低. Beg 和 Wienecke 的研究中最优阳极长度为 14.5 cm, 该数值与本文最优长度的差异主要来自装置能量等级与模型尺度不同. Beg 和 Wienecke 的实验装置属于低能 DPF 装置, 焦点尺寸小、放电电流较低; 而本研究中模拟的装置电流更高, 阳极尺度相应增大. 合理选择阳极长度能够有效地提升焦点压缩程度, 阳极长度是影响中子产额的最重要几何变量之一.

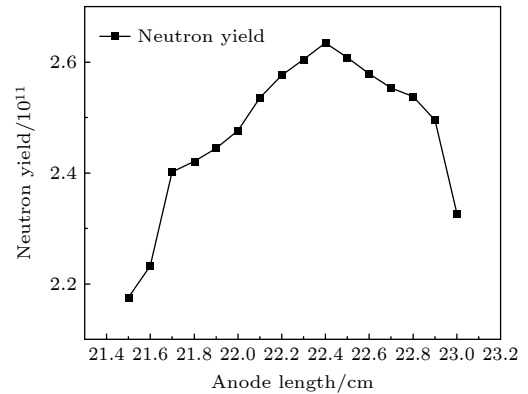


图 4 阳极长度对中子产额的影响
Fig. 4. Effect of anode length on neutron yield.

3.2 阳极半径对中子产额的影响

阳极半径通过改变电极区域的磁压分布和电流通道的宽度, 影响轴向推进速度、箍缩强度和电流波形对准性. 在上述 LLNL 实验室 DPF 装置基础上, 改变阳极半径 (5.0—10.0 cm, 步距 0.5 cm) 的仿真结果见图 5. 中子产额随阳极半径同样呈现非单调行为, 中子产额随阳极半径的增加先上升后下降, 存在一最优区间.

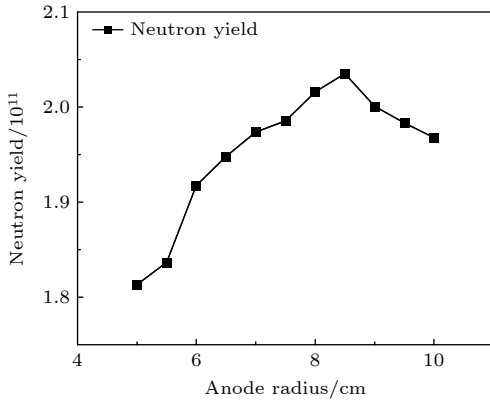


图 5 阳极半径对 neutron 产额的影响

Fig. 5. Effect of anode radius on neutron yield.

为了进一步从定量角度分析其物理机制, 本文在箍缩开始时刻计算了等离子体柱处的轴向平均磁压, 其随阳极半径的变化如图 6. 轴向平均磁压随阳极半径的变化同样呈现出先增大后减小的趋势, 与中子产额随阳极半径的变化规律高度一致.

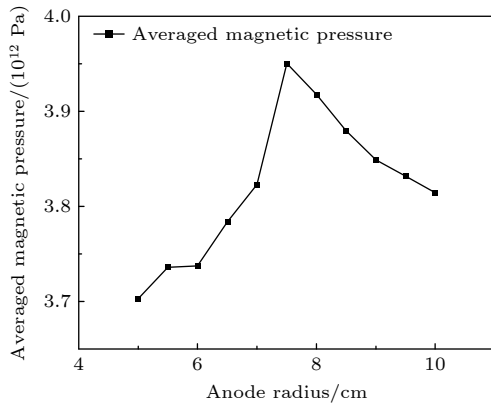


图 6 阳极半径对平均磁压的影响

Fig. 6. Effect of anode radius on averaged magnetic pressure.

在轴向加速阶段, DPF 装置可近似为同轴传输线结构, 其几何电感随等离子体鞘层推进长度 z 的变化可表示为

$$L(z) = \frac{\mu_0}{2\pi} z \ln\left(\frac{r_c}{r_a}\right), \quad (20)$$

其中 r_c 为阴极等效半径, 随着阳极半径 r_a 的增大, $\ln(r_c/r_a)$ 逐渐减小, 轴向加速阶段的几何电感及其增长率 $dL/dz = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln(r_c/r_a)$ 降低. 在本文采用给定驱动电流的条件下, 这意味着放电回路的等效电感减小, 较小的几何电感有利于磁场能量在等离子体鞘层区域的有效分布, 从而在一定阳极半径范围内提高内爆开始时刻的磁压水平. 然而, 当阳极半径

进一步增大时, 等离子体鞘层及其携带的放电电流在更大的径向尺度上分布, 电流通道的有效特征半径增大, 磁场在空间上的几何扩展效应增强, 在同轴几何近似下, 鞘层附近的角向磁场满足:

$$B_\phi(r) \approx \frac{\mu_0 I}{2\pi r}. \quad (21)$$

相应的磁压为

$$P_B = \frac{B_\phi^2}{2\mu_0} \propto \frac{I^2}{r_a^2}. \quad (22)$$

此时, 磁压随着阳极半径增大而下降. 较高的磁压有利于增强径向内爆驱动力, 提高等离子体的压缩程度, 从而获得更高的密度和温度, 提高了中子产额; 反之, 磁压降低会削弱内爆强度, 限制最终的压缩状态, 进而降低了中子产额.

现有文献暂未见有将阳极半径作为独立变量进行系统扫描, 本研究首次讨论了其是否存在最优范围并得到结论, 为后续 DPF 装置尺寸设计提供了量化基础. 此外, 阳极半径的优化还需兼顾电极烧蚀、电极寿命以及绝缘层耐受能力, 因此需要在阳极半径优化的基础上, 进一步构建包含电极烧蚀率、寿命预测模型与绝缘层耐受阈值的多参数设计准则, 实现性能、成本与可靠性的综合平衡.

3.3 阴阳极间隙对中子产额的影响

阴阳极间隙决定初始电流鞘的形成位置、电磁力分布及推进稳定性, 对中子产额可能产生影响. 为探讨阴阳极间隙对中子产额的影响, 通过调整阴阳极间隙 (2.5—5.0 cm) 并保持每个间隙对应的最大中子产额, 得到每个阴阳极间隙下的最大中子产额, 如图 7 所示. 整个中子产额的范围为 2.000185×10^{11} — 2.03081×10^{11} 中子/脉冲, 变化跨度为 0.030625×10^{11} (1.519%). 这个结果表明, 在调整阴阳极间隙时, 尽管中子产额会有轻微变化, 但变化幅度相对较小. 因此, 在本文所采用的热核反应主导的磁流体模型框架下, 阴阳极间隙变化对中子产额的影响相对较小.

3.4 最优参数下的物理过程

在前述参数扫描的基础上, 选取中子产额最大的参数组合作为最优工况, 阳极长度取 22.4 cm, 阳极半径取 8.5 cm, 阴阳极间隙取 4.3 cm, 对其放电过程中的关键物理量随时间的演化特征进行分析. 图 8 给出了驱动电流以及中子产生速率随时间

的变化. 实验数据表明, 驱动电流在放电过程中逐渐上升并在 $t \approx 135$ ns 时达到峰值, 而中子产生速率在驱动电流达到峰值后出现高度集中的尖峰, 该峰值时刻约为 $t \approx 137$ ns, 略滞后于电流峰值时刻. 这一时序特征表明, 在电流达到峰值之后, 等离子体在磁驱动作用下继续发生径向压缩, 并形成短时间内高温、高密度的等离子体柱, 是中子产生的主要贡献阶段; 中子产生速率的尖峰反映了箍缩阶段的等离子体能量和压缩程度的高度集中.

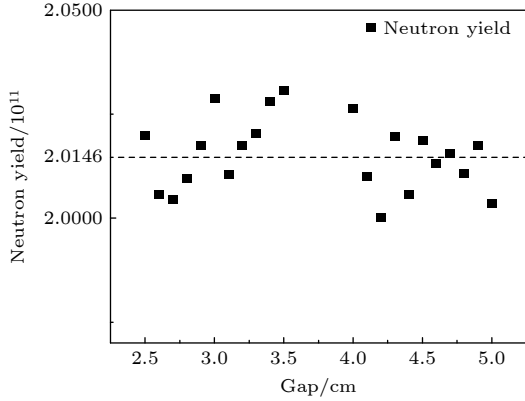


图 7 阴阳极间隙对中子产额的影响
Fig. 7. Effect of gap on neutron yield.

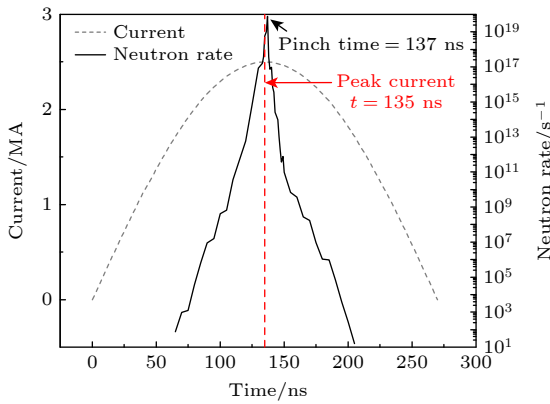


图 8 最优几何参数条件下驱动电流与中子产生速率随时间的演化
Fig. 8. Temporal evolution of discharge current and neutron production rate under the optimal geometrical parameters.

图 9(a) 给出了最优参数条件下等离子体电离度随时间的变化, 在放电初期, 电离度保持在较低水平; 随着驱动电流增强及等离子体压缩过程的发展, 电离度逐渐升高, 并在电流峰值附近达到接近完全电离的状态; 随后, 随着等离子体膨胀和冷却, 电离度逐渐下降. 该演化过程与 DPF 放电中由轴向加速向径向内爆过渡的物理图像相一致.

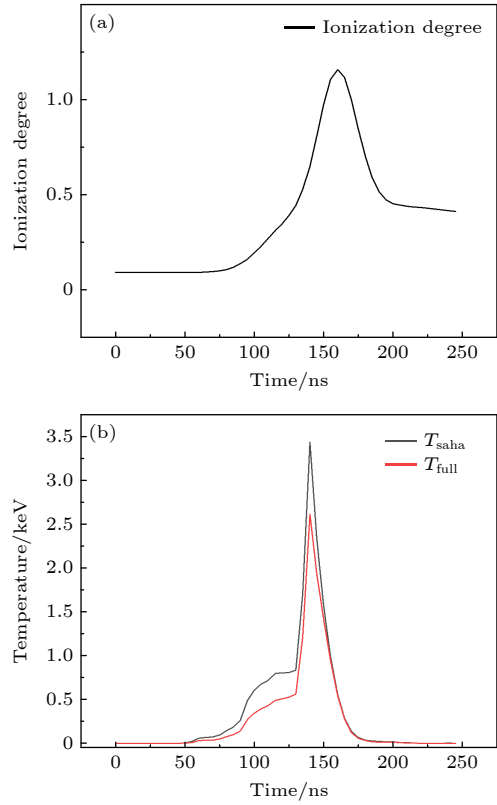


图 9 最优几何参数条件下等离子体电离度 (a) 与特征温度 (b) 随时间的演化
Fig. 9. Temporal evolution of plasma ionization degree (a) and characteristic temperature (b) under the optimal geometrical parameters.

图 9(b) 对比了引入 Saha 电离平衡修正与未引入修正条件下的等离子体特征温度演化, 其中 T_{saha} 表示在考虑 Saha 电离平衡修正时, 对等离子体鞘层前沿区域进行平均得到的特征温度, 而 T_{full} 表示在完全电离假设下由理想气体状态方程直接计算得到的等离子体温度. 结果表明, 在放电初期及部分电离阶段, T_{full} 整体低于 T_{saha} , 这一差异源于电离平衡修正改变了等离子体中有效自由粒子数密度, 使得在相同内能条件下, 特征温度的分配发生变化. 随着放电过程推进, 电流逐渐增强, 电离度不断升高, 两种温度在高电离阶段逐渐趋于一致.

上述结果表明, 在最优几何参数条件下, 箍缩阶段等离子体的电离状态、温度演化以及中子产生过程在时间上高度相关. 引入 Saha 电离平衡模型能够更合理地反映部分电离条件下等离子体热状态的演化特征, 有助于刻画内爆阶段的典型物理过程, 并为中子产生机制的分析提供更自洽的物理描述.

4 结 论

本文对稠密等离子体焦点中子产额进行数值仿真研究,系统地探讨了阳极长度、阳极半径以及阴阳极间隙等几个关键参数对中子产额的影响.研究发现,阳极长度和阳极半径的选择对中子产额十分关键.阳极长度过长或过短都会导致中子产额下降,存在一个优化区间.同样,阳极半径也存在一个优化的区间.而阴阳极间隙对中子产额的影响较小,在 2.5—4.5 cm 范围内,中子产额变化不大.本研究可为稠密等离子体焦点装置的设计优化和规模放大提供重要的理论参考和模拟数据支持.

感谢中国工程物理研究院流体物理研究所覃睿、王晓双、王昆仑、林健宇、于继东、肖金水、何佳龙等提供了许多计算资源.

参考文献

- [1] Di Lorenzo F, Raspa S, Knoblauch J, Lazarte P, Moreno V, Clausse A 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 033304
- [2] Tomar R, Kaushik D, Andola R, et al. 2013 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **703** 11
- [3] Gribkov S, Latyshev A, Miklaszewski M, Chernyshova L, Drozdowicz P, Wiącek T, Tomaszewski M, Lemeshko V 2010 *Phys. Scr.* **81** 035502
- [4] Roshan A, Springham S, Rawat R, Lee J 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 3393
- [5] Mather J W 1964 *Phys. Fluids* **7** S28
- [6] Filippov N V, Filippova T I, Vinogradov V P 1962 *Nucl. Fusion S* **2** 577
- [7] Li M J, Fan J, Zhang F Q, Wang W C, Liang C, Guo H S, Yang J 2018 *High Power Laser Part. Beams* **30** 115002 (in Chinese) [李名加, 范娟, 章法强, 王文川, 梁川, 郭洪生, 杨俊 2018 *强激光与粒子束* **30** 115002]
- [8] Schmidt A, Anaya E, Anderson M, et al. 2021 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **49** 3299
- [9] Kubes P, Paduch M, Cikhardtova B, et al. 2025 *Phys. Plasmas* **32** 032708
- [10] Hart P J 1962 *Phys. Fluids* **5** 38
- [11] Lee S 2014 *J. Fusion Energy* **33** 319
- [12] Velikovich A L, Clark R W, Davis J, Chong Y K, Deeney D, Coverdale C A, Ruiz C L, Cooper G W, Nelson A J, Franklin J, Rudakov L I 2007 *Phys. Plasmas* **14** 022701
- [13] Brownell J H, Freeman B L 1980 *Appl. Phys. Lett.* **36** 193
- [14] Decker G, Wienecke R 1976 *Physica B+C* **82** 155
- [15] Goyon C, Link A J, Drury O B, et al. 2025 *Phys. Plasmas* **32** 033105
- [16] Beg F N, Zakaullah M, Nisar M, Murtaza G 1992 *Mod. Phys. Lett. B* **6** 593
- [17] Verma R, Rawat R S, Lee P, Lee S, Springham S V, Tan T L, Krishnan M 2009 *Phys. Lett. A* **373** 2568
- [18] Talukdar N, Borthakur S, Neog N K, Baruah U, Sakharov A S 2016 *Phys. Plasmas* **23** 052711
- [19] Shaw B H, Chapman S, Cooper C M, Chittenden J P, Myatt J H, Rogers S E 2018 *J. Appl. Phys.* **124** 233301
- [20] Novotny J, Cikhardt J, Cikhardtova B, Skala J, Cercek M 2023 *Phys. Plasmas* **30** 082702
- [21] Ou H B, Duan S C, Wang G H, Xiao J S, He J L, Xie L, Xiao B, Kan M X 2024 *High Power Laser Part. Beams* **36** 075001 (in Chinese) [欧海彬, 段书超, 王刚华, 肖金水, 何佳龙, 谢龙, 肖波, 阚明先 2024 *强激光与粒子束* **36** 075001]
- [22] Sun Q, Dong Y, Yang W, Zhang H T, Song M M, Liu Z H, Wang Z M, Zhou Q H 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 115201 (in Chinese) [孙强, 董烨, 杨薇, 张含天, 宋萌萌, 刘朝晖, 王子鸣, 周前红 2025 *物理学报* **74** 115201]
- [23] 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, 张扬, 尹丽, 姚彦忠, 孙顺凯, 宁成, 束小建 2010 *物理学报* **59** 8707]
- [24] Dewan E M 1961 *Phys. Fluids* **4** 759
- [25] Bosch H S, Hale G M 1992 *Nucl. Fusion* **32** 611
- [26] Duan S C, Wang G H, Xie W P, Kan M X, Li J, Zou W K, Xu Q, Dan J K 2016 *High Power Laser Part. Beams* **28** 045014 (in Chinese) [段书超, 王刚华, 谢卫平, 阚明先, 李晶, 邹文康, 徐强, 但加坤 2016 *强激光与粒子束* **28** 045014]
- [27] Duan S C, Kan M X, Xiao B, Wang G H, Xie W P 2018 *AIP Adv.* **8** 055018
- [28] Beresnyak A, Velikovich A L, Giuliani J L, Jackson S L, Engelbrecht J T, Richardson A S, Dasgupta A 2022 *Phys. Plasmas* **29** 052712
- [29] Castillo F, Milanese M, Moroso R, Pouzo J 2000 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 141

Influence of key parameters of dense plasma focus on neutron yield*

HUANG Tian WANG Siyuan DUAN Shuchao[†]*(Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621999, China)*

(Received 11 December 2025; revised manuscript received 11 February 2026)

Abstract

Dense plasma focus (DPF) devices are compact pulsed plasma systems capable of producing intense bursts of neutrons, X-rays, and energetic particles, with their performance strongly governed by the electrode geometry. In this work, a two-dimensional relaxation magnetohydrodynamic (MHD) model is employed to systematically investigate the effects of key geometric parameters on the discharge dynamics and neutron production characteristics of a deuterium-filled DPF device, elucidating the underlying physical mechanisms and identifying optimal parameter ranges.

The numerical model self-consistently describes the macroscopic evolution of the plasma sheath driven by electromagnetic forces after breakdown, including the axial acceleration along the anode, the subsequent radial implosion toward the axis, and the formation of a transient high-density plasma column. The ionization degree is incorporated through a Saha equilibrium correction to ensure thermodynamic consistency of the plasma state, while the neutron yield is evaluated by considering only the thermonuclear contribution from D-D fusion reactions. Kinetic effects such as beam-target interactions and non-Maxwellian ion populations are not neglected in the present model, and their possible influence is discussed in the context of the model applicability and limitations.

For the optimal geometric configuration, the simulated discharge current, neutron production rate, and plasma thermodynamic quantities exhibit clear temporal coherence. The evolution of the discharge current shows a rapid rise culminating in a peak approaching the end of the radial compression stage, accompanied by a pronounced neutron burst confined to a narrow time window. This indicates that neutron generation is closely associated with the formation of a highly compressed, high-temperature plasma region during the late implosion stage. The neutron production rate spans several orders of magnitude over the course of the discharge, highlighting the highly transient nature of the fusion process.

To assess the impact of ionization modeling, the temporal evolutions of the ionization degree and the characteristic plasma temperature with and without the Saha correction are compared. The results show that, during the partially ionized phase, the Saha-corrected temperature is systematically higher than that obtained under the assumption of full ionization. This behavior arises from the redistribution of internal energy due to ionization equilibrium effects, thereby modifying the effective particle number density. As the discharge progresses and the ionization degree approaches unity, the two temperature profiles gradually converge, indicating that ionization effects become less significant in the highly ionized regime. The characteristic temperature, defined as the average temperature at the plasma sheath front, exhibits a distinct peak concurrent with the neutron burst, reflecting strong energy localization during compression.

The simulated two-dimensional ion density distributions further reveal the staged evolution of the plasma, from axial current sheath motion to radial convergence and subsequent dense axial column formation. The spatial and temporal features obtained in the present simulations are in good qualitative agreement with typical numerical and experimental DPF observations in the literature.

Overall, although the present MHD model does not explicitly account for kinetic beam-target mechanisms, the results demonstrate that geometric parameters decisively govern the macroscopic compression dynamics and thermonuclear neutron production trends. The findings provide meaningful guidance for electrode design and parameter optimization of DPF devices, particularly in terms of improving plasma compression efficiency and fusion performance in thermally driven regimes.

Keywords: dense plasma focus, Z-pinch, neutron source, magnetohydrodynamics

DOI: [10.7498/aps.75.20251704](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251704)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251704](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251704)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12075226).

[†] Corresponding author. E-mail: s.duan@163.com

稠密等离子体焦点关键参数对 neutron 产额的影响

黄甜 王思远 段书超

Influence of key parameters of dense plasma focus on neutron yield

HUANG Tian WANG Siyuan DUAN Shuchao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 100502 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251704

CSTR: 32037.14.aps.75.20251704

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251704>

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

稠密等离子体焦点运动过程的理论和数值研究

Theoretical and numerical studies on motion process of dense plasma focus

物理学报. 2025, 74(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250040>

微型电子回旋共振离子源的全局模型

Global model of miniature electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(14): 145204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212250>

电弧等离子体非平衡输运数值模拟和关键参数主动调控研究进展

Research progress on numerical simulations of non-equilibrium transports in arc plasmas and active controls of key plasma parameters

物理学报. 2026, 75(9): 145204 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251759>

动态响应和屏蔽效应对稠密等离子体中电子离子能量弛豫的影响

Analysis of dynamic response and screening effects on electron-ion energy relaxation in dense plasma

物理学报. 2025, 74(3): 035101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241588>

热稠密等离子体中 Fe^{25+} 离子光电离截面的低能特征

Low-energy characteristics of photoionization cross section for Fe^{25+} ion embedded in hot dense plasma

物理学报. 2025, 74(11): 113202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250168>

磁化同轴枪等离子体动力学特征

Plasma dynamics characteristics of magnetized coaxial gun

物理学报. 2025, 74(17): 175201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250733>