

反场构型等离子体靶压缩过程中强磁场对 α 粒子能量的约束效应*

赵小明, 孙承伟, 孙奇志, 贾月松, 秦卫东

(中国工程物理研究院 流体物理研究所, 四川 绵阳 621999)

摘要: 基于一维弹塑性磁流体力学程序 (SSS-MHD), 研究了反场构型 (FRC) 等离子体靶在磁驱动固体套筒压缩过程中强磁场对 α 粒子能量约束效应, 分析了 α 粒子的非局域和局域自加热对 FRC 等离子体靶压缩峰值温度的影响, 以及 α 粒子能量在整个压缩过程中端部损失效应。等离子体部分采用多温单流体的模型, 能量的计算中引入了 DT 离子、电子及 α 粒子多成分温度的能量方程, 同时考虑了等离子体压缩过程热平衡下的核反应和非局域自加热问题。研究结果表明, 磁化靶聚变等离子体在压缩过程中具有较好的稳定性, 能够保持刚性转子的靶结构, 压缩过程形成的强磁场能够将 α 粒子的能量约束在 O 点附近的区域, 有利于等离子体靶的点火及燃烧; α 粒子对等离子体的自加热效应主要集中在等离子体电流中心区, 而非等离子体中心轴处; α 粒子对 DT 等离子体局域和非局域自加热过程存在差异, 局域自加热过程的功率大于非局域自加热过程的功率, FRC 等离子体靶压缩峰值状态温度相差 0.5 倍。在反场构型的刮离层区, α 粒子的能量端部损失在 FRC 等离子体靶的压缩和膨胀过程中逐渐增大。

关键词: 固体套筒内爆; 强磁场; α 粒子; 端部效应

中图分类号: O532

文献标志码: A doi: 10.11884/HPLPB201931.190047

Compressed strong magnetic field confinement effect on alpha particle energy in field-reversed configuration plasma target

Zhao Xiaoming, Sun Chengwei, Sun Qizhi, Jia Yuesong, Qin Weidong

(Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang 621999, China)

Abstract: Based on an one dimensional elastic-plastic reactive hydro-dynamic code SSS-MHD, confinement effect, by strong magnetic field during compression of field-reversed configuration (FRC) plasma target by solid liner, on the alpha particle energy transport is studied numerically. Also, investigations on the alpha particles self-heating (including local and non-local) and end loss effects are carried out. In the physical model, plasma energy is divided into three parts as that of DT ions, electrons, and alpha particles. In addition, fusion reaction in thermal equilibrium is taken into account. Numerical results imply that FRC target behaves like rigid rotor during solid liner compression. The compressed strong magnetic field can well define alpha particle energy in O-point area in target center rather than in the axis area, which is helpful for an FRC plasma burning. The non-local self-heating power peak value locates at O-point, but the local self-heating power maximum is beyond O-point. The plasma temperature peak value of local self-heating is about 0.5 times greater than that of non-local self-heating. In the script-off layer (SOL), end loss effect of alpha particle energy increases with the solid liner convergence. Especially in the SOL boundary, peak alpha particle energy loss rate appears.

Key words: imploding of solid liner; compressed magnetic field; alpha particles; end effect

PACS: 52.30.Cv; 52.55.Lf; 52.55.Pi; 52.25.Xz

基于反场构型(FRC)等离子体靶结构的磁化靶聚变(MTF),以大电流磁驱动固体套筒内爆压缩方式实现聚变点火。MTF包括三个主要物理过程:反场构形(FRC)预加热磁化等离子体靶形成、等离子体靶的传输与捕获、固

* 收稿日期:2019-02-21; 修订日期:2019-09-24

基金项目:国家自然科学基金项目(11605183, 11605182);中国工程物理研究院流体物理研究所规划发展项目(TCGH0119)

作者简介:赵小明(1986—),男,博士,主要从事磁化靶聚变等离子体物理研究; xmzhao_86@163.com。

通信作者:孙承伟(1939—),男,院士,主要从事爆炸力学和高能量密度物理研究; sunchengwei@hotmail.com。

体套筒对等离子体靶的惯性压缩。通过多年的发展,国外 MTF 关键技术已取得突破,目前攻关方向为技术集成及原理实验验证。美国洛斯阿拉莫斯实验室长期致力于 FRC 理论与实验研究,研制有 FRX-A, FRX-B, FRX-C 及 FRX-L 装置^[1-4],分别用于研究 FRC 靶的形成、约束、维持及传输。2006 年研制成功的 FRX-L 装置达到的等离子体参数为:等离子体密度 10^{17} cm^{-3} , 温度 $200 \sim 700 \text{ eV}$, 等离子体内磁场 $10 \sim 30 \text{ T}$ 。FRX-L 装置已用于 MTF 固体套筒压缩技术集成实验验证,其规划是在空军武器实验室的 Shivar Star 装置 (14 MA , $8 \mu\text{s}$) 上达到能量增益 0.1,之后在洛斯阿拉莫斯实验室的 ATLAS 装置 (30 MA , $5 \mu\text{s}$) 上达到能量增益 1。2010 年美国空军武器实验室的 J. H. Degnan 报道了利用 FRX-L 在 Shivar Star 装置上进行的首次 MTF 技术集成实验,验证了 FRC 靶形成、传输及在固体套筒内的捕获过程^[5]。国内,中国工程物理研究院流体物理研究所于 2015 年建成我国首个研究反场构型的装置“荧光-1”,并且相继在该装置上开展了 FRC 等离子体预电离及形成的相关实验研究,等离子体靶的参数:密度为 $3.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 、温度 212 eV , 等离子体最大磁场为 3.4 T , 平均比压 β 值为 $0.8^{[6-7]}$ 。目前,正在进行装置的升级设计,升级后的“荧光”装置拟将开展 FRC 等离子体靶的形成、约束、传输及 MTF 固体套筒压缩技术集成实验验证。国际上对 FRC 等离子体靶压缩问题的研究主要集中在理论与模拟方面,实验方面进展缓慢,已经开展的实验研究中,只对磁场压缩能力进行了测试和评估,并没有真正的加入等离子体靶。相对而言,模拟方面的研究取得了较多的成果,美国海军实验室的 J. H. Degnan, Los Alamos 实验室 G. A. Wurden 分别利用 Gorgan, March2 对 FRC 靶的压缩问题进行了研究,获得了压缩后等离子体基本参数^[4],国内, Wang X. G. 等人基于 Dera 程序,改编了一维的磁流体压缩程序,对一维压缩过程中轴向压缩、压缩效率等问题做了相应的研究^[8]。

压缩 FRC 等离子体靶最主要的几个问题是:压缩时等离子体内部磁场拓扑结构的变化,即等离子体稳定性;等离子体的密度和温度的增加及磁场增强的程度,即压缩效率;压缩到最终状态能否实现聚变点火以及等离子体的自持燃烧问题。对于压缩 FRC 等离子体靶的过程中内部磁场变化的研究,最早始于 Spencer 等人提出的 FRC 等离子体压缩解析模型,该模型给出了 FRC 等离子体在压缩过程中的等离子体分界面长度及轴向压缩速度的表达式,同时,发现轴向压缩等离子体效应可以延长等离子体寿命^[9-10]。最近的模拟研究发现,由于 FRC 等离子体的轴向压缩需要消耗一部分固体套筒的驱动能量,所以会降低等离子体的压缩效率^[11]。普通尺寸的 FRC 等离子体靶压缩后温度可达 $6 \sim 7 \text{ keV}$, 最大密度为 10^{17} cm^{-3} , 等离子体内部磁场最大为 $500 \text{ T}^{[5,11]}$ 。Lindemuth 等人对 MTF 的聚变点火提出了内爆压缩零维模型,分析了内部磁场为球、柱几何构型的点火参数空间,同时,给出了球面及柱面内爆压缩能够达到聚变点火所需的等离子体密度最低要求为 10^{17} cm^{-3} , $10^{18} \text{ cm}^{-3}^{[12-13]}$ 。Basko 等人对柱形 MTF 的聚变点火也做了深入研究和分析,给出了磁化靶聚变等离子体中非热 α 粒子能量沉积率与磁场的定标关系:在强磁化的条件下 $f_{\alpha} \propto (BR)^2$, 弱磁化的条件下 $f_{\alpha} \propto R/l_{\alpha}$, 其中 f_{α} 为 α 粒子的能量沉积率, R 为压缩后等离子体半径, B 为压缩后磁场, l_{α} 为 α 粒子的平均自由程。压缩后,等离子体中的强磁场会改变 α 粒子的损失方式^[14]。MTF 的聚变点火空间参数为:等离子体温度 $T=7 \sim 10 \text{ keV}$, $BR \geq 65 \sim 45 \text{ T} \cdot \text{cm}^{[15]}$ 。

FRC 等离子体靶压缩之后,磁场可达 $500 \sim 800 \text{ T}$, 等离子体被强磁化,强磁场对等离子体能量损失方式、等离子体燃烧传播、 α 粒子的自加热以及核反应过程都会产生影响,本文基于一维弹塑性磁流体力学程序 (SSS-MHD)^[16-18], 引入了 DT 离子、电子及 α 粒子的多温体系,模拟带有 α 粒子非局域自加热效应的 FRC 等离子体靶压缩过程,分析 FRC 等离子体靶中压缩后强磁场对 α 粒子能量的约束效应、等离子体的点火区域特点、以及等离子体燃烧时间等。

1 等离子体物理模型

压缩 FRC 等离子体靶,属于多腔多介质的物理问题,多介质:DT 等离子体,固体套筒;多腔:DT 等离子体与固体套筒之间、固体套筒与回流罩之间,本节重点介绍等离子体部分的物理模型。考虑到等离子体压缩过程中 α 粒子的自加热及核反应问题,本文采用了多温单流体的模型,多温体系分为 DT 离子,电子及 α 粒子,在拉格朗日坐标下,等离子体的连续性方程为

$$v = R^{\alpha-1} \frac{\partial R}{\partial M} \frac{L_s}{L_{s0}}, \quad R \leq R_s \quad (1)$$

$$v = R^{\alpha-1} \frac{\partial R}{\partial M}, \quad R > R_s \quad (2)$$

式中: v 为等离子体比容, R 为等离子体半径, M 为等离子体流体元质量, L_s 及 L_{s0} 分别为 FRC 靶压缩过程中及初始分界面长度, L_s/L_{s0} 为芯部等离子体的轴向压缩效应, L_s 及 L_{s0} 的具体表达形式见文献 [9], $R \leq R_s$ 代表 FRC 等离子体

芯部, $R > R_s$ 表示 FRC 刮削层 (SOL), 上标 α 代表几何坐标 ($\alpha=1$ (平面), 2 (柱面), 3 (球面))。核反应过程质能转换造成的质量损失远小于体元初始质量, 所以在连续性方程中忽略了核反应造成的质量损失。

拉格朗日坐标与欧拉坐标的变换形式为

$$U = \frac{dR}{dt} \quad (3)$$

式中: U 为等离子体速度。

动量方程为

$$\frac{dU}{dt} = -R^{\alpha-1} \frac{\partial}{\partial M} \left(p + q + \frac{10^{-4}}{8\pi\mu'_0} B_z^2 \right) - \frac{1}{R^{\alpha-1}} \frac{\partial}{\partial M} \left(\frac{10^{-4}}{8\pi\mu'_0} C_\theta^2 \right) \quad (4)$$

式中: p 为等离子体热压力, q 为等离子体粘性压力, B_z 为 z 向的磁场, C_θ 为角向磁场 B_θ 与半径 R 的乘积, 在 FRC 等离子体中不存在角向磁场或者研究一维物理问题时, 该项为 0。

z 向及角向的安培定律分别为

$$J_\theta = \frac{-10^9 R^{\alpha-1}}{4\pi\mu'_0 v} \frac{\partial B_z}{\partial M} \quad (5)$$

$$J_z = \frac{10^9}{4\pi\mu'_0 v} \frac{\partial C_\theta}{\partial M} \quad (6)$$

式中: J_θ 和 J_z 分别为角向电流密度及产生角向磁场的电流密度。

在 FRC 等离子体压缩过程中, 考虑 DT 离子、电子及 α 粒子的多成分及核反应问题, 引入多温体系, 所以等离子体的能量方程分为 DT 离子能量方程、电子能量方程以及 α 粒子能量方程。

DT 离子能量方程

$$\frac{dE_i}{dt} = -\frac{\partial}{\partial M} [(p_i + q)UR^{\alpha-1}] - (p_i + q) \frac{2U_{zs}}{L_s} - \frac{1}{2} \frac{dU^2}{dt} + \lambda_i \frac{\partial}{\partial M} \left(R^{\alpha-1} \frac{\partial T_i}{\partial R} \right) + \frac{E_e - E_i}{\tau_{ei}} + \frac{f_\alpha E_\alpha}{\tau_{ai}}, \quad R \leq R_s \quad (7)$$

$$\frac{dE_i}{dt} = -\frac{\partial}{\partial M} [(p_i + q)UR^{\alpha-1}] - \frac{1}{2} \frac{dU^2}{dt} + \lambda_i \frac{\partial}{\partial M} \left(R^{\alpha-1} \frac{\partial T_i}{\partial R} \right) - \lambda_{iz} v \frac{T_i}{L_s^2} + \frac{E_e - E_i}{\tau_{ei}} + \frac{f_\alpha E_\alpha}{\tau_{ai}}, \quad R > R_s \quad (8)$$

电子能量方程

$$\frac{dE_e}{dt} = -\frac{\partial}{\partial M} [p_e UR^{\alpha-1}] - p_e \frac{2U_{zs}}{L_s} + \lambda_e \frac{\partial}{\partial M} \left(R^{\alpha-1} \frac{\partial T_e}{\partial R} \right) + \frac{E_i - E_e}{\tau_{ei}} - I_{br} + \frac{f_\alpha E_\alpha}{\tau_{ae}} + 10^{-17} \eta v J_\theta^2, \quad R \leq R_s \quad (9)$$

$$\frac{dE_e}{dt} = -\frac{\partial}{\partial M} [p_e UR^{\alpha-1}] + \lambda_e \frac{\partial}{\partial M} \left(R^{\alpha-1} \frac{\partial T_e}{\partial R} \right) - \lambda_{ez} v \frac{T_e}{L_s^2} + \frac{E_i - E_e}{\tau_{ei}} - I_{br} + \frac{f_\alpha E_\alpha}{\tau_{ae}} + 10^{-17} \eta v J_\theta^2, \quad R > R_s \quad (10)$$

α 粒子能量方程^[19]

$$\frac{dE_\alpha}{dt} = -\frac{\partial}{\partial M} [p_\alpha UR^{\alpha-1}] - p_\alpha \frac{2U_{zs}}{L_s} + D_\alpha \frac{1}{R^{\alpha-1}} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^{\alpha-1} \frac{\partial E_\alpha}{\partial R} \right) - \frac{1}{2} \frac{dU^2}{dt} + v \frac{dn_\alpha}{dt} E_{\alpha 0} - \frac{2E_\alpha}{\tau_\alpha}, \quad R \leq R_s \quad (11)$$

$$\frac{dE_\alpha}{dt} = -\frac{\partial}{\partial M} [p_\alpha UR^{\alpha-1}] + D_\alpha \frac{1}{R^{\alpha-1}} \frac{\partial}{\partial R} \left(R^{\alpha-1} \frac{\partial E_\alpha}{\partial R} \right) - D_{\alpha z} \frac{E_\alpha}{L_s^2} - \frac{1}{2} \frac{dU^2}{dt} + v \frac{dn_\alpha}{dt} E_{\alpha 0} - \frac{2E_\alpha}{\tau_\alpha}, \quad R > R_s \quad (12)$$

式中: $E_{i,e,\alpha}$ 分别为离子、电子及 α 粒子的比内能。 U_{zs} 为 FRC 等离子体靶的轴向压缩速度。轴向压缩速度由 R. L. Spencer 模型给出^[8]。 λ_{ie} 和 λ_{iez} 分别为离子电子垂直于磁场和平行于磁场的热传导系数, 由 Braginskii 输运系数给出^[20]。初始的 α 粒子能量为 $E_{\alpha 0} = 3.52$ MeV。 τ_{ei} 为离子和电子能量弛豫时间, τ_{ai} 和 τ_{ae} 分别为 α 粒子被离子和电子慢化的时间, 分别由以下公式给出

$$\frac{1}{\tau_{ai}} = \frac{T_e}{32 + T_e} \frac{1}{\tau_\alpha} \quad (13)$$

$$\frac{1}{\tau_{ae}} = \frac{32}{32 + T_e} \frac{1}{\tau_\alpha} \quad (14)$$

韧致辐射的损失功率密度为

$$I_e = 3.11 \times 10^5 (10^{-3} T_e / 11600)^{1/2} / \nu \quad (15)$$

式中: 等离子体离子和电子温度为 T_i 和 T_e , 单位为 K。

在 α 粒子的能量方程(11), (12)中, α 粒子的热压力为^[21]

$$p_\alpha = \frac{2}{3} E_\alpha / \left(1 + \frac{2}{3} L_\alpha \left| \frac{\partial E_\alpha}{\partial R} \right| / E_\alpha \right) \quad (16)$$

α 粒子垂直于磁场和平行于磁场的输运系数分别为

$$D_\alpha = \frac{U_{a0} L_\alpha}{18 + 2(\omega_\alpha \tau_\alpha)} \quad (17)$$

$$D_{\alpha z} = U_{a0} L_\alpha \quad (18)$$

式中: $\omega_\alpha = \frac{2eB}{m_\alpha} \times 10^{-6}$; α 粒子的热速度为 $U_{a0} = 1.3 \times 10^3$ cm/ μ s; α 粒子的平均自由程为

$$L_\alpha = \frac{8.2 \times 10^{21} (10^{-3} T_e / 11600)^{5/4}}{\left[1 + (10^{-3} T_e / 11600)^{5/4} / 122 \right] n} \quad (19)$$

式中: ω_α 是 α 粒子的拉莫尔回旋频率。 α 粒子的平均碰撞时间为 $\tau_\alpha = L_\alpha / U_{a0}$, 在 1 : 1 的 DT 等离子体中, 核反应过程中 α 粒子的生成率为

$$\frac{dN_\alpha}{dt} = N_D N_T \langle \sigma v \rangle_{DT} = \frac{1}{4} N_p \langle \sigma v \rangle_{DT} \quad (20)$$

式中: N_α , N_D , N_T , N_p 分别为 α 粒子, D 离子, T 离子及等离子体总的粒子数密度。 $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ 为 DT 离子在热力学平衡下的核反应速率。当等离子体的温度低于 10 keV 时, 反应速率为

$$\langle \sigma v \rangle_{DT} = \frac{3.68 \times 10^{-12}}{T_i^{3/2}} \exp(-19.94 / T_i^{1/3}) \times 10^{-6} \quad (21)$$

磁扩散分为角向的磁场和 z 向磁场的扩散, 角向磁场和 z 向磁场的磁扩散方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\nu}{R^{2(\alpha-1)}} C_\theta \right) = \frac{10^5}{4\pi\mu'_0} \frac{\partial}{\partial M} \left(\frac{\eta}{\nu} \frac{\partial C_\theta}{\partial M} \right) \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nu B_z) = \frac{10^5}{4\pi\mu'_0} \frac{\partial}{\partial M} \left(\frac{\eta}{\nu} R^{2(\alpha-1)} \frac{\partial B_z}{\partial M} \right) \quad (23)$$

等离子体中电阻率为 Spitzer 电阻率模型。在本文中, 角向磁场的产生过程暂未考虑, 程序中虽然设了角向磁场扩散模块, 但是并没有对真实的物理过程进行模拟。在计算过程中只考虑了各项同性的电阻率。如何自洽的引入角向磁场的产生过程是我们下一步需要做的工作。

2 模拟结果与讨论

2.1 FRC 等离子体靶的初始条件

FRC 等离子体靶的采用满足 Grad-Shafranov 方程的初始状态, 磁场和等离子体密度通过单独的程序求解得到^[22], 初始的等离子体电子和离子温度设为均匀分布。固体套筒内爆由脉冲电流驱动, 固体套筒的材料为铝材料。等离子体的初始温度为 0.1~0.2 keV, 最大等离子体密度为 $1.0 \times 10^{16} \sim 1.0 \times 10^{18}$ cm⁻³, 初始边界磁场为 2.0~3.0 T, 分界面半径为 2.4~2.6 cm, 等离子体分界面长度为 20~30 cm, 套筒内径为 4.5 cm, 套筒厚度为 0.05 cm, 脉冲电流峰值为 6~7.5 MA, 上升沿为 10 μ s, 初始的等离子体参数如图 1 所示。

2.2 固体套筒的内爆过程及磁场的压缩历程

固体套筒内半径、外半径随时间变化及脉冲电流波形如图 2 所示。脉冲电流峰值为 7.5 MA。在 25.3 μ s 后固体套筒开始反弹, 固体套筒的最大驱动速度在 4.5 mm/ μ s 以上, 等离子体压缩后的最小半径为 0.276 cm, 因此, 内爆压缩等离子体的收缩率为 $R_C = 4.4 / 0.276 = 15.95$, 根据压缩的收缩率与维度参数 g 之间的定标关系, 理论上压缩后的最大磁场为 $B_{\max} = B_{\text{ext}0} R_C^2 = 620$ T^[13,23]。而 SSS-MHD 程序模拟的结果显示, 边界处最大压缩磁场为 617 T (如图 3 所示), 解析定标率与程序模拟结果相对误差为 0.48%, 这也证明了 SSS-MHD 可靠性。等离子体内部磁场(初始欧

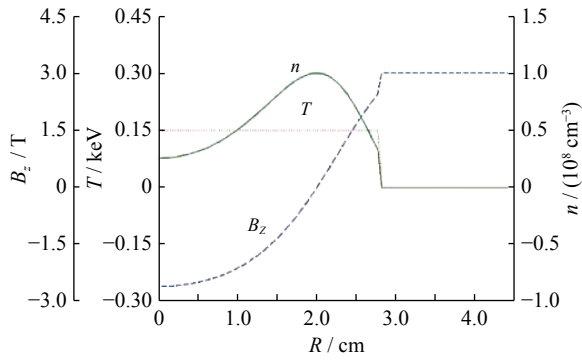


Fig. 1 The initial profile of plasma density, temperature and magnetic field

图1 FRC 等离子体初始状态下密度、温度及磁场的分布

拉坐标为： $R_1=0.8\text{ mm}$, $R_2=8\text{ mm}$, $R_3=16\text{ mm}$) 低于边界磁场。

2.3 带有 α 粒子自加热的等离子体压缩

等离子体的压缩过程分为三个阶段：加速与惯性阶段、迟滞阶段和反弹阶段。加速与惯性阶段，由于外部固体套筒驱动压缩，等离子体内部磁压大于热压，等离子体集体向中心轴处收缩，等离子体密度温度开始上升，加速与惯性阶段等离子体磁场、密度及温度的分布情况如图4(a)所示(时间为 $t=14\text{ }\mu\text{s}$)；迟滞阶段，固体套筒在电磁力的作用下开始减速，直至速度降为零，等离子体热压与磁压上升到最大值，等离子体内部磁场及密度为标准的刚性转子模型分布，迟滞状态下，边界等离子体的能量在强磁场作用下开始积聚，如图4(b)所示(时间为 $t=26.4\text{ }\mu\text{s}$)；反弹阶段，固体套筒速度反向回退，等离子体与固体套筒之间的磁场减小，等离子体迅速膨胀，温度下降，反弹时等离子体的磁场结构基本保持了初始的结构状态，具有较好的稳定性，如图4(c)所示(时间为 $t=31.0\text{ }\mu\text{s}$)。压缩峰值状态下，等离子体的温度可达 8.5 keV ，等离子体的最大密度为 $7.5\times 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ ，最大峰值磁场约 620 T 。在整个压缩阶段密度与磁场的分布剖面接近刚性转子模型。

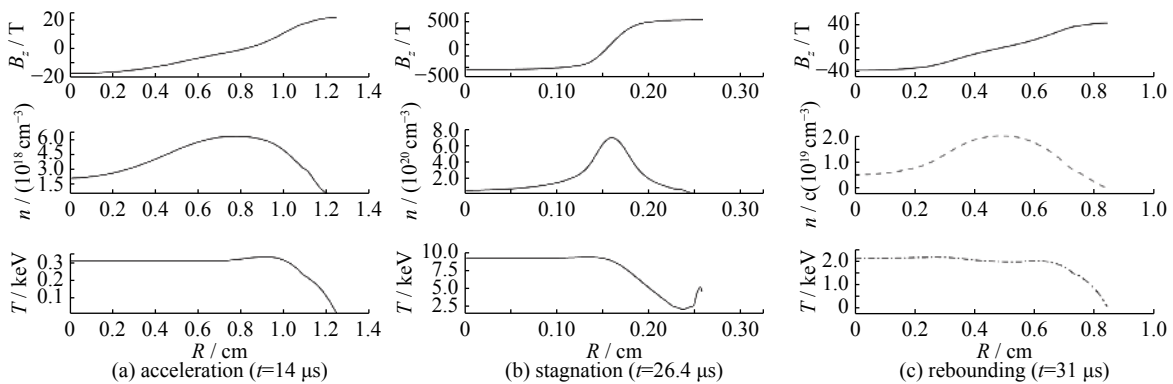


Fig. 4 Three phases for the compression of plasma

图4 等离子体压缩的三个阶段

本文中，考虑了热平衡状态下的核反应过程，引入了 α 粒子的输运方程，核反应产生的非热 α 粒子与DT等离子体中的电子、离子发生碰撞，在 α 粒子与电子、离子碰撞过程中， α 粒子的部分能量沉积到DT等离子体中， α 粒子的能量沉积率在磁化等离子体中受磁场的约束^[12-15]。在磁流体模型中， α 粒子的能量沉积过程体现为DT等离子体的非局域加热效应。图5显示了等离子体加速压缩、迟滞及膨胀三个阶段的 α 粒子比能分布情况，左边纵坐标为 α 粒子比能，右边纵坐标为对应的磁场分布情况。在FRC等离子体靶加速(如图5(a)所示)及迟滞阶段(如图5(b)所示)， α 粒子的比能峰值几乎分布在 O 点的区域范围，而 O 点附近的等离子体密度温度最高。在加速和

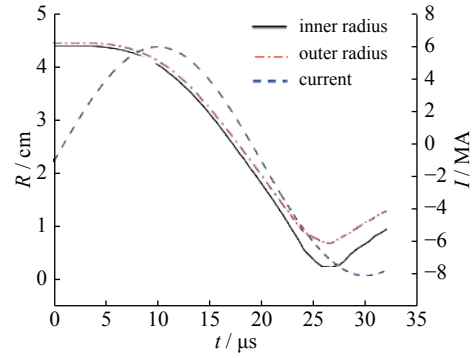


Fig. 2 Pulse current and inner and outer radius of the solid liner as a function of time

图2 脉冲电流波形及固体套筒内外半径随时间的变化

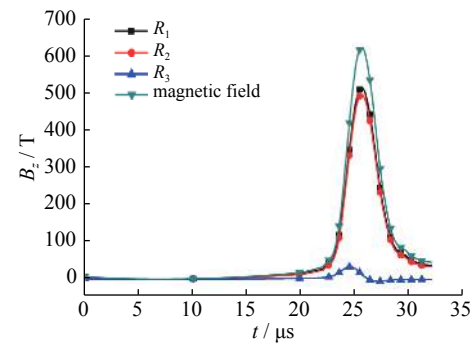


Fig. 3 Compressed magnetic field both at boundary and internal plasma ($R_1=0.8\text{ mm}$, $R_2=8\text{ mm}$, $R_3=16\text{ mm}$) as a function of time.

图3 等离子体内部($R_1=0.8\text{ mm}$, $R_2=8\text{ mm}$, $R_3=16\text{ mm}$)及边界磁场压缩历程

迟滞阶段, FRC靶的特殊磁场结构 α 粒子的能量约束于最高密度和温度区间, 而非等离子体的中心轴处($R=0$), 这有利于DT等离子体点火及自持燃烧。当固体套筒开始反弹时, 等离子体迅速膨胀, 刮离层等离子体温度急剧下降, 由于磁场减小, 等离子体及 α 粒子的能量损失也增加, 在等离子体中心轴处核反应依然存在, α 粒子的能量损失很小, 所以, 出现了图5(c)所示的分布情况, α 粒子的比能峰值在等离子体中心轴处, 中心轴处的密度远低于O点区域, 等离子体燃烧无法自持。

峰值压缩状态下, 固体套筒的压缩率达到最大值, 压缩机械功率为零, α 粒子能量沉积功率密度、辐射损失功率密度及热传导损失功率密度分布如图6所示。在中等压缩率范围内($R_C=10\sim 20$), 聚变产生的 α 粒子能量沉积功率密度远大于等离子体辐射及热传导损失的功率密度总和, FRC达到点火条件。根据FRC等离子体靶的密度分布情况, 等离子体的点火区域分为两个: 高密度点火区和低密度点火区, 高密度点火区分布在O点附近, 低密度点火区分布等离子体中心轴处。

本文中, α 粒子的自加热过程主要考虑为非局域加热模型, 但是, 在零维压缩模型中, 大多采用局域自加热模型^[12-13, 15], 我们对此做了相应的对比分析。 α 粒子对DT离子和电子自加热功率密度曲线如图7所示, 在加速(图7(a))、迟滞(图7(b))及膨胀(图7(c))过程中, 自加热功率密度峰值均在O附近, α 粒子对电子的自加热功率密度始终略高于对粒子的自加热功率密度。在局域自加热过程, 功率峰值并不在O点区域, 而是在O点与FRC靶中心轴处之间的相对弱磁场区域, 这是因为, 局域模型给出的 α 粒子能量沉积率在O点附近远远小于强磁场区域, 强磁场区域的沉积率最高可达85%, 而O附近接近于零。在加速、迟滞及膨胀过程中, 局域自加热功率密度及 α 粒子能量沉积率的分布如图8所示。局域自加热过程中, α 粒子的能量沉积率 f_α 为^[15]

$$f_\alpha = \begin{cases} \frac{1}{8} x_{ad}^2 \left(1 + 4 \ln \frac{2}{\gamma x_{ad}} \right) & (\gamma = 1.781, x_{ad} \ll 1) \\ 1 - \frac{1}{x_{ad}} & (x_{ad} \gg 1) \end{cases} \quad (24)$$

其中, $x_{ad} = 2 \sqrt{9 + (\omega_\alpha / \nu_\alpha)^2} \bar{R}$, $\bar{R} = \frac{R_s + \delta R}{L_\alpha}$, δR 是SOL厚度, 而 L_α 是 α 粒子的平均自由程。峰值压缩状态下, 局域自加热功率密度的最大值是非局域自加热功率密度的最大值的两倍多, 非局域自加热模型计算得到的等离子体离子温度峰值为9.2 keV, 而局域自加热模型计算得到的最终等离子体温度为13 keV, 后者是前者的近1.5倍。

在FRC等离子体靶的压缩过程中, 考虑了DT等离子体及 α 粒子的能量端部损失效应, 也被称为端部效应, FRC等离子体靶的端部效应主要在刮离层, 分界面以内的芯部, 磁力线闭合, 认为不存在等离子体端部损失问题。图9给出了刮离层三个不同初始位置的 α 粒子的能量损失率, 整体来看, α 粒子的端部损失在等离子体的压缩及套筒反

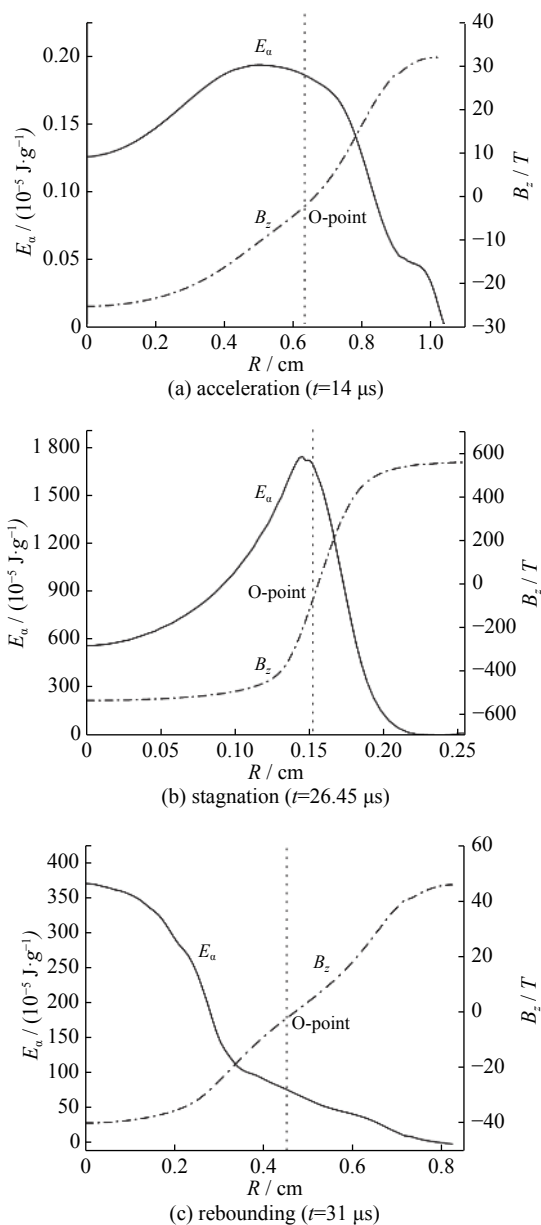


Fig. 5 Alpha particle energy distribution
图5 α 粒子的比能分布情况

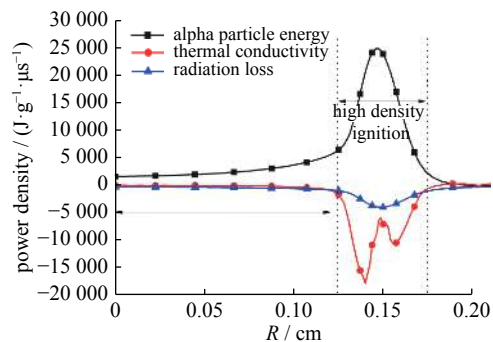


Fig. 6 Distributions of fusion energy deposited to plasma, thermal conduction and radiation

图6 聚变能沉积功率密度、辐射损失功率密度及热传导损失功率密度分布

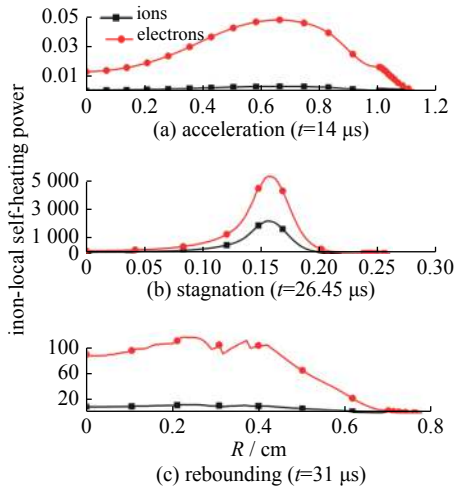


Fig. 7 Non-local heating power of alpha particles to ions and electrons
图7 α 粒子非局域自加热电子和离子功率密度曲线

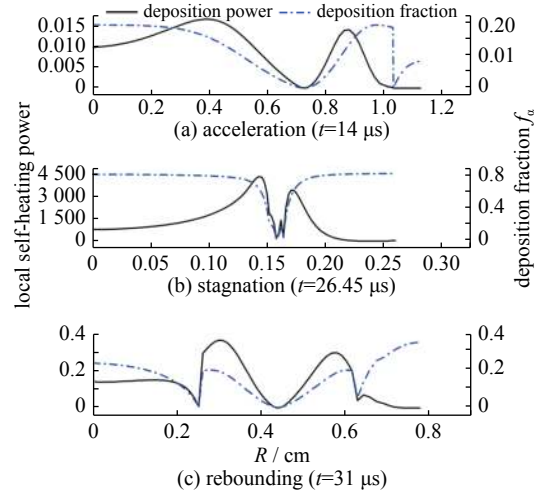


Fig. 8 Local heating power of alpha particles to ions and electrons
图8 α 粒子局域自加热等离子体功率密度曲线

弹后等离子体的膨胀过程中是增大的。在靠近边界位置(R_3)会出现损失峰值,而且峰值出现在最大压缩率(t_1)和等离子体膨胀过程中(t_2),主要原因是,刮离层边界点处损失率两次峰值出现的时间间隔内,FRC靶的分界面长度压缩至最小,且几乎保持不变,平行于磁场的热传导(如图10所示)出现了增大峰值的变化情况。我们的模拟结果显示,峰值压缩状态下, α 粒子能量的端部效应在一定程度上会降低FRC等离子体靶刮离层的温度,无 α 粒子能量端部效应时边界等离子体温度是有 α 粒子能量端部效应的1.7倍,而端部效应对FRC靶芯部的温度影响较小,如图11所示。

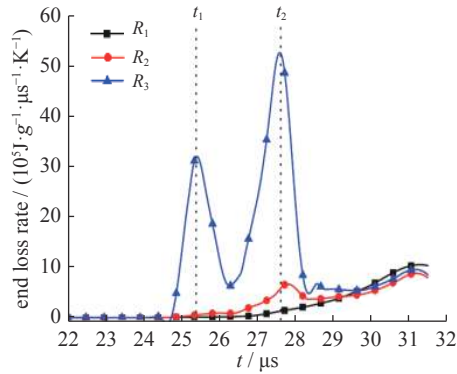


Fig. 9 Loss rate in SOL
(initial position: $R_1=2.51 \text{ cm}$, $R_2=2.54 \text{ cm}$, $R_3=2.59 \text{ cm}$)

图9 刮离层不同位置处的能量损失率

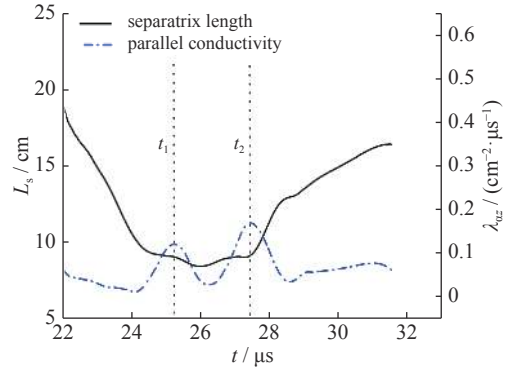


Fig. 10 Parallel conductivity coefficient in SOL and separatrix length
(initial position: $R_3=2.59 \text{ cm}$)

图10 刮离层平行于磁场方向的热传导系数及分界面长度的变化

3 结论

本文基于一维的SSS-MHD程序,研究了磁化靶聚变中FRC等离子体靶压缩过程中形成的强磁场对 α 粒子能量的约束效应。模拟研究中对比了 α 粒子的非局域加热和局域自加热效应及 α 粒子的输运过程,分析了反场构型刮离层区 α 粒子能量端部损失问题。研究表明:在FRC等离子体靶加速及迟滞阶段, α 粒子的能量峰值位于FRC靶的O点附近。 α 粒子的能量被FRC靶特殊磁场结构约束在等离子体靶O点区域,有利于等离子体靶达到点火条件及等离子体的自持燃烧。分析和对比了 α 粒子对DT等离子体局域与非局域自加热效应,非局域的 α 粒子自加热效应主要集中在FRC等离子体靶的O点附近,而局域加热的效应

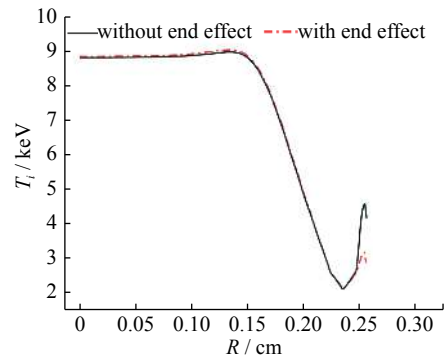


Fig. 11 Final plasma temperature with or without end effect of alpha particle energy

图11 刮离层 α 粒子能量端部效应等离子体温度压缩峰值的影响

主要在 O 点两侧强磁场的过渡区,这一区域既不是等离子体的高密度区,也不是压缩后磁场最强的, α 粒子局域自加热的功率峰值是非局域自加热功率密度峰值的两倍多,最终等离子体离子温度高出 0.5 倍。反场构型分界面内的磁力线是封闭的,只有刮离层存在能量的端部损失,反场构型等离子体靶中 α 粒子能量的端部损失在整个套筒压缩及反弹过程逐渐增大,但是 α 粒子能量端部损失会大大降低刮离层的等离子体温度,对压缩峰值状态时的芯部等离子体温度影响较小。

参考文献:

- [1] Tuszewski M. Field reversed configurations[J]. *Nucl Fusion*, 1988, 28(11): 2033-2092.
- [2] Steinhauer L C. Review of field-reversed configurations[J]. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 070501.
- [3] Degnan J H, Amdahl D J, Domonkos M, et al. Recent magneto-inertial fusion experiments on the field reversed configuration heating experiment[J]. *Nucl Fusion*, 2013, 53: 093003.
- [4] Degnan J H, Amdahl D J, Brown A, et al. Experimental and computational progress on liner implosions for compression of FRCs[J]. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2008, 36(1): 80-91.
- [5] Intrator T, Zhang S Y, Degnan J H, et al. A high density field reversed configuration (FRC) target for magnetized target fusion: First internal profile measurements of a high density FRC[J]. *Phys Plasmas*, 2004, 11(5): 2580-2585.
- [6] Sun Q Z, Jia Y S, Yang X J, et al. Formation of field-reversed-configuration (FRC) on the Yingguang-I device[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2017, 2(5): 263-274.
- [7] 孙奇志, 方东凡, 刘伟, 等. “荧光-1”实验装置物理设计[J]. *物理学报*, 2013, 62: 078407. (Sun Qizhi, Fang Dongfan, Liu Wei, et al. Physical design of “Yingguang-1” device. *Acta Physica Sinica*, 2013, 62: 078407)
- [8] Wang X G, Wang G Q, Liu B, et al. Modeling for compression of field-reversed configurations by an imploding liner[J]. *Phys Plasmas*, 2016, 23: 112706.
- [9] Spencer R L, Tuszewski M, Linford R K. Adiabatic compression of elongated field-reversed configurations[J]. *Phys Fluids*, 1983, 26(6): 1564-1573.
- [10] Yoshimura S, Sugimoto S, Ohi S, et al. Electron cyclotron current drive in a lower hybrid current drive plasma[J]. *Nucl Fusion*, 1999, 39(4): 2009-2014.
- [11] Zhang S Y. MHD instability of field-reversed configuration[J]. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2006, 34(13): 223-229.
- [12] Lindemuth I R, Kirkpatrick R C. Parameter space for magnetized fuel targets in inertial confinement fusion[J]. *Nucl Fusion*, 1983, 23(3): 263-284.
- [13] Lindemuth I R. The ignition design space of magnetized target fusion[J]. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 122712.
- [14] 赵小明, 孙奇志, 贾月松. 球形及柱形磁化等离子体靶中 α 粒子能量沉积率分析[J]. *强激光与粒子束*, 2014, 26: 035002. (Zhao Xiaoming, Sun Qizhi, Jia Yuesong. Energy deposition of alpha particles in cylindrical and spherical magnetized plasma target. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, 26: 035002)
- [15] Basko M M, Kemp A J, Meyer-ter-Vehn J. Ignition conditions for magnetized target fusion in cylindrical geometry[J]. *Fusion*, 2000, 40(1): 59-68.
- [16] 赵继波, 孙承伟, 谷卓伟, 等. 爆轰驱动固体套筒压缩磁场计算及准等熵过程分析[J]. *物理学报*, 2015, 64: 080701. (Zhao Jibo, Sun Chengwei, Gu Zhuowei, et al. Magneto-hydrodynamic calculation of magnetic flux compression with explosion driven solid liners and analysis of quasi-isentropic process. *Acta Physica Sinica*, 2015, 64: 080701)
- [17] Zhao J B, Sun C W, Luo B Q, et al. Loading circuit coupled magnetohydrodynamic simulation of sample configurations in isentropic compression experiments[J]. *IEEE Tans Plasma Sci*, 2015, 43(1): 1068-1077.
- [18] Zhao X M, Sun Q Z, Sun C W, et al. Simulation on the compressed field reversed configuration with alpha particle self-heating[J]. *Plasma Phys Control Fusion*, 2019, 61: 075015.
- [19] Linerman M A, Velikovich A L. Distribution function and diffusion of alpha particles in DT fusion plasma[J]. *J Plasma Phys*, 1984, 31(3): 369-380.
- [20] Braginskii S I. Transport processes in a plasma; in *Reviews of PlasmaPhysics*[M]. New York: Springer, 1965: 205-316.
- [21] Nozachi K, Nishihara K. Thermonuclear reaction wave in high density plasma[J]. *J Phys Soc Japan*, 1977, 43(4): 1393-1399.
- [22] 赵小明, 孙奇志, 方东凡, 等. 反场构型等离子体中 Grad-Shafranov 方程数值解[J]. *物理学报*, 2016, 65: 185201. (Zhao Xiaoming, Sun Qizhi, Fang Dongfan, et al. Numerical solution of Grad-Shafranov equation in FRC plasma. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65: 185201)
- [23] Li C G, Yang X J. Modeling and numerical analysis of a magneto-inertial fusion concept with the target created through FRC merging[J]. *Phys Plasmas*, 2016, 23: 102702.