



·惯性约束聚变物理与技术·

7~8 MA 条件下 MagLIF 集成实验 关键问题理论研究与设计*

肖德龙, 王小光, 王冠琼, 毛重阳, 孙顺凯

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

摘 要: 针对国内 7~8 MA 脉冲功率装置驱动条件, 通过耦合等效电路模型和 McBride 等人发展的半解析模型, 研究了 MagLIF 总体能量学过程及中子产额随关键参数的变化规律, 获得了中子产额大于 10^{10} 的参数设计区间。结果表明: 7~8 MA 驱动条件、套筒材料、负载高度、燃料半径与密度、预热能量、外加轴向磁场等多因素共同决定了燃料的最终压缩状态; 预热能量越大, 燃料初始升温以及滞止时刻升温越高, 中子产额越高; 轴向磁场增加, 热传导能量损失减小, 但燃料收缩比也会减小, 因此存在优化轴向磁场以获得较高中子产额; 杂质质量分数超过 10%, 中子产额开始显著下降。燃料密度 0.7 mg/cm^3 、外加轴向磁场 27 T、预热能量 200 J、杂质质量分数小于 50% 的条件下, 可以获得 3.5×10^{10} 中子产额, 从而有望在 7~8 MA 条件下建立 MagLIF 关键问题研究平台。

关键词: Z 箍缩; 磁化套筒惯性聚变; 脉冲功率装置; 中子产额; 预加热; 预磁化

中图分类号: O532

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202335.220253

Theoretical research on key issues and design of integrated MagLIF experiments on the 7–8 MA facility

Xiao Delong, Wang Xiaoguang, Wang Guanqiong, Mao Chongyang, Sun Shunkai

(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)

Abstract: Magnetized Liner Inertial Fusion (MagLIF) is one of the possible configurations to reach ignition. For future ignition validation, it is necessary to explore key issues of MagLIF and seek an optimal design of integrated MagLIF experiments on the low current generators. In this paper, a simplified circuit model is coupled to the semi-analytical model developed by McBride *et al.* to investigate key issues of integrated MagLIF experiments possibly conducted on the 7–8 MA facility in China, and parameter domain to attain over 10^{10} neutron yield is explored. Theoretical results show that many factors together determine the final neutron yield, such as the 7–8 MA current, the liner material, the initial radius and density of D_2 fuel, the load height, the preheating energy, the applied axial magnetic field, as well as the fuel mixing. As the preheating energy is increased, the fuel temperature before implosion and at stagnation becomes higher, thus generating higher neutron output. The neutron yield will increase first and then decrease with the applied axial magnetic field, mainly caused by the compromise of reducing the conduction loss and decreasing the fuel convergence. When the mass ratio of impurity is higher than 10%, the neutron yield will be decreased remarkably. If an initial fuel density of 0.7 mg/cm^3 , an axial magnetic field of 27 T, and a preheating energy of 200 J in the case of 7–8 MA are used, 3.5×10^{10} neutrons can be produced with the convergence lower than 20 considering 50% fuel mixing. It is thus anticipated that the research platform on key physics of MagLIF can be developed in the case of 7–8 MA drive current.

Key words: Z-pinch, magnetized liner inertial fusion, pulse-power generator, neutron yield, preheating, pre-magnetization

* 收稿日期: 2022-08-18; 修订日期: 2022-10-12

基金项目: 国家自然科学基金项目 (12175022, 11775032, 51790522)

联系方式: 肖德龙, xiao_delong@iapcm.ac.cn.

快 Z 箍缩可以实现驱动器电储能到负载动能或 X 光辐射能的高效率转换,为惯性约束聚变(ICF)研究提供了可用的能量源^[1-2]。20 世纪末,在美国圣地亚实验室 20 MA 的 Z 装置上,双层钨丝阵 Z 箍缩实验产生了峰值功率 280 TW、总能 2 MJ 的实验室最强 X 光辐射源^[3]。在这一里程碑研究进展的鼓舞下,国内外广泛开展了 Z 箍缩驱动 ICF 相关研究。Z 装置动态黑腔实验中,黑腔峰值辐射温度超过 210 eV,驱动 D₂燃料靶球内爆,获得了 3.5×10¹¹ 聚变中子产额^[4-5]。Z 装置 MagLIF 集成实验中,Be 套筒内爆压缩 D₂燃料,获得了 1.1×10¹³ 聚变中子产额^[6],展现了 Z 箍缩驱动 ICF 的巨大潜力。

MagLIF 主要原理是:利用 Z 箍缩套筒内爆直接压缩 DT 燃料实现点火;对燃料预加热到数百 eV,降低达到点火温度所需的燃料半径收缩比;预置初始轴向磁场,在燃料压缩过程中由于磁通守恒,轴向磁场强度增加到约 10⁴ T,增强 α 粒子能量沉积,同时减小电子离子热传导能量损失,降低点火所需燃料面密度,增加聚变增益。Slutz 等人基于 Lasnex 数值模拟,发现在驱动电流为 45 MA 条件下,可以获得约 10 MJ 的聚变能量输出^[7]。如果采用包含 DT 冰层的高增益靶设计,驱动电流 70 MA 时可以获得 10.5 GJ/cm 的聚变能量输出^[8]。理论研究表明,基于 Z 装置条件,可能获得约 100 kJ 的聚变放能,从而验证能量得失相当条件^[9]。2013 年 Z 装置首轮 Be 套筒压缩 D₂燃料的 MagLIF 集成实验中,驱动电流约 16 MA、预热能量约 200 J、外加轴向磁场 10 T 条件下获得了 2×10¹² 聚变中子产额^[10]。首轮集成实验也暴露了影响 MagLIF 性能的一系列科学与工程问题。研究表明,套筒内爆不稳定性是影响 MagLIF 成败的关键,套筒初始半径厚度比(纵横比)小于 6 时不稳定性影响相对较弱^[11];由于激光等离子体相互作用,用于燃料预热的有效能量大幅下降,需要对封闭燃料的薄膜、激光束分布进行改进^[12-13];实验中,用于结构支撑的衬底材料对聚变影响极大,Al 材料更换为 Be 后,中子产额增加一个量级^[14];由于负载区结构限制,轴向磁场线圈导致负载区电感增加,MagLIF 中驱动电流峰值显著低于动态黑腔实验^[15]。Z 装置完成多项技术改进后,在 2019 年的 MagLIF 集成实验中,在峰值电流 20 MA、预热能量 1.2 kJ、外加磁场 15.9 T 条件下,聚变中子产额达到 1.1×10¹³ [6]。如果增加驱动电流约 23 MA、预热能量约 6 kJ、初始轴向磁场 30 T 并采用 DT 燃料,将可能获得理论预测的约 100 kJ 聚变能量输出^[16]。基于 Z 箍缩研究的突破性进展,美国提出了 Z300、Z800 等多个不同技术路线的大电流脉冲功率装置概念设计,以开展 Z 箍缩聚变点火和高增益聚变研究^[17]。俄罗斯也提出建造 50 MA 的贝加尔装置,以研究热核聚变点火问题^[18]。

近年来,我国也提出了建造数十 MA 脉冲功率装置开展聚变点火研究的计划,并基于现有 7~8 MA 装置开展了动态黑腔驱动 ICF 相关研究,通过理论设计与实验验证,深入认识了辐射超声速传播及其与冲击波分离的动态黑腔形成关键物理机制^[19-22],初步探索了约 100 eV 黑腔辐射场驱动靶球内爆的动力学过程^[23-24]。国内 MagLIF 相关研究工作刚刚起步,赵海龙等人研制了 MagLIF 一维程序,并对总体物理过程和集成实验可行性进行了初步分析^[25-26]。面向未来我国 Z 箍缩聚变点火实验验证,有必要基于现有 7~8 MA 脉冲功率装置,开展 MagLIF 相关问题理论与实验验证,深入认识在较低电流条件下影响 MagLIF 品质的关键参数与机制,深化外推到大电流条件下的物理认识,夯实 Z 箍缩聚变研究基础。2015 年,McBride 等人发展了一套 MagLIF 半解析模型^[27],并对 Z 装置以及 Z300 和 Z800 条件下的聚变能量增益进行了理论分析^[28]。本文主要基于这一模型,针对 7~8 MA 驱动电流条件和对应参数区间的关键物理问题,开展 MagLIF 总体能量学及其随若干物理参数的变化规律研究,初步明确在 7~8 MA 条件下可以获得大于 10¹⁰ 甚至 10¹¹ 中子产额。

1 物理模型

1.1 MagLIF 简化电路模型

本文讨论的 MagLIF 构型见示意 图 1。套筒两端与驱动器负载区阴阳极连接,轴向电流 I_z 产生角向磁场 B_θ ,外加轴向磁场 B_z 用于燃料预磁化。套筒初始内外半径分别为 r_i 和 r_o ,负载高度为 h 。

在大型脉冲功率装置中,Z 箍缩内爆过程中的等离子体

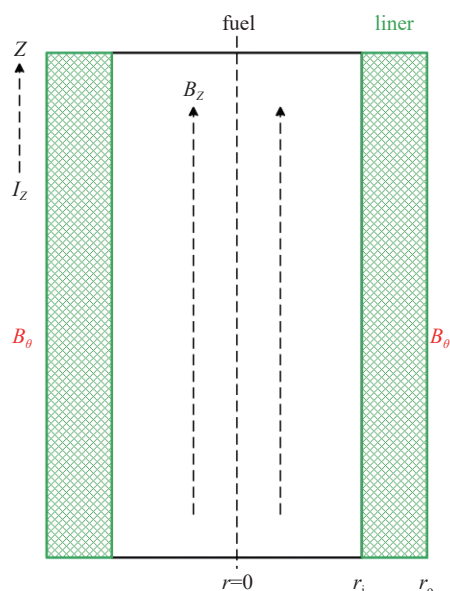


Fig. 1 Schematic of MagLIF cross section

图 1 MagLIF 构型横截面示意图

阻抗变化与驱动器固有阻抗可比,不同负载条件下驱动电流有显著变化。本文采用如图 2 所示等效电路模型描述驱动器与 Z 箍缩负载内爆耦合过程及电流馈入,其中 $V(t) = 2.9 \times 10^6 \sin^2(\pi t/205)$ 是等效电压波形,由实验测量数据拟合得到,式中, t 是时间,单位为 ns。驱动器绝缘堆、外磁绝缘传输线和柱孔结构的固有电感 $L_0 = 14$ nH,固有电阻 $R_0 = 0.156 \Omega$,内磁绝缘线电感 $L_1 = 2$ nH。Z 箍缩负载区感抗近似 $L_L = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \ln \frac{r_c}{r_o}$,其中 μ_0 是真空区磁导率, r_c 是回流柱半径(固定为 2 cm),Z 箍缩等离子体电阻由焦耳加热功率 (P_{joule}) 和负载电流 (I_L) 等效求得 $R_L = P_{\text{joule}}/I_L^2$ 。在大电流 Z 箍缩实验中,负载区特别是柱孔结构位置会存在显著的漏电损失,理论上可以利用漏电阻 $R_{\text{loss}} = 0.2 \sqrt{\frac{I_s + I_L}{I_s - I_L}}$ 表征漏电效应对负载电流 I_L 的影响,其中 I_s 是漏点位置之前的总电流。研究表明,考虑漏电效应计算的电流峰值下降数百 kA,与实验结果更为接近^[29]。需要说明的是, MagLIF 实际漏电过程非常复杂,基于丝阵实验结果选择 0.2Ω 漏电阻只能唯像地描述漏电效应,今后还需要结合实验结果进行调整。与此同时,套筒负载电阻相对于驱动器固有电阻较小,但套筒电感及其动态变化则对驱动器能量传输及电流馈入有较大影响。

1.2 套筒内爆和燃料压缩模型

有关 MagLIF 套筒压缩燃料内爆、聚变放能的细致物理建模详见文献 [27]。为讨论方便,本文列出其中部分模型如下:(1)考虑电流趋肤效应,给定套筒内角向磁场和磁压分布,考虑焦耳加热对套筒升温的影响,自洽计算套筒内爆压缩过程;(2)燃料区采用等压模型,假定中心高、外层低的温度分布,分别考虑套筒 pdV 做功、燃料预热、核反应、到套筒区的辐射漏失和热传导损失,计算燃料总能量变化;(3)不考虑实际预热方法,假定在 t_{ph} 时刻开始后的 τ_{ph} 时间段内,燃料预热总能量为 E_{ph} ,预热功率为 $E_{\text{ph}}/\tau_{\text{ph}}$;(4)采用 Braginskii 输运系数计算轴向磁场对电子离子热传导的影响^[30]。假定压缩过程中燃料区轴向磁通守恒;(5)燃料为 D_2 或 DT,考虑 $D + D \rightarrow T + p + 4.03$ MeV, $D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n + 3.27$ MeV, $D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n + 17.6$ MeV 三个核聚变反应,利用拟合公式给出核反应速率系数^[31];(6)在燃料中加入杂质,唯像描述燃料混合效应对聚变放能的影响。McBride 等人采用这一模型研究了 Z 装置 MagLIF 实验,并对 Z300 和 Z800 装置 MagLIF 性能进行了预测,与 Lasnex 二维模拟基本一致,表明这一模型对一般 MagLIF 过程具有很好的适用性。

1.3 套筒参数

为使驱动器电储能高效馈入负载,Z 箍缩研究一般采用内爆因子 $\Pi = \frac{I_{\text{max}}^2 \tau^2}{4\pi \hat{m} r^2}$ 对负载参数进行初步优化,其中 I_{max} 是驱动电流峰值, τ 是负载内爆时间, \hat{m} 是套筒线质量, r 是负载半径。对于某一固定驱动器,优化的内爆因子和 $\hat{m} r^2$ 基本不变。在 7~8 MA 装置丝阵 Z 箍缩实验中优化 $\hat{m} r^2 \approx 1.0$ mg·cm,套筒也采用这一优化参数。与此同时,为减小 MRT 不稳定性发展对燃料混合的影响,一般采用纵横比 A_R 为 6 的套筒设计,套筒质量由固体套筒密度 ρ_{10} 和内外半径决定,即

$$A_R = \frac{r_o}{r_o - r_i} = 6 \quad (1)$$

$$\hat{m} r^2 = \rho_{10} \pi (r_o^2 - r_i^2) r_o^2 = 1.0 \text{ mg} \cdot \text{cm} \quad (2)$$

如果采用 Be 作为套筒材料,其初始密度为 1.845 g/cm³,对应的套筒内外半径分别为 1.285 mm、 1.541 mm,套筒厚度 0.256 mm;采用 Al 作为套筒材料,初始密度为 2.7 g/cm³,对应的套筒内外半径为 1.168 mm、 1.402 mm,套筒厚度 0.234 mm。采用 Be 套筒有两方面优点:(1)Be 密度较小,纵横比为 6 时套筒厚度较大,外界面不稳定性发展对内界面影响相对较小,燃料混合效应较弱;(2)Be 原子序数更低,燃料混合对聚变放能的影响更小。以下讨论中,我们主要采用 Be 作为套筒材料开展 MagLIF 变化规律的研究与参数设计,也将探索 Al 套筒可能获得较高中子产额的参数区间。

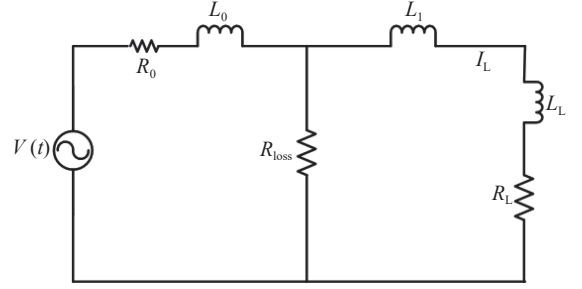


Fig. 2 Simplified equivalent circuit model

图 2 等效电路模型

2 MagLIF 能量学过程及变化规律

2.1 DD 中子产生速率

MagLIF 是一个集成系统,影响最终聚变放能的物理参数和工程参数较多。在 7~8 MA 条件下,我们主要采用 D_2 气体为燃料,以获得较高聚变中子产额为科学目标。原则上,如果采用 DT 气体,其性能与 D_2 气体类似,但中子产额将会增加近两个数量级。假定燃料区温度、密度均匀分布, $D+D \rightarrow {}^3\text{He}+n$ 聚变反应的中子产生速率为

$$P_n = \frac{1}{2}n_D^2 \langle \sigma v \rangle V_f = \frac{1}{2}n_D^2 \langle \sigma v \rangle \pi h r_f^2 \quad (3)$$

式中: $n_D \propto \rho_0 C^2$ 是 D 离子数密度,其中, ρ_0 是燃料初始质量密度, $C = r_i/r_f$ 是燃料初始时刻半径和滞止时刻半径 (r_f) 之比,即半径收缩比; $V_f = \pi h r_f^2$ 是滞止时刻(燃料峰值压缩时刻)的燃料体积, $\langle \sigma v \rangle$ 是核反应速率系数。7~8 MA 条件下,燃料温度较低,一般不超过 3 keV,利用文献 [31] 中的数据,温度 0.5~3 keV 范围内的核反应速率系数近似为 $\langle \sigma v \rangle \propto e^{-19.89/T_f^{1/3}}/T_f^{2/3}$,其中 T_f 为滞止时刻燃料峰值温度,单位 keV。如果 ρ_0 单位取为 mg/cm^3 , r_i 和 h 单位为 cm,公式(3)的中子产生速率近似为

$$P_n = 2.0 \times 10^{18} \rho_0^2 r_i^2 h C^2 e^{-19.89/T_f^{1/3}}/T_f^{2/3} \quad (4)$$

由公式(4)可知,影响 MagLIF 中子产额的关键因素包括两类:一是燃料初始状态量,包括密度、半径、负载高度等,二是由 MagLIF 内爆动力学过程决定的燃料压缩状态,包括收缩比、燃料峰值温度等。需要注意,公式(4)假定燃料区温度均匀分布,相对于燃料区中心温度高、外层温度低的实际分布状态,中子产额会被低估。

2.2 总体能量学过程

图 3 给出了套筒各网格位置的运动轨迹以及驱动电流波形,其中蓝色虚线标识了套筒内冲击波的位置变化,虚线方框标识了预热能量脉冲波形。在这一模型中,Be 套筒外半径 1.541 mm、内半径 1.285 mm,燃料初始密度 $1.0 \text{ mg}/\text{cm}^3$ 、初始轴向磁场 20 T、预热能量 500 J、负载高度 10 mm,套筒和燃料初始时刻为常温 300 K。计算结果表明,电流上升时间(10%~90% 峰值电流时间间隔)为 71.1 ns,峰值电流 7.34 MA,与丝阵 Z 箍缩实验相近^[22,32]。需要注意,MagLIF 实验中外加轴向磁场对应的电极结构变化可能增加负载区电感,从而减小电流峰值,小于丝阵实验电流输出,因此需要在实验设计中进行精细调节与优化才可能获得较高驱动电流。电流通过套筒的早期阶段,由于焦耳加热,套筒升温、表面膨胀。大约在 63 ns 时刻,角向磁场产生的磁压对套筒进行压缩,在套筒内产生冲击波向内传播,大约在 94 ns 传播到套筒内界面。此时启动预热能量脉冲,对燃料进行预加热。绝热近似下,柱几何燃料压缩可能获得的最终温度 $T_f = T_{\text{ini}}(r_{\text{ini}}/r_f)^{4/3}$ (取绝热指数为 5/3), T_{ini} 是预热后的燃料温度, r_{ini} 是预热结束时刻的燃料半径。选择冲击波到达套筒内界面时进行燃料预热有两个方面的考虑:(1)如果预热时间过早,压缩产生的燃料升温不会发生变化,但由于高温燃料与低温套筒发生相互作用,燃料混合问题将更为显著地影响聚变性能;(2)如果预热时间过晚,例如在 120 ns 时刻, r_{ini} 数值变小,燃料达到较高温度需要更高的收缩比(对应 r_f 更小),这将对不稳定性控制提出更严苛的要求。

滞止时刻套筒密度可以达到 $27.0 \text{ g}/\text{cm}^3$,即体积压缩 14.6 倍。由于套筒线质量较大,达到 $42.1 \text{ mg}/\text{cm}$,因此套筒 $p dV$ 做功、焦耳加热等机制导致的套筒平均温度上升相对有限,最高仅为 27 eV,如图 4 所示(图中套筒温度乘

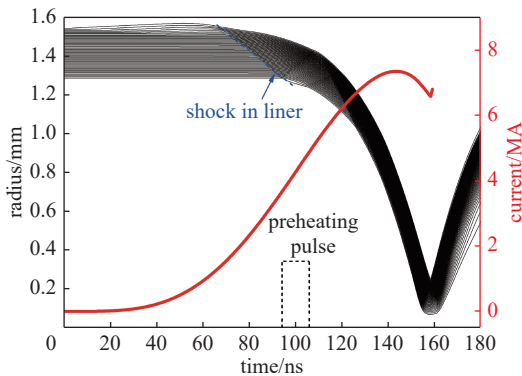


Fig. 3 Liner trajectories and the simulated drive current

图 3 套筒内爆轨迹及驱动电流波形

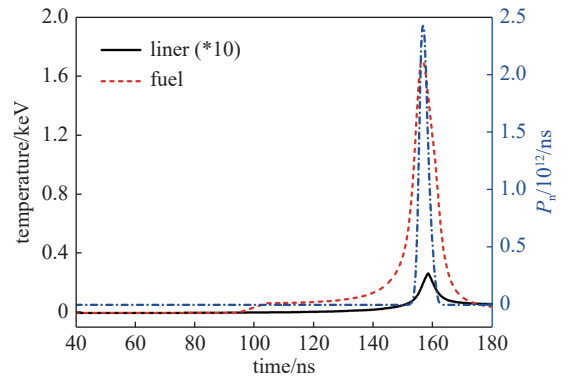


Fig. 4 Variation of averaged liner and fuel temperatures and neutron production rate with time

图 4 套筒、燃料区平均温度以及中子产生速率时间变化曲线

了10倍)。与此同时,燃料在500 J预热能量条件下首先被加热到67 eV,随后在内爆压缩过程中升温至1.7 keV。获得相对低温的套筒等离子体状态是MagLIF研究的重要需求,也是关键优势。一方面,套筒温度较低,向真空辐射损失的能量较少。另一方面,高密度、低温度套筒有利于提高套筒对燃料区的保温作用,增加燃料温度,提高聚变产额。对应于燃料达到较高温度、密度状态,发生热核聚变反应,产生聚变中子。由图4的中子产生速率曲线可以看到,其半高全宽为3.43 ns,这比辐射间接驱动中靶球内爆产生中子的时间要长得多。其主要原因是:MagLIF构型中,由于对燃料进行了预加热和预磁化,所需套筒内爆速度较小,本计算模型中为48 km/s,约束燃料高密度高密度状态而不崩溃的时间也相对较长。

图5给出了套筒内各能量项的时间变化曲线,可以发现:(1)角向磁场引起的 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 做功是套筒内爆加速的主要驱动力;(2)在7~8 MA条件下,焦耳加热为11.5 kJ,约占总能量的10%,与丝阵Z箍缩接近;(3)燃料区到套筒区的辐射和热传导能量以及套筒向真空区的辐射漏失是影响较小的因素;(4)套筒最多会给燃料压缩提供11.6 kJ的能量(pdV 做功),这将是燃料压缩阶段最重要的能量来源;(5)燃料区轴向磁场被压缩,轴向磁压对套筒减速、降低燃料收缩比是至关重要的。

图6给出了燃料区各能量项的变化,可以发现:(1)在套筒明显加速之前(约130 ns前),预热能量是燃料升温的主要机制;(2)套筒内爆加速和滞止过程中(130~160 ns),套筒 pdV 做功是燃料加热的主要机制;(3)传输到套筒界面的辐射漏失是影响燃料能量增加的关键损失项;(4)7~8 MA条件下,采用 D_2 气体作为燃料,产生的 α 粒子极少,因此 α 粒子能量沉积对燃料能量的影响较小。如果换用DT燃料,并假定 α 粒子能量完全沉积,其总能量小于1 kJ,对于燃料升温有一定贡献。在面向点火和高增益的DT燃料MagLIF设计中, α 粒子能量沉积是滞止阶段保持燃料升温、维持自持燃烧的主导加热机制。此外,MagLIF压缩过程中燃料端面一般为自由界面,存在端面物质和能量损失,但对燃料温度的影响较小。

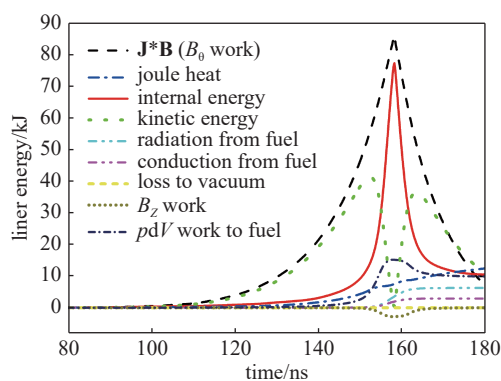


Fig. 5 Variation of energy terms with time in liner

图5 套筒区各能量项时间变化

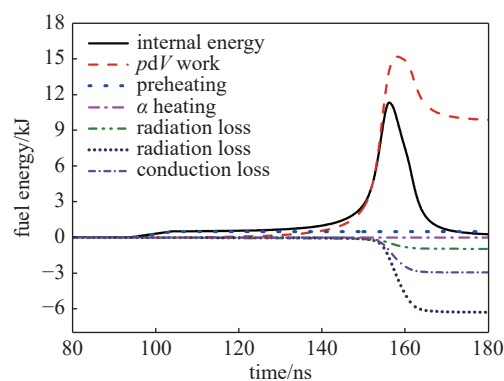


Fig. 6 Variation of energy terms in fuel

图6 燃料区各能量项时间变化

2.3 中子产额随关键参数的变化规律

MagLIF设计主要关注两类参数:一类是负载参数,包括套筒和燃料参数。我们已经基于内爆因子优化初步确定了套筒参数以及燃料半径,燃料密度以及负载高度是还未确定的两个参数;另一类是预热和预磁化参数,即外加轴向磁场和预热能量。

2.3.1 燃料初始密度

保持外加轴向磁场20 T、预热能量500 J、负载高度1 cm不变, D_2 气体燃料初始密度由0.2 mg/cm³增加到3.5 mg/cm³,中子产额(Y_n)及燃料峰值温度变化规律如图7所示。可以看到,随着燃料密度增加,滞止时刻燃料峰值温度单调递减。这是因为在假定预热能量500 J不变的条件下,内爆启动时刻燃料预热升温随燃料密度成反比;内爆压缩过程中, pdV 做功导致的滞止时刻燃料升温也对应地与燃料密度成反比。需要注意的是,总的燃料压力变化较小,因此燃料初始密度0.2~3.5 mg/cm³范围内,燃料收缩比在18.2~19.3之间。还需要注意的是,对于 D_2 燃料,主要的辐射损失机制是韧致辐射,辐射损失功率 $P_r \propto n_i n_e T_i^{1/2} \propto \rho_0^2 C^4 T_i^{1/2}$,其中 n_i 和 n_e 是离子和电子数密度;在收缩比 C 变化不大时,韧致辐射损失与燃料初始密度平方成正比,这将进一步导致燃料温度的下降。

由公式(4)可知,中子产额随燃料初始密度的平方成正比、随燃料峰值温度指数变化。因此,对应于上述变化趋势,随着燃料初始密度增加,中子产额呈现先增加后减小的规律,燃料密度约0.2 mg/cm³时达到峰值。也就是

说,在燃料密度大于 0.2 mg/cm^3 的条件下,温度下降是中子产额降低的决定因素。

以上分析表明, MagLIF 设计应该采用相对低密度的燃料。但是,上述分析没有考虑实际的预热问题。如果实验中采用激光对燃料预加热,在燃料密度过低时,激光在燃料中的自由程过长,激光能量沉积效率将显著降低。Slutz 等人的计算结果表明,对应于波长约 $0.5 \mu\text{m}$ 的激光,优化燃料密度在 $1 \sim 4 \text{ mg/cm}^3$ 之间^[7]。为了在 $7 \sim 8 \text{ MA}$ 实验中获得相对较高的中子产额,燃料密度可以取为 $0.5 \sim 1.5 \text{ mg/cm}^3$ 。

2.3.2 负载高度

随着负载高度增加,套筒等离子体电感线性增加,馈入到负载区的电流单调下降,如图 8 所示。另一方面,随着燃料高度增加,总的燃料质量线性增加,在预热能量不变的情况下,燃料预热升温以及滞止时刻的峰值温度都将单调下降。因此,负载高度大于 3 mm 后,中子产额随负载高度增加而减小。在 Z 箍缩实验中,负载高度不能过小,否则阴阳极电场强度过高,漏电效应将会非常显著。动态黑腔研究中,负载高度取为 1 cm 时,在保证较高电流输出的条件下,漏电效应并不显著。因此在 MagLIF 设计中,套筒高度也将选择为 1 cm 。与此同时,可以适当减小小燃料高度如 $5 \sim 8 \text{ mm}$,增加燃料预热升温,进而获得较高聚变中子产额。

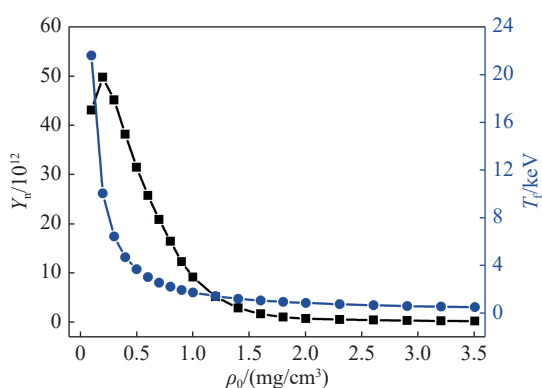


Fig. 7 Variation of neutron yield and peak fuel temperature with initial fuel density

图 7 中子产额和燃料峰值温度随燃料初始密度的变化

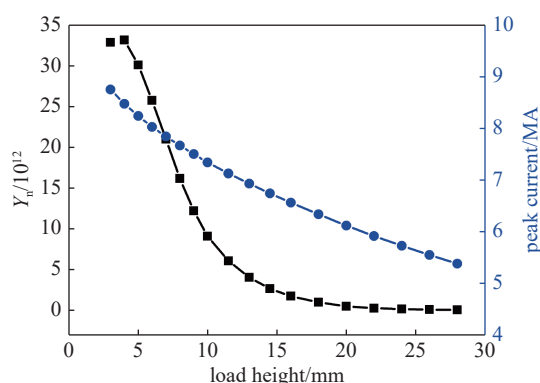


Fig. 8 Variation of neutron yield and peak current with initial load height

图 8 中子产额和峰值电流随负载高度的变化

2.3.3 外加轴向磁场

图 9 给出了变化外加轴向磁场时中子产额和燃料收缩比的变化,也给出了对应的燃料峰值温度、影响燃料温度变化的套筒 pdV 做功和热传导能量损失的变化曲线,图中热传导能量损失项去掉了负号。在燃料区磁通 $\Phi_z = B_{z0}\pi r_i^2$ 守恒的条件下,峰值压缩时刻的轴向磁场为 $B_z = B_{z0}C^2$,对应的磁压 P_z 与初始磁场 (B_{z0}) 的平方及收缩比 4 次方成正比,即 $P_z = B_z^2/2\mu_0 = B_{z0}^2 C^4/2\mu_0$ 。因此,随着轴向磁场强度增加,燃料区轴向磁压迅速增加,燃料收缩比减小,套筒对燃料的 pdV 做功单调递减。与此同时,由于径向热传导系数与轴向磁场平方成反比,即 $\kappa_{e,r}(r) \propto B_z^{-2} = B_{z0}^{-2} C^{-4}$,随着初始轴向磁场的增加,热传导系数减小,燃料区到套筒区的热传导能量损失迅速减小。由于热传导损失能量的减小以及套筒 pdV 做功能量的减小,燃料区峰值温度呈现先增加后减小的变化规律。对应地,中

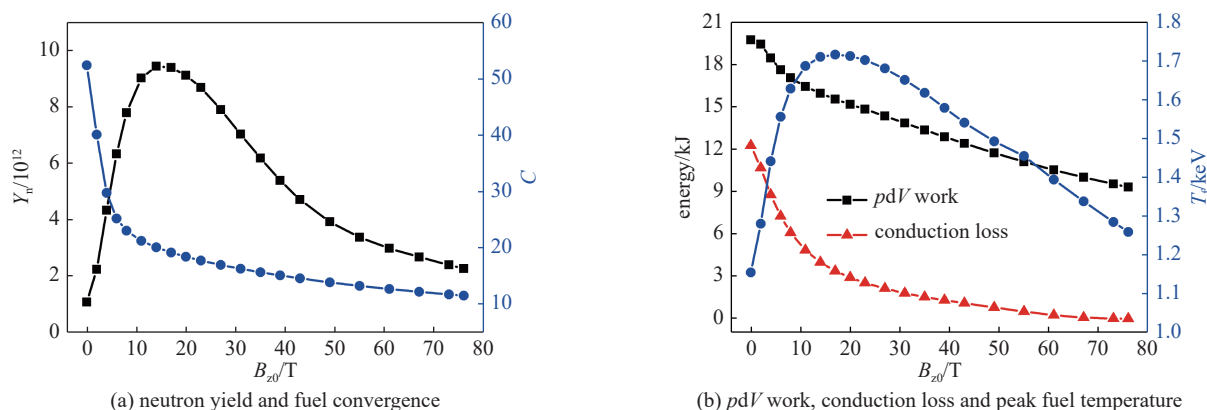


Fig. 9 Variation of simulated parameters with initial axial magnetic field

图 9 中子产额、收缩比、套筒对燃料 pdV 做功、热传导能量损失及燃料峰值温度随外加轴向磁场的变化

子产额也随外加轴向磁场呈现先增加后减小的变化趋势。外加轴向磁场大约 17 T 时, 中子产额最高。

需要注意, 如果外加轴向磁场较小, 燃料收缩比将变得很大, 例如初始轴向磁场为 2 T 时, 收缩比为 40, 燃料最小半径将减小到 32 μm 。Z 箍缩套筒内爆过程中, 由于 MRT 不稳定性发展, 很难实现 30 倍以上的收缩比。此外, 在高收缩比条件下, 不稳定性发展导致的燃料混合问题也将变为至关重要。因此, 在 7~8 MA 装置 MagLIF 设计中, 应尽量采用低收缩比物理设计, 这就要求初始轴向磁场 10 T 以上。

2.3.4 预热能量

图 10 给出了增加预热能量时中子产额及燃料峰值温度的变化曲线。随着预热能量增加, 滞止时刻的燃料温度单调递增。尽管燃料收缩比有所减小, 燃料密度有所降低, 但由公式(4)可知, 温度增加仍然是决定聚变放能的主要因素, 因此中子产额随预热能量增加而单调增加。当预热能量增加到较大数值后, 由于收缩比大幅度减小, 燃料密度下降的因素也将起重要作用, 从而导致中子产额增加明显变缓。在 7~8 MA 装置现有实验条件中, 用于燃料预热的激光器能量小于 2 kJ, 考虑诸多工程因素和复杂效应后, 燃料吸收的有效预热能量可能只有数百 J。无论如何, 增加燃料预热能量, 是提升 MagLIF 性能最为关键的方法之一。

2.3.5 套筒纵横比

以上分析中都固定套筒纵横比为 6, 在保证套筒 $\hat{m}r^2$ 不变的条件下, 增加套筒纵横比, 即 $A_R = r_o/(r_o - r_i)$, 则对应的套筒内外初始半径增加、厚度减小, 套筒总质量减小、内爆速度增加, 套筒 pdV 做功将显著增加, 如图 11 所示。对应地, 在燃料密度不变的条件下, 燃料总质量(正比于套筒内半径平方)也会增加, 在燃料温度差异不大的条件下, 中子产额将随套筒纵横比单调增加。需要注意, 这一结果没有考虑不同半径下 MRT 不稳定性发展差异的影响。理论研究表明, 初始半径越大, MRT 不稳定性发展越强, 外界面扰动侵入到内界面的比值与套筒厚度强相关, 即内界面扰动幅度 $\delta_i \propto e^{-k\Delta}$, 其中 k 是扰动波数, Δ 是套筒厚度^[33]。如果考虑二维因素, 中子产额将不会随套筒纵横比单调递增; 当套筒纵横比大于某一数值时, 不稳定性发展将导致中子产额显著下降, 定量结果有待于今后开展二维模拟分析。控制 MRT 不稳定性发展尺度, 增加套筒纵横比的可行设计范围, 是进一步提升 MagLIF 聚变性能的重要研究方向。

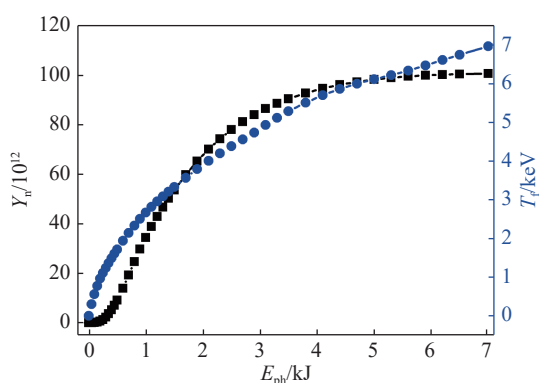


Fig. 10 Variation of neutron yield and peak fuel temperature with preheating energy

图 10 中子产额和燃料峰值温度随预热能量的变化

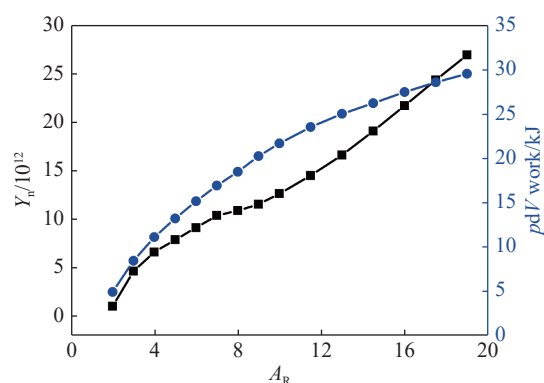


Fig. 11 Variation of neutron yield and pdV work to fuel with aspect ratio

图 11 中子产额和套筒对燃料 pdV 做功随套筒纵横比的变化

3 大于 10^{10} 中子产额 MagLIF 集成实验负载设计

3.1 燃料混合

影响聚变性能最为关键的非理想因素是燃料混合效应。燃料混合主要来源于两个方面: 一是套筒内爆加速过程中由于 MRT 不稳定性发展导致的套筒材料与燃料的混合, 二是实验中特别是激光预热过程中引入的其它辅助结构材料与燃料的混合。

燃料混合效应的精确评估需要采用二维或三维物理建模。本文采用唯像分析方法, 即不考虑具体的混合过程, 在燃料中增加杂质成分, 以研究燃料混合效应对聚变放能的影响。假定混合材料主要来源于套筒, 即为 Be 材料; 杂质材料在燃料区的质量分数为 α_{im} ; 燃料区杂质和 D_2 燃料温度相同。保持 D_2 气体初始密度 1.0 mg/cm^3 、初始轴向磁场 20 T、预热能量 500 J 不变, 图 12 给出了归一化中子产额随杂质质量分数 α_{im} 的变化关系。可以看到, 当杂质质量分数小于 1% 时, 对聚变放能的影响几乎可以忽略。如果杂质质量分数达到 10%, 中子产额开始显著下降,

为理想条件时中子产额的 62%。当杂质质量分数达到 31.5%，中子产额下降 1 个数量级，为 9.1×10^{11} ；杂质质量分数进一步增加到 50%，中子产额下降 2 个数量级，接近 10^{11} 。

我们利用这一方法分析了 Z 装置近期的 MagLIF 集成实验。驱动电流峰值取为 20 MA、电流上升时间约 70 ns、预热能量 1.2 kJ、外加轴向磁场 15.9 T 时，理想条件下计算得到的中子产额可以达到 1.65×10^{14} ，实验获得的中子产额则为 1.1×10^{13} 。如果考虑杂质质量分数为 45%，则对应的中子产额下降为 1.15×10^{13} ，燃料温度 3.1 keV，与实验结果一致。需要注意，这种唯像分析方法相当于把所有非理想因素都归结为燃料混合效应。Sandia 实验室正在致力于改进实验控制方法，减弱非理想效应的影响，有望再提高中子产额 1 个数量级。

如果认为引起燃料混合的主要因素是套筒不稳定性发展，依据 MRT 线性理论，扰动幅度 $\delta_L \propto e^{\int \gamma(t) dt}$ ，其中 $\gamma(t) = \sqrt{kg}$ 是扰动增长率， g 是套筒加速度。相对于 Z 装置条件，7~8 MA 装置电流上升时间一致，均为 70 ns 左右。本文讨论的模型中，套筒初始外半径 1.541 mm，是 Z 装置套筒半径 3.218 mm 的一半，套筒内爆加速度也只有 Z 装置条件下的一半左右。数值模拟结果也表明，负载初始半径越小，扰动发展幅度越小^[34]。因此，7~8 MA 条件下不稳定性扰动增长幅度以及对应的燃料混合质量要比 Z 装置条件下小得多。如果实验控制得当，7~8 MA 条件下可以控制杂质质量分数 50% 以下，有望获得 10^{11} 中子产额。

3.2 Be 套筒 MagLIF 集成实验负载设计

从以上的讨论中，已经明确了 7~8 MA 条件下 Be 套筒 MagLIF 集成实验的如下参数：套筒外半径 1.541 mm、内半径 1.285 mm，负载高度取为 1 cm。需要进一步对预热能量、燃料初始密度、外加轴向磁场等参数进行优化以形成可行的物理设计方案。考虑现有实验条件，有效的预热能量难以超过 1 kJ，我们选择预热能量 100 J、200 J、500 J 和 1000 J，以系统分析可能获得的中子产额。图 13 分别给出了 4 种预热能量条件下中子产额随初始燃料密度、外加轴向磁场的变化，图中标明数值的等值线是燃料收缩比，中子产额取了对数。可以发现，不考虑燃料混合的影响，预热能量 100 J、燃料密度小于 1.0 mg/cm^3 时，在较宽参数范围外加轴向磁场条件下都可以获得大于 10^{11} 中子产额。为减小不稳定性发展对燃料混合的影响，需要采用相对较小的收缩比设计，例如小于 20，就需要轴向磁场大于 24 T。如果实验中不稳定性控制较差，收缩比小于 15，就需要大于 50 T 的外加轴向磁场，这将带来极大的工程技术挑战。如果预热能量适当提高到 200 J，在燃料密度 $0.5 \sim 2.0 \text{ mg/cm}^3$ 、外加轴向磁场大于 23 T 时，就可以在收缩比小于 20 的条件下获得大于 10^{11} 的聚变中子产额，显著地扩展获得较高中子产额的参数空间，增强物理设计的皮实性。进一步增加预热能量到 500 J 和 1000 J，获得大于 10^{11} 中子产额的参数区间大幅度变宽。特别是预热能量 1000 J 时，在满足收缩比小于 20 的条件下，外加轴向磁场只需要大于 10 T，燃料密度大于 0.4 mg/cm^3 ，就可以获得大于 10^{11} 甚至 10^{13} 的中子产额。当然，在具体实验设计中，还需要细致地考虑不同燃料密度下的预热动力学过程。

上述计算结果没有考虑燃料混合效应的影响，在较宽参数区间内都可以获得大于 10^{10} 甚至 10^{12} 中子产额。按照 3.1 节所讨论的唯像分析方法，设定一种相对保守的情况，即假定杂质质量分数为 50%，给出了不同预热能量条件下的中子产额变化规律，如图 14 所示。可以看到，考虑燃料混合效应后，中子产额大幅度降低。预热能量 100 J 时，无法获得大于 10^{11} 的中子产额，只有在燃料密度为 0.6 mg/cm^3 、轴向磁场大于 28 T 时，才可能在收缩比小于 20 的条件下获得大于 10^{10} 的中子产额。预热能量达到 200 J 时，只有外加轴向磁场大于 27 T，才可能在收缩比小于 20 的条件下获得较高的中子产额。燃料密度约 0.5 mg/cm^3 时可以获得 10^{11} 中子产额，燃料密度 $0.4 \sim 1.0 \text{ mg/cm}^3$ 范围内中子产额超过 10^{10} ，例如燃料密度 0.7 mg/cm^3 时中子产额为 3.5×10^{10} 。预热能量增加到 1000 J 时，外加轴向磁场大于 10 T 时，燃料密度小于 1.0 mg/cm^3 的条件下，可以获得 $10^{11} \sim 10^{12}$ 的聚变中子产额。无论如何，提供大于 200 J 的预热能量，是较为稳定地实现大于 10^{10} 中子输出的前提条件。

我们也对 Be 套筒压缩 DT 燃料进行了探索，在其它参数相同的条件下，采用 DT 燃料时由于 α 粒子能量沉积有所增强，燃料温度将有所增加。预热能量 200 J 时，仍然设定杂质质量分数为 50%，在燃料密度 1.0 mg/cm^3 、初始

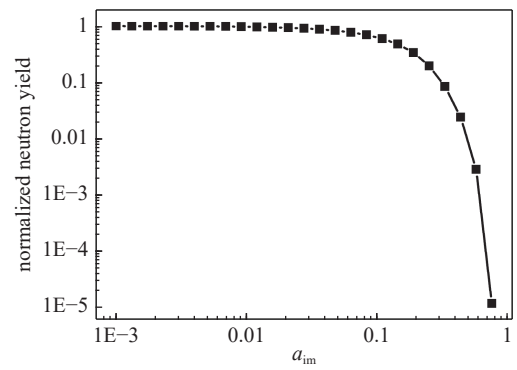


Fig. 12 Variation of normalized neutron yield with mass ratio of beryllium impurity

图 12 归一化中子产额随 Be 杂质质量分数的变化

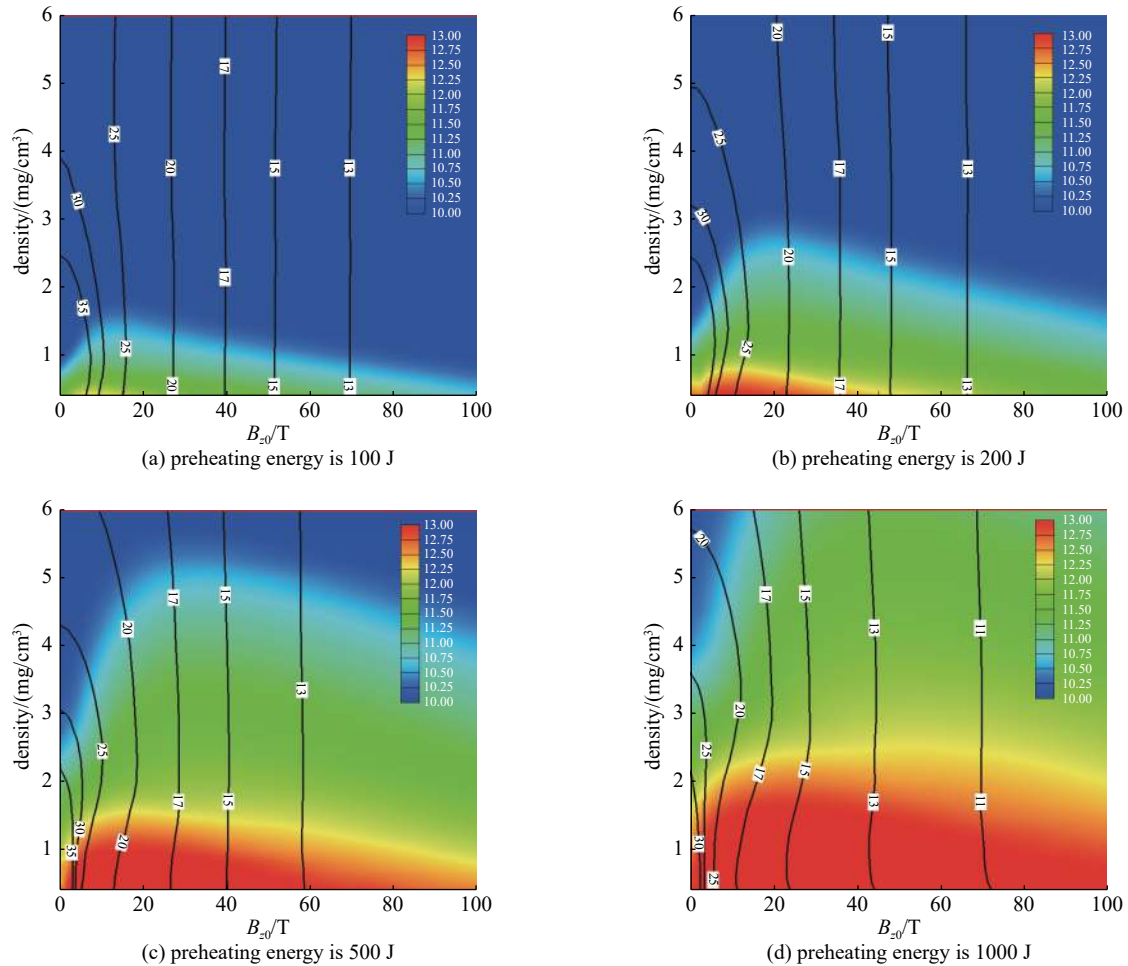


Fig. 13 Contours of neutron yield with initial axial magnetic field and fuel density without fuel mixing

图 13 不考虑燃料混合时中子产额随初始轴向磁场和燃料密度的变化

轴向磁场 27 T、燃料收缩比 20 时,可以获得 5.5×10^{12} 的 DT 中子产额。如果燃料密度降低到 0.78 mg/cm^3 并仍然保证预热能量 200 J, DT 中子产额可以超过 10^{13} 。

3.3 Al 套筒 MagLIF 集成实验参数分析

Be 套筒负载制备在安全、工艺上都需要进行深入的评估与攻关,作为备选,我们也针对 Al 套筒开展了初步的 MagLIF 集成实验设计与分析。总体而言,Al 套筒 MagLIF 能量学过程与 Be 套筒类似,中子产额随各关键物理参数的变化规律一致。采用 Al 套筒的主要优点是:Al 的初始密度高,内爆压缩过程中 Al 套筒可以获得的最大密度也更大,超过 45 g/cm^3 ,对燃料的保温效果更好,中子产额增高。主要问题是:在相同杂质质量分数条件下,Al 与燃料的混合会显著地降低聚变性能,减少中子产额。图 15 对比了 3 种预热能量条件下 Al 和 Be 套筒 MagLIF 中子产额随杂质质量分数的变化关系。杂质质量分数较低时,采用 Al 套筒可以获得比 Be 套筒更高的中子产额。但是,当杂质含量超过某一数值,Al 杂质对燃料性能的影响更为显著,中子产额低于 Be 套筒。也就是说,如果能够控制好套筒内爆过程中的不稳定性发展及燃料混合程度,采用 Al 套筒会优于 Be 套筒设计。但如果杂质质量分数难以控制到 30% 以内,Al 套筒 MagLIF 性能将会低于 Be 套筒。增加燃料预热能量,获得大于 10^{10} 甚至大于 10^{11} 中子产额的可能性将显著增强。

4 结论

本文基于 McBride 等人发展的半解析模型,针对国内 7~8 MA 脉冲功率装置驱动条件,研究了 MagLIF 燃料预热、预磁化、内爆到聚变放能总体能量学过程,获得了聚变中子产额随外加轴向磁场、燃料密度、预热能量、燃料混合等因素的变化规律,提出了在 7~8 MA 条件下开展 MagLIF 集成实验的理论设计方案。研究表明,多重因素共同决定了燃料最终压缩状态以及可能获得的中子产额。燃料初始密度大于 0.2 mg/cm^3 时,随着燃料密度增加,峰值温度下降,中子产额迅速下降。考虑到收缩比要求以及中子产额需求,燃料密度可以选择约 1.0 mg/cm^3 ;

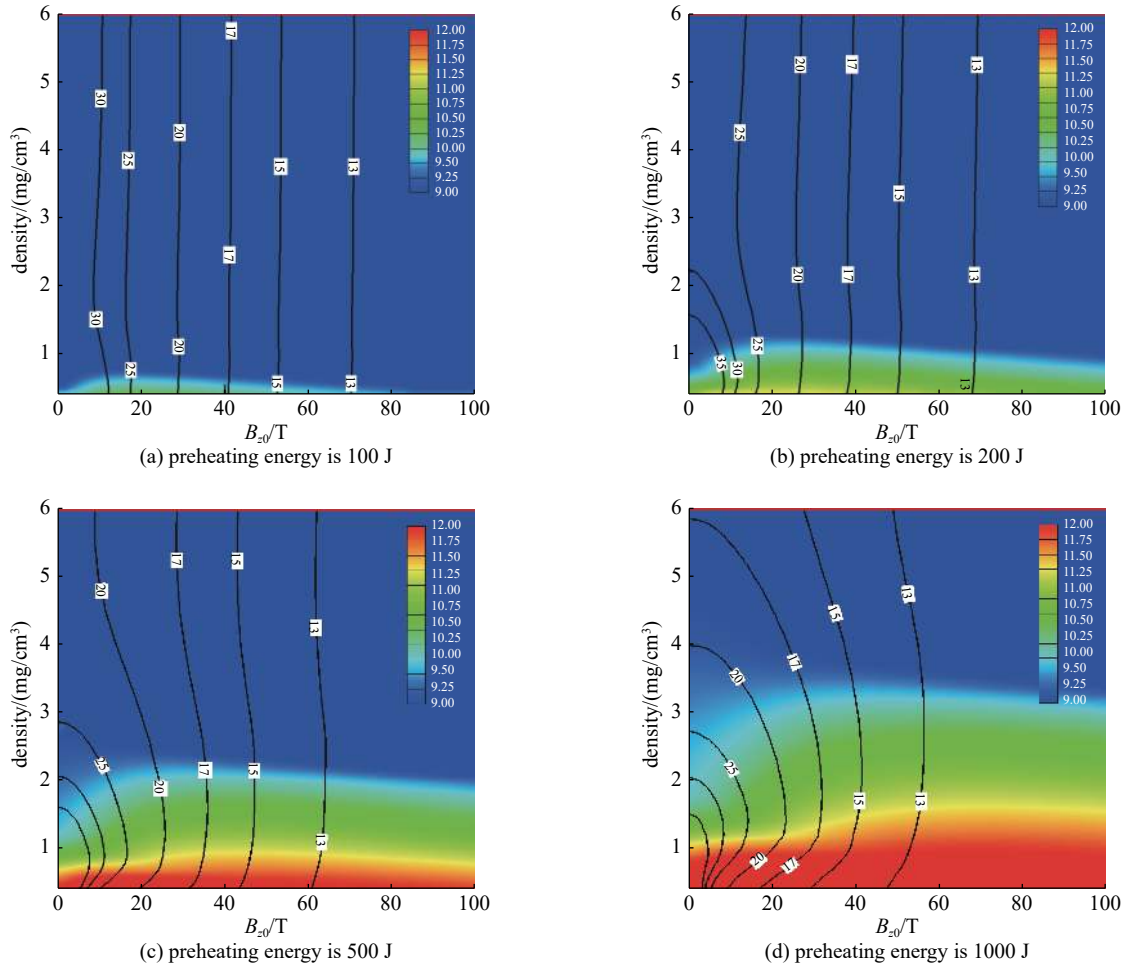


Fig. 14 Contours of neutron yield with initial axial magnetic field and fuel density with 50% fuel mix

图 14 杂质质量分数 50% 时中子产额随初始轴向磁场和燃料密度的变化

轴向磁场在燃料压缩过程中迅速增加,有利于改善电子离子热传导能量损失。当轴向磁场大于某一数值,这种改善作用将不会进一步增强,同时由于极高的轴向磁压导致燃料收缩比减小,燃料密度降低,中子产额也将下降。一般而言,为保证燃料收缩比小于 20,轴向磁场应大于 20 T;预热能量是决定最终中子产额最重要的因素之一。随着预热能量增加,燃料被预加热到较高温度,在压缩过程中也将达到更高温度从而产生较高聚变中子产额。燃料混合效应是影响 MagLIF 聚变放能的关键,随着杂质质量分数的增加,中子产额迅速下降。杂质质量分数超过 50%,中子产额下降两个数量级。

预热能量越高,可以获得大于 10^{10} 甚至 10^{11} 中子产额的参数空间越宽。7~8 MA 驱动电流条件下,燃料密度 0.7 mg/cm^3 、外加轴向磁场 27 T、预热能量 200 J、杂质质量分数 50% 时,Be 套筒驱动 D_2 燃料内爆,可以获得 3.5×10^{10} 中子产额,并且收缩比小于 20。预热能量低于 100 J,则只能获得 10^{10} 中子产额;如果预热能量提高到 1000 J,则可能获得大于 10^{12} 的中子产额。相对于 Be 套筒,在杂质质量分数小于约 30% 时,Al 套筒 MagLIF 性能更好,中子产额更高;如果杂质质量分数进一步增加,则 Al 杂质的燃料混合效应更加显著, MagLIF 聚变性能不如 Be 套筒。

本文设定中子产额大于 10^{10} 的主要目的,是在 7~8 MA 装置的强 γ 辐射条件下,可以获得较为清晰的中子诊断信号,从而为建立 MagLIF 关键物理问题和集成实验研究平台提供可能。如果采用多种手段控制不稳定性发展水平、减小燃料混合影响、增加预热能量,最终有可能实现大于 10^{11} 中子输出。

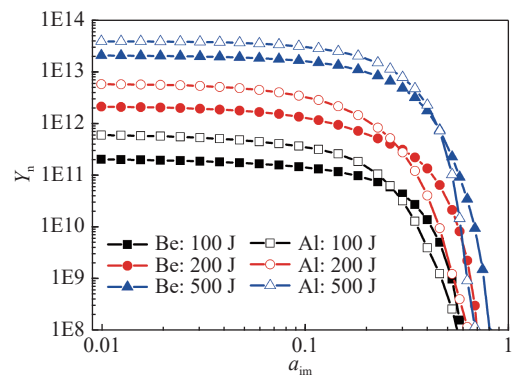


Fig. 15 Variation of neutron yield with impurity mass ratio using beryllium and aluminum liners

图 15 采用 Be 和 Al 套筒时的中子产额随杂质质量分数的变化

需要注意的是, McBride 等人发展的半解析模型有一些局限性^[27]。例如, 在考虑燃料区划分为热斑和冷壳两个区域计算燃料温度密度分布时, 会由于两区界面温度梯度不连续导致一些计算困难, 如热传导损失项出现跳跃, 影响计算结果的定量准确性。对于 7~8 MA 驱动条件, 由于燃料半径较小, 当预热能量较大时, 冷壳区很快消失, 这一问题影响并不显著。此外, 我们没有考虑 Nernst 效应对燃料区磁通损失的影响, 这将导致轴向磁场数值偏大, 高估磁场对改善热传导能量损失的作用。在实际的 MagLIF 研究中, 利用激光或者其它方法(例如黑腔辐射场)预加热燃料是非常复杂的动力学过程, 燃料区在径向和轴向都呈现显著的非均匀分布, 极大地影响最终的聚变性能, 这是目前模型还无法描述的。我们计划今后发展包含角向和轴向磁场、非理想 MHD 模型、自洽描述燃料预热与能量分布变化、包含带电粒子输运的二维辐射磁流体力学程序, 深化 MagLIF 研究与设计, 建立外推到聚变点火实验验证的研究能力。

本文也没有细致考虑诸多实际工程因素对 MagLIF 的影响, 例如小半径套筒的加工工艺对套筒表面粗糙度以及后期不稳定性发展的影响, 考虑预加热动力学过程中一些辅助机构包括衬底等对燃料混合问题的影响, 以及外加轴向磁场线圈改变负载区电感进而影响驱动器能量传输等。同时, 针对 MagLIF 集成实验, 还需要结合物理需求发展背光等诊断技术以及复合靶制备技术。这些问题将有待于在实验实施过程中, 针对具体技术状态开展精细研究。

参考文献:

- [1] Ryutov D D, Derzon M S, Matzen M K. The physics of fast Z pinches[J]. *Rev Mod Phys*, 2000, 72(1): 167-223.
- [2] Haines M G. A review of the dense Z-pinch[J]. *Plasma Phys Control Fusion*, 2011, 53: 093001.
- [3] Deeney C, Douglas M R, Spielman R B, et al. Enhancement of X-ray power from a Z pinch using nested-wire arrays[J]. *Phys Rev Lett*, 1998, 81(22): 4883-4886.
- [4] Bailey J E, Chandler G A, Mancini R C, et al. Dynamic hohlraum radiation hydrodynamics[J]. *Phys Plasmas*, 2006, 13: 056301.
- [5] Rochau G A, Bailey J E, Chandler G A, et al. High performance capsule implosions driven by the Z-pinch dynamic hohlraum[J]. *Plasma Phys Control Fusion*, 2007, 49(12B): 591-600.
- [6] Gomez M R, Slutz S A, Jennings C A, et al. Performance scaling in magnetized liner inertial fusion experiments[J]. *Phys Rev Lett*, 2020, 125: 155002.
- [7] Slutz S A, Herrmann M C, Vesey R A, et al. Pulsed-power-driven cylindrical liner implosions of laser preheated fuel magnetized with an axial field[J]. *Phys Plasmas*, 2010, 17: 056303.
- [8] Slutz S A, Vesey R A. High-gain magnetized inertial fusion[J]. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 025003.
- [9] Cuneo M E, Herrmann M C, Sinars D B, et al. Magnetically driven implosions for inertial confinement fusion at Sandia National Laboratories[J]. *IEEE Trans Plasma Sci*, 2012, 40(12): 3222-3245.
- [10] Gomez M R, Slutz S A, Sefkow A B, et al. Experimental demonstration of fusion-relevant conditions in magnetized liner inertial fusion[J]. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 155003.
- [11] Sinars D B, Slutz S A, Herrmann M C, et al. Measurements of magneto-Rayleigh-Taylor instability growth during the implosion of initially solid metal liners[J]. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 056301.
- [12] Harvey-Thompson A J, Weis M R, Harding E C, et al. Diagnosing and mitigating laser preheat induced mix in MagLIF[J]. *Phys Plasmas*, 2018, 25: 112705.
- [13] Harvey-Thompson A J, Geissel M, Jennings C A, et al. Constraining preheat energy deposition in MagLIF experiments with multi-frame shadowgraphy[J]. *Phys Plasmas*, 2019, 26: 032707.
- [14] Knapp P F, Gomez M R, Hansen S B, et al. Origins and effects of mix on magnetized liner inertial fusion target performance[J]. *Phys Plasmas*, 2019, 26: 012704.
- [15] Slutz S A, Jennings C A, Awe T J, et al. Auto-magnetizing liners for magnetized inertial fusion[J]. *Phys Plasmas*, 2017, 24: 012704.
- [16] Slutz S A, Gomez M R, Hansen S B, et al. Enhancing performance of magnetized liner inertial fusion at the Z facility[J]. *Phys Plasmas*, 2018, 25: 112706.
- [17] Stygar W A, Awe T J, Bailey J E, et al. Conceptual designs of two petawatt-class pulsed-power accelerators for high-energy-density-physics experiments[J]. *Phys Rev ST Accel Beams*, 2015, 18: 110401.
- [18] Grabovski E V, Aleksandrov V V, Gritsuk A N, et al. Wire array investigation on Angara-5-1 and Baikal project[C]//Proceedings of 2013 Abstracts IEEE International Conference on Plasma Science. 2013.
- [19] 肖德龙, 孙顺凯, 薛创, 等. Z箍缩动态黑腔形成过程和关键影响因素数值模拟研究[J]. *物理学报*, 2015, 64: 235203. (Xiao Delong, Sun Shunkai, Xue Chuang, et al. Numerical studies on the formation process of Z-pinch dynamic hohlraums and key issues of optimizing dynamic hohlraum radiation[J]. *Acta Phys Sin*, 2015, 64: 235203)
- [20] Meng Shijian, Hu Qingyuan, Nin Jiaming, et al. Measurement of axial radiation properties in Z-pinch dynamic hohlraum at Julong-1[J]. *Phys Plasmas*, 2017, 24: 014505.
- [21] Xiao Delong, Ye Fan, Meng Shijian, et al. Preliminary investigation on the radiation transfer in dynamic hohlraums on the PTS facility[J]. *Phys Plasmas*, 2017,

- 24: 092701.
- [22] Huang Xianbin, Ren Xiaodong, Dan Jiakun, et al. Radiation characteristics and implosion dynamics of Z-pinch dynamic hohlraums performed on PTS facility[J]. *Phys Plasmas*, 2017, 24: 092704.
- [23] 肖德龙, 戴自换, 孙顺凯, 等. Z箍缩动态黑腔驱动靶丸内爆动力学[J]. *物理学报*, 2018, 67: 025203. (Xiao Delong, Dai Zihuan, Sun Sunkai, et al. Numerical studies on dynamics of Z-pinch dynamic hohlraum driven target implosion[J]. *Acta Phys Sin*, 2018, 67: 025203)
- [24] Yi Qiang, Guo Hongsheng, Hu Qingyuan, et al. On the bremsstrahlung background of the neutron yield diagnostic in deuterium-filled capsule implosions driven by Z-pinch dynamic hohlraums on an 8-MA pulsed power facility[J]. *Phys Plasmas*, 2020, 27: 102709.
- [25] 赵海龙, 张恒第, 王刚华, 等. 一维磁化套筒惯性聚变模拟程序的设计与校验[J]. *强激光与粒子束*, 2017, 29: 072001. (Zhao Hailong, Zhang Hengdi, Wang Ganghua, et al. Design and verification of 1D magnetized linear inertial fusion simulation code[J]. *High Power Laser Particle Beams*, 2017, 29: 072001)
- [26] 赵海龙, 王刚华, 王强, 等. 磁化套筒惯性聚变初步探索研究与实验可行性分析[J]. *强激光与粒子束*, 2020, 32: 062002. (Zhao Hailong, Wang Ganghua, Wang Qiang, et al. Preliminary exploration of MagLIF concept and feasibility analysis on PTS facility[J]. *High Power Laser Particle Beams*, 2020, 32: 062002)
- [27] McBride R D, Slutz S A. A semi-analytic model of magnetized liner inertial fusion[J]. *Phys Plasmas*, 2015, 22: 052708.
- [28] McBride R D, Slutz S A, Vesey R A, et al. Exploring magnetized liner inertial fusion with a semi-analytic model[J]. *Phys Plasmas*, 2016, 23: 012705.
- [29] 薛创, 丁宁, 肖德龙, 等. 聚龙一号驱动Z箍缩负载内爆的简化电路模型[J]. *强激光与粒子束*, 2016, 28: 125004. (Xue Chuang, Ding Ning, Xiao Delong, et al. Lumped circuit model for the PTS driving Z pinch load implosion[J]. *High Power Laser Particle Beams*, 2016, 28: 125004)
- [30] Braginskii S I. Transport processes in a plasma[M]//Leontovich M A. *Reviews of Plasma Physics*. New York: Consultants Bureau, 1965: 249-253.
- [31] Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J. 惯性聚变物理[M]. 沈百飞, 译. 北京: 科学出版社, 2008: 14-15. (Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J. *Physics of inertial fusion*[M]. Shen Baifei, trans. Beijing: Science Press, 2008: 14-15)
- [32] Deng Jianjun, Xie Weiping, Feng Shuping, et al. From concept to reality—a review to the primary test stand and its preliminary application in high energy density physics[J]. *Matter Radiat Extremes*, 2016, 1(1): 48-58.
- [33] Lau Y Y, Zier J C, Rittersdorf I M, et al. Anisotropy and feedthrough in magneto-Rayleigh-Taylor instability[J]. *Phys Rev E*, 2011, 83: 066405.
- [34] Wang Xiaoguang, Wang Guanqiong, Sun Shunkai, et al. Scaling of rise time of drive current on development of magneto-Rayleigh-Taylor instabilities for single-shell Z-pinch[J]. *Chin Phys B*, 2022, 31: 025203.