



磁化套筒惯性聚变中端面损失效应的一维唯象模型与影响分析

赵海龙 肖波 王刚华 王强 阚明先 段书超 谢龙 邓建军

One-dimensional modeling and simulation of end loss effect in magnetized liner inertial fusion

Zhao Hai-Long Xiao Bo Wang Gang-Hua Wang Qiang Kan Ming-Xian Duan Shu-Chao Xie Long
Deng Jian-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 065202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201587

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201587>

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

磁化套筒惯性聚变一维集成化数值模拟

One-dimensional integrated simulations of magnetized liner inertial fusion

物理学报. 2020, 69(3): 035203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191411>

FP-1装置铝套筒内爆动力学过程的一维磁流体力学模拟

One-dimensional magneto-hydrodynamics simulation of magnetically driven solid liner implosions on FP-1 facility

物理学报. 2018, 67(8): 080701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172300>

电作用量在磁驱动固体套筒内爆设计分析中的应用

Application of electrical action to design and analysis of magnetically driven solid liner implosion

物理学报. 2020, 69(5): 050701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191690>

铁电材料中电场对唯象系数和电卡强度的影响

Influence of electric field on the phenomenological coefficient and electrocaloric strength in ferroelectrics

物理学报. 2020, 69(12): 127701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200296>

惯性约束聚变装置中靶面光场特性的统计表征方法

Method of statistically characterizing target plane light field properties in inertial confinement fusion device

物理学报. 2019, 68(8): 084207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182091>

基于力磁耦合效应的铁磁材料修正磁化模型

A modified model of magneto-mechanical effect on magnetization in ferromagnetic materials

物理学报. 2019, 68(18): 187501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190765>

磁化套筒惯性聚变中端面损失效应的一维唯象模型与影响分析*

赵海龙[†] 肖波 王刚华 王强 阚明先 段书超 谢龙 邓建军

(中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

(2020年9月24日收到; 2020年11月19日收到修改稿)

得益于激光预加热和轴向磁场的作用, 磁化套筒惯性聚变 (magnetized liner inertial fusion, MagLIF) 构型理论上能有效降低聚变实现的难度, 具有极大的应用潜力. 本文选择 MagLIF 过程中伴随激光预加热所必然存在端面损失效应作为研究目标, 搭建了能够描述几何参数与腊肠不稳定性等高级效应的一维唯象物理模型, 并分别通过与二维流体动力学程序和国外同类程序的计算对比完成参数拟合校验; 在此基础上, 获得端面损失效应对 MagLIF 内爆过程及预加热效果的影响规律. 计算结果表明: 不同喷射半径下 MagLIF 负载在内爆过程的绝大多数时间内保持了相近的流体动力学演化过程, 并在迟滞阶段经历了相同的质量损失比例, 且考虑端面效应后得到的预加热和内爆产额相对变差, 但却不改变规律性的趋势. 所建立的模型与结论有助于加深对 MagLIF 预加热和端面损失过程中物理图像的认知和理解.

关键词: 磁化套筒惯性聚变, 端面损失效应, 唯象模型

PACS: 52.57.Kk, 52.58.Lq, 52.30.Cv

DOI: 10.7498/aps.70.20201587

1 引言

能源是人类社会和文明发展的基础, 可控核聚变被认为是解决未来能源问题的重要手段之一. 国际可控核聚变领域的研究多集中于磁约束聚变 (magnetic confinement fusion, MCF)^[1–3] 和惯性约束聚变^[4–6] (inertial confinement fusion, ICF), 主要区别在于实现聚变条件的具体方式不同. 与此同时, 国内聚变研究领域也有较快的发展, 其中有代表性的如中国科学院等离子体物理研究所的东方超环 (EAST) 装置主要用于磁约束聚变物理过程^[7,8] 研究, 中国工程物理研究院建立的神光系列装置和“聚龙一号”装置, 则广泛应用于激光^[9,10] 和 Z 箍缩^[11,12] 驱动惯性约束聚变研究.

然而, 传统的聚变方式都面临着不同的工程和

技术问题, 距离点火的目标仍有一定的差距, 因此有必要探索新的聚变构型, 以尽量降低实现聚变的难度. 通过在惯性约束聚变中引入轴向磁场, 结合了传统 MCF 与 ICF 优势的一种新的聚变构型在 2010 年由美国圣地亚实验室提出^[13], 称为磁化套筒惯性聚变 (magnetized liner inertial fusion, MagLIF), 整个过程包括 3 个主要阶段: 燃料磁化 (magnetization)、激光预加热 (laser pre-heating) 和套筒压缩 (compression), 如图 1 所示. 该构型最大优势在于当套筒内边界开始箍缩时, 使用激光器对燃料进行预加热; 燃料经过预热后温度可达 50—400 eV 并完全等离子体化, 此时轴向磁场冻结于燃料内, 随着套筒内爆和燃料一起被压缩, 而磁场的存在显著抑制燃料热传导损失、提升 α 粒子能量沉积效率^[14], 因此理论上能有效降低聚变实现的难度, 具有极大的应用潜力.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11205145, 12075226) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: ifp.zhaohailong@qq.com

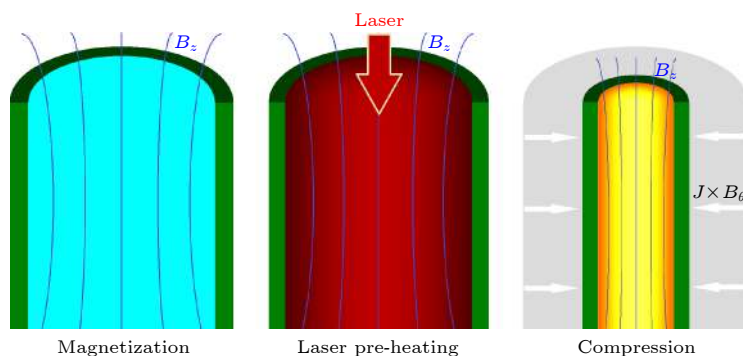


图1 MagLIF 过程示意图 (包含 3 个主要阶段)

Fig. 1. Schematic of MagLIF process, including three main stages.

MagLIF 构型在理论模拟与实验上均取得快速的进展^[15–20], 并成功在 Z 装置上进行了首批氙气出中子实验^[18], 然而实验中子产额比程序模拟的预期少了一个量级, 证据表明主要原因在于激光预加热结果不及预期, 能量沉积效率过低, 由此部分研究热点转向激光与等离子体相互作用^[21,22]和激光预加热的替代方案^[23]等, 以便尽可能地提高沉积效率. 值得注意的是, 由于激光注入孔 (laser entrance hole, LEH) 的存在, 伴随着激光预加热还必然存在着另一重要现象——端面损失效应, 导致在套筒压缩阶段内部的燃料向外喷射, 造成燃料质量和内能的损失.

端面损失是高级效应, 通常需要二维和三维数值模拟才能考虑, 国外程序 HYDRA^[16]对 MagLIF 负载设计的研究中就有关于该效应的体现. 但二维程序的计算速度相对较慢, HYDRA 程序则更多被用于研究负载构型设计和预加热效率的提升, 对端面损失效应的规律和影响未能给予足够重视. 因此, 本文以流体喷射模型为基础, 考虑了二维腊肠不稳定性的影响后, 综合建立了描述端面损失效应的一维物理模型, 并通过与二维流体动力学程序和国外同类程序的计算对比完成参数拟合校验; 考虑该效应后, 使用一维集成化数值模拟程序^[24] MIST 对典型参数下 MagLIF 内爆结果进行了计算, 总结其规律和影响, 提升对预加热过程的物理认知.

本文结构安排如下: 首先介绍基本物理模型, 推导获得喷射速度对原有控制方程的修正, 并在考虑二维效应后对原有模型进一步的完善; 然后分别通过与二维流体动力学程序 TriAngels 和国外同类程序 HYDRA 计算结果的对比, 验证了上述模型的正确性; 考虑端面效应后对注入孔半径、激光能量分布、功率和脉宽以及套筒高度等预加热阶段

中关键参数进行了计算, 以获得端面损失效应的影响和规律性认知; 最后是总结与展望.

2 物理模型

为了实现对 MagLIF 中的氙气燃料的激光预加热, 需要在聚变靶顶部开孔 (用聚合物薄膜进行覆盖密封), 称为 LEH. 外部激光器所产生的激光束通过此孔进入燃料内部, 将燃料快速 (~ 2 ns) 加热至等离子体态, 满足预加热所需的温度要求 (50—300 eV). 但是这个开孔的存在会导致在套筒压缩阶段内部的燃料向外喷射, 造成燃料质量和内能的损失, 这就是所谓的端面损失效应, 如图 2 所示. 端面效应的准确模拟需要至少在二维情形下进行, 本文在暂时不具备二维全物理 MagLIF 内爆计算能力的前提下, 提出近似的简化模型并在一维方程中建立描述端面效应的质量、能量损失项. 下面予以详细讨论.

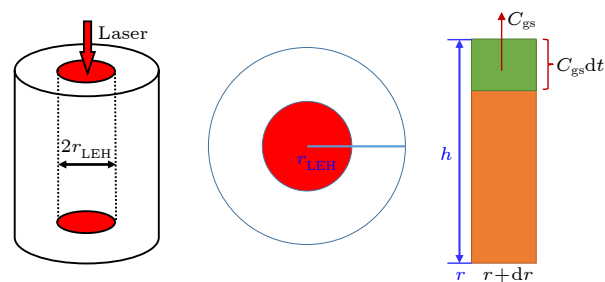


图2 端面效应简化模型示意图

Fig. 2. Schematic of simplified model describing end loss effect.

LEH 仅占整个燃料区间的一部分, 半径使用 r_{LEH} 来表示, 程序中仅当燃料网格位置 $r < r_{\text{LEH}}$ 时, 才考虑端面效应, 其他情况下忽略. 对于 r_{LEH}

范围内的燃料, 忽略流体黏性后, 可采用喷射模型来描述. 查询物理手册可知, 管道内相对于外界超压为 P , 密度为 ρ 的流体, 其喷射速度 C_{gs} 为

$$C_{gs} = \sqrt{2P/\rho}. \quad (1)$$

在程序计算的单个时间步 dt 内, 对于 $r < r_{LEH}$ 内任一层网格, 如果单独提取出来并考虑轴向运动情况, 如图 2 中右侧柱体所示. 认为每个时间步内顶部 $C_{gs}dt$ 高度内的燃料质量 dM 和内能 dE 全部向外喷射丢失, 剩余的质量和内能在高度 h 内重新均匀分配并计算密度. 由此可以写出单个时间步 dt 内喷射质量和内能的损失为

$$dM = 2\pi r \cdot dr \cdot C_{gs} \cdot dt \cdot \rho, \quad (2)$$

$$dE = -P \cdot S \cdot C_{gs} \cdot dt, \quad E = e \cdot M, \quad (3)$$

式中, r 为网格起始沿径向所在位置, ρ 为燃料密度, E 为网格内燃料的总内能, e 为网格内燃料的比内能, M 为网格内燃料的总质量, S 为网格的底面积.

受端面效应影响, 原有磁流体方程组中质量和能量方程 (有关控制方程可参考文献 [24]) 应增加一项损失项, 由 (2) 式和 (3) 式推导后可得考虑端面效应后新的控制方程如下:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = -\frac{C_{gs}}{h} \rho, \quad (4)$$

$$\rho \frac{de}{dt} + P \nabla \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot \mathbf{q} = \rho w - \frac{C_{gs}}{h} P, \quad (5)$$

式中, h 为燃料高度.

上述喷射模型未考虑沿轴向流体分布和压力做功细节, 从物理模型来看, 可能高估了质量和内能损失, 此外还忽略了流体摩擦 (黏性) 和喷嘴几何构型收缩, 若考虑上述因素, 应对喷射速度 C_{gs} 进行修正, 这里引入系数 A 表征对二维模拟中的几何参数和流体黏性的统一考虑, 写出表达式:

$$C_{gs} = A\sqrt{2P/\rho}. \quad (6)$$

此外, 圣地亚实验室采用 HYDRA 程序对 MagLIF 构型的二维数值模拟结果 [16] 表明, 内爆过程中在端口位置处有较为强烈的腊肠不稳定性发展, 对此应当在一维模型中予以考虑. 具体方式如图 3 所示, 在特定时刻, 激光破坏了顶端的密封结构, 内部燃料开始向外喷发, 在稍晚的极短时间内, 若考虑二维柱面下压力分布, 则沿轴向存在一个压力不平衡的状态: 顶部之外是真空, 压力为 0;

底部则未受端面影响, 压力由一维 MHD 模拟就能给出; 靠近顶部位置处, 则压力大于 0 而又小于底部, 该处就会形成腊肠不稳定性的种子 (seed). 随着驱动电流的增大, 该种子会形成正反馈从而扰动幅值呈指数级的发展, 描述方程为

$$\delta a = \delta a_0 \exp\left(\int \sqrt{-kg} dt\right), \quad (7)$$

其中 a_0 代表初始扰动幅值 (seed), k 代表波数, g 为加速度, 负号表示方向朝内.

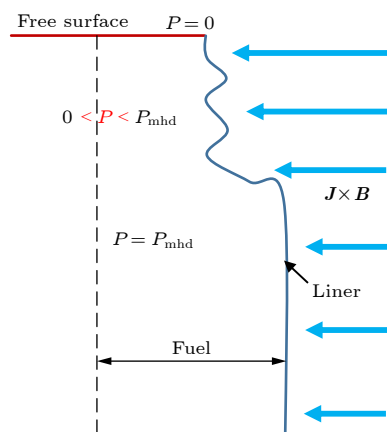


图 3 由轴向压力不平衡引发的腊肠不稳定性种子示意图

Fig. 3. Schematic of instability seed caused by axial pressure imbalance.

一维程序沿轴向没有分布的概念, 每个网格内仅有唯一的压力, 若要考虑这个指数级演化过程对端面效应的影响, 仍需从喷射速度上着手, 这里引入系数 $\exp(-Bt)$ 来表征腊肠不稳定性发展对喷射速度的影响, 写出表达式为

$$C_{gs} = A\sqrt{2P/\rho} \exp(-Bt). \quad (8)$$

通过上述方式考虑二维几何参数和不稳定性等影响因素后, 基本建立了一维条件下描述端面损失过程的唯象模型, 下文通过与其他程序数值模拟结果的对比, 分别拟合得到 A 和 B 两个参量的最佳取值.

3 参数拟合与校验

受到装置驱动能力和现有实验条件的制约, 以目前世界上最大的脉冲功率装置 ZR 为目标, 则 MagLIF 负载参数所能选择最优化范围比较有限, 27 MA 时套筒半径约 0.30 cm、厚度为半径的 1/6, 对应的激光器 Z-Beamlet 最大能量约 2.5 kJ, 对应

注入孔半径 0.10—0.15 cm, 燃料密度 2—3 mg/cm³, 本文所讨论的负载参数也主要基于此范围选择.

参数 A 描述由喷口几何参数、黏性等引起的喷射速度修正, 参数 B 描述腊肠不稳定性对喷射速度的修正, 分别对应了不同的物理过程, 基于此, 本文认为两者之间的耦合度较小, 因此分别对参量 A 和 B 独立进行校验拟合. 首先忽略腊肠不稳定性带来的指数项修正 ($B = 0$), 通过与普通的二维流体动力学程序计算结果的对比, 确定参量 A 的取值, 对比对象为中国工程物理研究院流体物理研究所自主研发开发的程序 TriAngels^[25,26].

分别使用 MIST 和 TriAngels 程序对同一标准的流体动力学算例进行计算, 该算例负载参数 (如图 4(a) 所示) 设置为: 燃料区半径为 0.25 cm, 材料为 1:1 混合的氘氚 (DT) 气体, 套筒材料选择铝, 套筒半径为 0.3 cm, 高度为 1.0 cm, 顶部与底部各有 0.2 cm 高的电极, 其中底部完全密封, 顶部中心处开 LEH, 半径为 0.1 cm; 预加热温度为 250 eV, 压力为 5.8 GPa (对应的燃料密度为 3 mg/cm³) 作为燃料初始状态, 选择 MagLIF 构型迟滞时刻套筒内爆速度为 75 km/s 作为套筒初始状态, 不考虑轴向磁场 B_z 的影响, 以计算得到的套筒内剩余燃料质量作为对比目标.

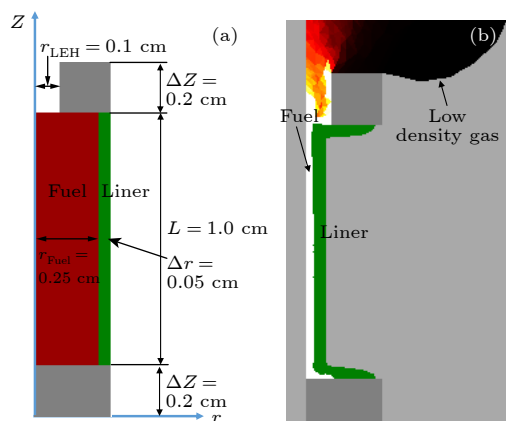


图 4 标准流体动力学模型 (a) 初始负载参数; (b) 36 ns 时密度分布示意图

Fig. 4. (a) Initial parameters and (b) density distribution at 36 ns calculated by TriAngels.

总的计算时间为 40 ns, 套筒在 36 ns 左右将燃料压缩到最紧状态, 此时燃料区二维密度分布示意图如图 4(b) 所示, 其中白色代表高密度气体, 黑色代表被喷射出来的低密度气体, 红色代表中间状态. 从图 4(b) 可以看出, 该种模式下, 套筒内

壁保持了较好的完整状态, 不稳定性的发展集中在两端处.

根据直观物理认知, 参量 A 的取值应位于 0—1 之间, 通过改变不同取值多次计算后, 得到 $A = 0.31$ 情况下, MIST 程序计算结果与 TriAngels 模拟吻合的最好, 此时两个程序计算得到的套筒内部剩余燃料质量随时间演化曲线如图 5 所示. 可以看出前中期曲线几乎重合, 到压缩后期 (30 ns), 二维模拟中端面位置处受壁不稳定性的影响, 对燃料喷射速度有一定的压制, 使得二维模拟结果相对一维质量损失更少. 图 5 中燃料质量做了归一化处理.

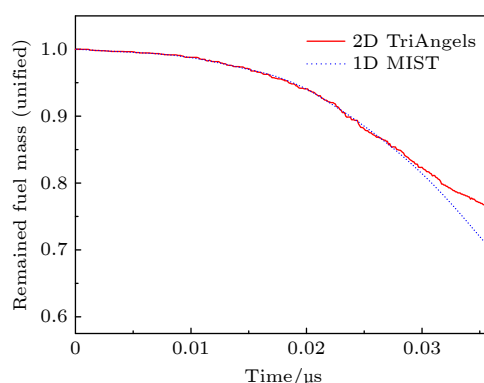


图 5 MIST 与 TriAngels 计算得到的套筒内剩余燃料质量随时间演化关系

Fig. 5. Comparison between remained fuel mass calculated by MIST and TriAngels.

下面通过改变套筒高度、燃料密度和注入孔半径等参量, 对 $A = 0.31$ 的取值进行交叉验证. 保持图 4 模型中其他参数不变, 分别独立的令套筒和燃料高度缩短至 0.75 cm, 燃料密度降低至 2.0 mg/cm³, 注入孔半径增大至 0.15 cm, 得到 3 个衍生算例; 对此 3 个算例分别使用 MIST 和 TriAngels 程序再次进行对比计算, 得到套筒内剩余燃料质量比例随时间演化曲线, 如图 6 所示, 可以看出不同初始参量的影响下两个程序计算结果基本吻合一致. 这不仅验证了 $A = 0.31$ 取值的正确性, 也说明对一维喷射模型的修正是合理的.

下面讨论参数 B 的拟合与校验, 其描述的是腊肠不稳定性发展带来的影响, 较为合理的方法是与二维 MagLIF 数值模拟程序复算同一标准算例, 这样自然包含完整的内爆和不稳定性发展过程. 但受限于种种条件, 目前我们不具备二维 MagLIF 模拟程序, 只能从公开发表文献中获得其他人员的

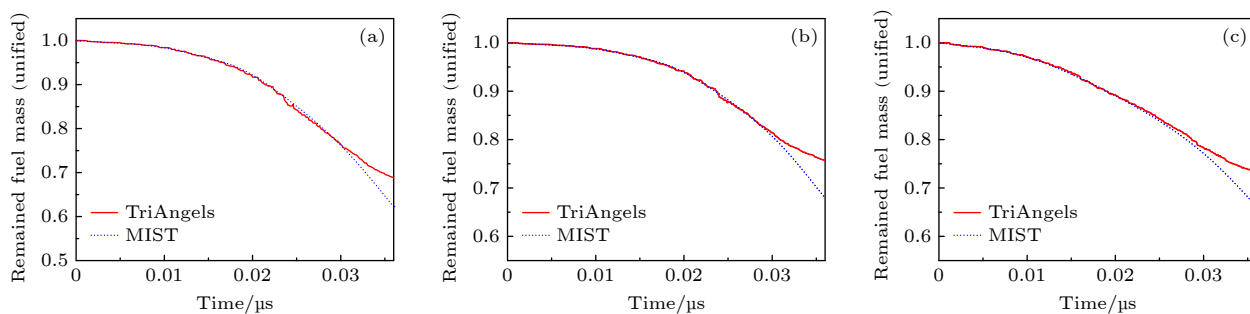


图 6 不同初始条件影响下 MIST 与 TriAngels 计算得到的套筒内剩余燃料质量随时间演化关系 ($A = 0.31$) (a) $h = 0.75$ cm; (b) $g = 2$ mg/cm³; (c) $r_{\text{LEH}} = 0.15$ cm

Fig. 6. Comparison between remained fuel mass calculated by MIST and TriAngels under different initial parameters ($A = 0.31$): (a) $h = 0.75$ cm; (b) $g = 2$ mg/cm³; (c) $r_{\text{LEH}} = 0.15$ cm.

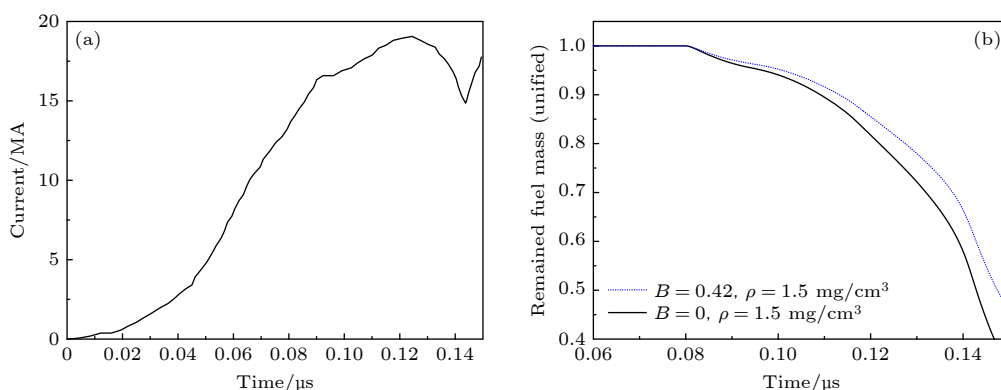


图 7 MIST 计算所使用的 (a) 驱动电流曲线, 以及 (b) 剩余燃料质量随时间演化曲线

Fig. 7. Demonstrations of (a) driving current and (b) remained fuel mass calculated by MIST.

实验或二维模拟结果作为目标, 这里选择 Sefkow 等^[16]使用 HYDRA 程序开展的二维 MagLIF 数值模拟结果. 负载设计参数为: 金属铍(Be)套筒, 驱动电流峰值约为 19 MA, 上升时间约为 120 ns (如图 7(a) 所示, 提取自文献^[16]中), 套筒外半径为 0.279 cm, 高度为 0.75 cm, 燃料为氖气, 半径为 0.2325 cm, 初始密度为 1.5 mg/cm³, 初始轴向磁场为 B_{a0} 为 10 T, 通过在 2 ns 时间内将 1.75 kJ 能量注入燃料中进行预加热, LEH 半径为 0.15 cm.

令参量 A 取值 0.31 不变, 分别使用不同取值的参量 B 在 MIST 程序中对上述参数进行建模计算. 由于文献^[16]中并未给出剩余燃料质量随时间演化曲线, 仅有迟滞时刻燃料损失率为 43%, 因此只能以此数据作为比对目标. 上述负载参数下 MIST 计算得到内爆迟滞时刻为 144.4 ns, 此时当 B 参量取值为 0.42 时, 套筒中剩余燃料比例为 56.5%, 与 HYDRA 计算结果相吻合. 计算得到的剩余燃料随时间演化曲线如图 7(b) 中蓝色虚线所示, 作为对比, 黑色实线给出了不做指数修正的计

算结果 ($B = 0$).

对 $B = 0.42$ 的取值进行交叉验证, 选择文献^[16]燃料密度增大至 2.0 mg/cm³、激光预加热能量减少至 1.62 kJ 的算例, 使用 MIST 计算得到套筒内剩余燃料比例随时间演化曲线 (图 8). 迟滞时刻 144.4 ns, 套筒中剩余燃料比例约为 62%, 对应质量损失率为 38%, 与文献^[16]中 HYDRA 程序二维模拟结果给出的 35% 质量损失率非常接近. 为进一步衡量套筒高度对参数 B 取值的影响, 保持其他参数不变, 选择文献^[16]中高度为 1.00 cm, 密度分别是 1.5 和 2.0 mg/cm³ 的负载参数进行计算, 对应所需的预加热能量分别是 1.85 和 1.66 kJ, 此时计算结果表明参数 B 取值需要小幅修正为 0.40, 两种密度下计算得到迟滞时刻的损失率分别是 31% 和 28.5%, 而文献^[16]中相应的计算结果为 35% 和 29%, 吻合得较好. 说明参数 B 的取值对套筒高度有一定的依赖, 但敏感度不大, 对应负载设计中常用的高度 0.75—1.00 cm 时, 参量 B 的取值在 0.42—0.40 之间, 在下文的讨论中取 0.40.

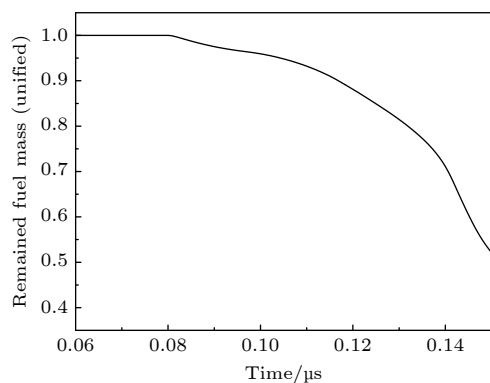


图 8 MIST 计算得到的剩余燃料质量随时间演化曲线 ($B = 0.42$, $\rho = 2.0 \text{ mg/cm}^3$)

Fig. 8. Remained fuel mass evolving with time calculated by MIST ($B = 0.42$, $\rho = 2.0 \text{ mg/cm}^3$).

至此, 对于参数 A 和 B 取值的拟合及校验工作全部完成, 后文将基于此唯象模型开展计算工作, 写出校验后的喷射速度表达式为

$$C_{\text{gs}} = 0.31\sqrt{2P/\rho}\exp(-0.4t). \quad (9)$$

4 端面效应的影响

综合上述讨论, 得到了由 (4) 式、(5) 式和 (9) 式组成的描述 MagLIF 过程中由端面损失效应所引起的燃料质量和内能演化的唯象物理模型. 总的来说, 该唯象模型存在一定的适用范围: 驱动电流为 20—30 MA, 套筒半径为 0.28—0.30 cm、厚度为半径的 1/6, 高度为 0.75—1.00 cm, 预加热温度为 200—250 eV, LEH 半径为 0.10—0.15 cm, 燃料密度为 1.5—3.0 mg/cm^3 , 基本覆盖了 ZR 装置及周边配套实验能力. 参数 B 的取值与套筒高度有轻度的依赖关系, 对应 1.00 cm 高度时取值为 0.40. 以此模型为出发点, 借助一维集成化数值模拟程序 MIST, 首先探讨了由注入半径所引起的一般情况下, 端面损失效应的影响, 随后进一步计算给出考虑端面效应后, 预加热的效果变化, 具体如下.

首先讨论一般情况下, 喷射半径即 LEH 半径对端面损失的影响. 以 ZR 装置驱动能力为出发点, 考虑如下较为典型的 MagLIF 负载参数模型: 金属铍 (Be) 套筒, 驱动电流峰值 27 MA, 上升时间约 120 ns (如图 1 所示, 来自文献 [13] 中 ZR 装置 95 kV 充电电压下电流曲线), 套筒外半径为 0.30 cm, 高度为 1.00 cm, 燃料 (1:1 混合 DT) 半

径为 0.25 cm, 初始密度为 3.0 mg/cm^3 , 初始轴向磁场 B_{z0} 为 30 T. 在套筒即将向内压缩的时刻以余弦分布的预加热方式将 14 kJ 能量注入所有燃料中, 打开端面效应并分别令 LEH 半径取值为 0.10, 0.15 和 0.20 cm, 网格数为 60, 空间分辨率为 0.005 cm. 计算得到的聚变产额和剩余燃料质量随时间演化曲线分别如图 9(a) 和图 9(b) 所示.

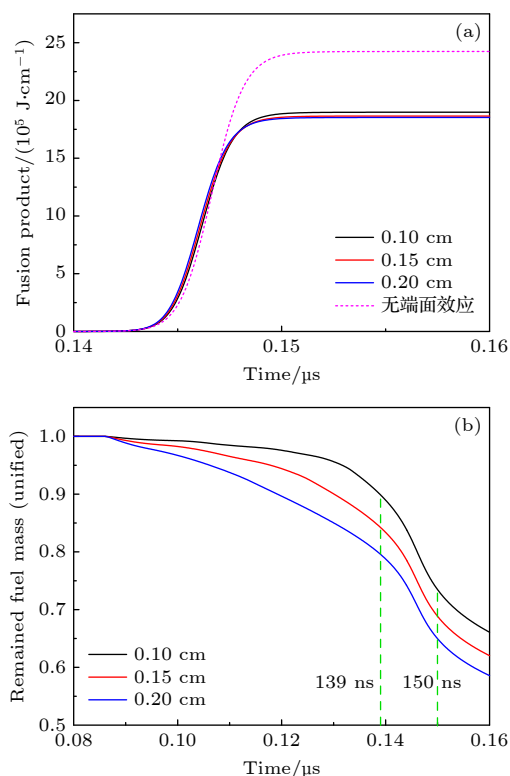


图 9 不同 LEH 半径下 MIST 计算得到的 (a) 聚变产额和 (b) 余燃料比例随时间演化曲线

Fig. 9. (a) Fusion yield and (b) remained fuel mass calculated by MIST under different LEH radii.

从图 9 可知, 当考虑端面效应时, 聚变产额相比不考虑的情况下会明显降低 (约 23%). 当同样考虑端面效应时, 不同 LEH 半径取值下, 剩余燃料比例随时间演化曲线有显著差异 (图 9(b)), 但所计算得到的聚变产额却并无明显差异 (图 9(a)), 对应 0.10, 0.15 和 0.20 cm 三种情况下, 产额分别是 1897, 1864 和 1850 kJ/cm . 相应的原因可以从图 9(b) 中一窥端倪, 可以看出自 86 ns 预加热机制生效开始, 燃料质量随时间不断减少, 截止 139 ns 前近似呈线性关系, 且下降幅度不大; 其中 LEH 半径为 0.2 cm 时减少最多, 但仍有 80% 质量剩余, 因此三种喷射半径下在内爆过程的绝大多数时间内保持了相近的流体动力学演化过程. 这点从

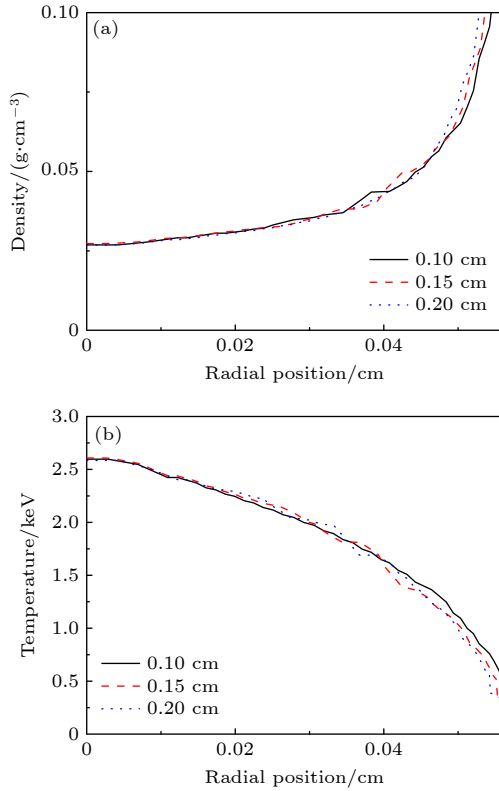


图 10 不同 LEH 半径下, MIST 计算得到的 139 ns 时的 (a) 密度分布和 (b) 温度分布

Fig. 10. Distributions of (a) density and (b) temperature calculated by MIST under different LEH radii at 139 ns.

图 10 也可以得到明显佐证, 139 ns 时刻三种计算条件下燃料中密度和温度分布仅有细微差别, 特别是轴心附近的高温段, 几乎一致.

从 139 ns 到聚变产额达到稳定峰值时刻 (约是 150 ns), 是燃料剩余质量剧烈变化的阶段, 从图 11(a) 可以看出, 此时燃料处在迟滞阶段, 最大半径不超过 0.05 cm, 均小于三种预设的喷射半径, 在初始流体动力学参数接近的情况下, 这一阶段的质量损失应当一致, 由图 9(b) 统计可知, 三种情况下这一阶段的质量损失分别为 16%, 15% 和 15%, 验证了上述推测.

由此可知, 端面损失效应主要影响迟滞阶段的初始燃料质量, 其密度和温度分布差别不大; 而迟滞阶段中燃料经历了几乎相同的质量损失过程, 到迟滞时刻总的质量损失更多的计算模型, 相应的燃料温度也会上升的更高, 如图 11(b) 所示, 这对聚变产额有一定的补偿作用, 因此总的聚变产额差别不大. 从最终效果看来质量变化占据主导因素, 产额与 LEH 半径成反比, 实验中建议采用尽可能小

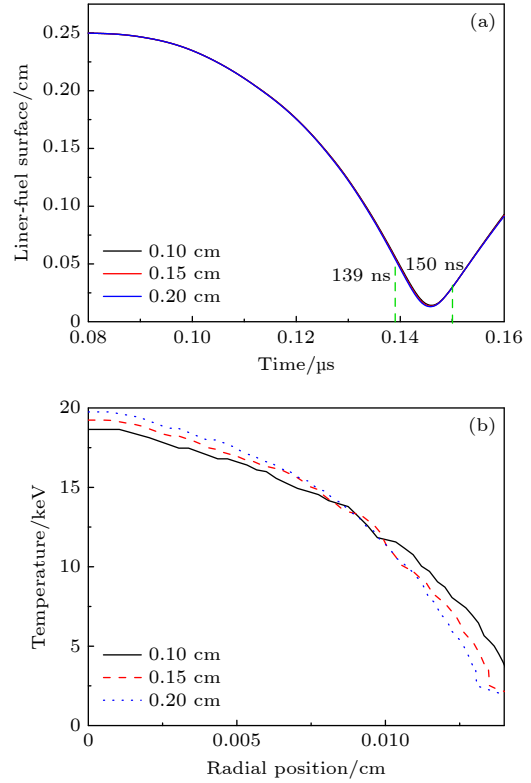


图 11 不同 LEH 半径下 MIST 计算得到的 (a) 交界面演化曲线和 (b) 迟滞时刻温度分布图

Fig. 11. (a) Liner-fuel interface evolving with time and (b) temperature distribution at stagnation time calculated by MIST under different LEH radii.

的 LEH, 以便更好地提升产额.

接下来讨论端面损失效应对预加热效果的影响, 在端面损失与激光预加热之间构筑联系的桥梁是负载高度 L_l 这一参数. 在保持其他参数不变的情况下, 负载高度的变化会直接影响到以下结果: 1) 负载电感; 2) 燃料预加热温度; 3) 端面损失; 4) 套筒 RT 不稳定性. 由 (4) 式和 (5) 式可知, 较长的负载高度有利于降低端面效应带来的质量和能量损失, 然而会导致负载电感增大, 从而降低加载电流, 还有可能影响激光预加热的效果; 而较短的套筒高度则会加剧端面损失, 并可能会导致激光在燃料中不能充分沉积, 容易烧蚀电极表面引入混杂, 对于加工和装配精度也有更高要求. 一维 MIST 程序不能考虑套筒 RT 不稳定性带来的影响, 因此上述第 4 个因素不予讨论, 下面通过搭建 ZR 装置等效电路模型来考虑套筒高度的综合影响.

ZR 装置的简化等效电路模型^[27,28]如图 12 所示, 其中 V_{oc} 代表装置绝缘堆处的驱动电压, 一般由实验测量给出波形曲线; Z_0 代表从驱动器的等

效电阻, 约 0.15Ω ; L 代表磁绝缘传输线的等效电感, L_0 代表汇流区结构和内磁绝缘传输线的等效电感, 两者加起来约为 10.6 nH ; R_{loss} 代表由于汇流区空间电子流等原因引起的阻性 (resistive) 电流损失项, 与本文计算相关度不高, 在此忽略掉; L_{target} 代表负载动态阻抗变化, 由以下公式描述:

$$L_{\text{target}} = \frac{\mu_0}{2\pi} h \log \left(\frac{R_2}{R_1} \right), \quad (10)$$

其中 μ_0 是真空磁导率, h 是负载的高度, R_1 和 R_2 分别是负载区回路所在空腔的内外半径.

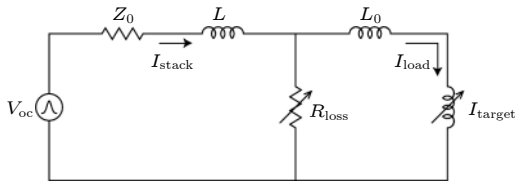


图 12 简化后的 ZR 装置等效电路示意图 [28]

Fig. 12. Schematic of simplified equivalent circuit of ZR facility [28].

由文献 [28] 提取数据可以获得 ZR 装置绝缘堆处输出电压如图 13(a) 所示, 使用本节开头所给出的负载参数计算得到的电流曲线如图 13(b) 所示, 峰值电流约 26.5 MA , 上升时间约为 120 ns , 后续本节计算均使用该电路参数作为输入条件.

使用上述电路模型和参数代替原有电流曲线的输入方式, 并保持其他负载参数及预加热能量 14 kJ 、脉宽 2 ns ($85\text{--}87 \text{ ns}$) 不变, 当不考虑端面损失效应时, 套筒高度分别取值 $0.50, 0.75, 1.00$ 和 1.25 cm , 计算得到的内爆结果对比如表 1 所列 (其中, 能量增益 Q 定义为聚变产额与峰值内能的比值). 从表 1 可以看出, 随着套筒高度的增加, 预加热温度、峰值电流、燃料内能和聚变产额等所关注的主要参数均成单调下降的趋势, 说明以此为判据的话, 则一维程序计算结果建议高度越小越好, 更有利于提升内爆结果.

若打开端面效应, 保持前文各算例负载参数不

变, LEH 半径为 0.1 cm , 计算得到的内爆结果对比如表 2 所列. 从表 2 可以看出, 考虑端面效应后, 预加热温度、峰值电流相比之前没有明显变化, 总的聚变产额和内能明显减少, 然而随着套筒高度的增加, 预加热温度、峰值电流、燃料内能、聚变产额等仍旧呈单调下降趋势, 说明考虑端面效应后所得到的内爆结果相对变差, 但不改变规律性的认知. 因此, 在装置驱动能力和激光器输出能力固定的前提下, MagLIF 负载设计中套筒高度越小越好, 所需考虑的是激光能量沿轴向沉积效果、对电极可能带来的烧蚀、以及不稳定性的发展过程的影响等, 这些都需要至少二维模拟结果才能更好的回答.

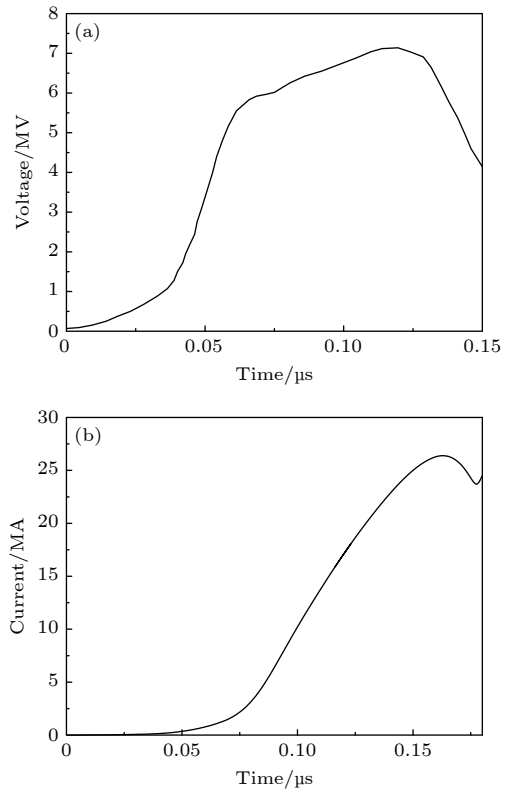


图 13 MIST 计算使用的 (a) 绝缘堆电压曲线和 (b) 负载电流曲线

Fig. 13. (a) Voltage curve from the vacuum insulator and (b) load current curve calculated by MIST code.

表 1 不同套筒高度计算得到的内爆结果对比 (不考虑端面损失效应)
Table 1. Calculated implosion results at different liner heights by MIST (without end loss effect).

套筒高度 h/cm	预加热温度/eV	峰值电流/MA	燃料峰值内能/($\text{kJ}\cdot\text{cm}^{-1}$)	聚变产额/($\text{kJ}\cdot\text{cm}^{-1}$)	能量增益 Q
0.50	890	29.5	786	2426	3.1
0.75	615	28.9	668	2133	3.2
1.00	450	28.2	565	1614	2.9
1.25	364	27.4	478	1172	2.5

表 2 不同套筒高度计算得到的内爆结果对比 (考虑端面损失效应)
Table 2. Calculated implosion results at different liner heights by MIST (with end loss effect).

套筒高度 h/cm	预加热温度/eV	峰值电流/MA	燃料峰值内能/($\text{kJ}\cdot\text{cm}^{-1}$)	聚变产额/($\text{kJ}\cdot\text{cm}^{-1}$)	能量增益 Q
0.50	890	29.5	486	1850	3.8
0.75	615	28.9	480	1660	3.45
1.00	450	28.2	440	1320	3.0
1.25	364	27.4	400	990	2.48

5 总结与展望

得益于激光预加热和轴向磁场的作用, 磁化套筒惯性聚变 (MagLIF) 构型理论上能有效降低聚变实现的难度, 具有极大的应用潜力. 本文选择伴随激光加热所必然存在的另一重要现象——端面损失效应, 搭建了一维唯象物理模型, 并对此进行了校验计算, 在此基础上, 通过对比计算总结了端面损失效应对 MagLIF 内爆过程的基本影响规律, 探讨了负载高度对预加热效果的影响.

计算结果表明, 本文基于流体喷射模型进一步完善后提出的端面损失效应一维唯象物理模型, 能够体现二维模拟中几何参数、腊肠不稳定性等高阶效应的影响, 经过与其他二维程序计算结果的对比验证了其正确性. 根据计算结果, 不同喷射半径下 MagLIF 负载在内爆过程的绝大多数时间内保持了相近的流体动力学演化过程, 并在迟滞阶段经历了相同的质量损失比例; 在相同的驱动电流下, 质量损失更大的模型中燃料温度会升的更高, 因此聚变产额差别不大. 最终效果看来质量变化占据主导作用, 因此实验中建议采用尽可能小的激光注入孔, 以便提升产额. 此外, 考虑端面损失效应后, 会使得预加热和内爆结果变差, 但不改变规律性的认知, 随着套筒高度的增加, 预加热温度、峰值电流、燃料内能和聚变产额等仍旧呈单调下降趋势, 因此, 在装置驱动能力和激光器输出能力固定的前提下, MagLIF 负载设计中套筒高度越小越好.

值得注意的是, 本文工作也存在一定的不足, MagLIF 构型涉及激光预加热、套筒内爆、磁通压缩、聚变反应等多个复杂的物理过程, 对物理建模的要求很高, 然而现阶段能够获得的二维数值模拟结果均来自国外程序所发表的文献, 其中数据量很少且大多缺失详细的演化过程, 给一维模拟计算的校验环节带来不少难度; 此外, 本文所使用的 MIST 程序不处理复杂的激光与等离子体相互作用过程,

因此唯象模型有其特定的适用范围, 且模型的精确度上也有待更多实验数据的校验.

本文的工作有助于加深对 MagLIF 预加热和端面损失过程中物理图像和认知的理解, 对于负载参数的设计也有一定的指导作用; 然而, MagLIF 内爆结果受到多种复杂因素的共同影响, 除了预加热外, 轴向磁场压缩和 α 粒子能量沉积等过程也很重要, 对这些方向的深入研究将是我们下一步工作的主要目标.

参考文献

- [1] Ding B J, Bonoli P T, Tuccillo A, Goniche M, Kirov K, Li M, Li Y, Cesario R, Peysson Y, Ekedahl A, Amicucci L, Baek S, Faust I, Parker R, Shiraiwa S, Wallace G M, Cardinali A, Castaldo C, Ceccuzzi S, Mailloux J, Napoli F, Liu F, Wan B 2018 *Nucl. Fusion* **58** 095003
- [2] Makwana K D, Keppens R, Lapenta G 2018 *Phys. Plasmas* **25** 082904
- [3] Shimomura Y, Spears W 2004 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **14** 1369
- [4] Clark D S, Weber C R, Milovich J L, Pak A E, Casey D T, Hammel B A, Ho D D, Jones O S, Koning J M, Kritcher A L, Marinak M M, Masse L P, Munro D H, Patel M V, Patel P K, Robey H F, Schroeder C R, Sepke S M, Edwards M J 2019 *Phys. Plasmas* **26** 050601
- [5] Perkins L J, Logan B G, Zimmerman G B, Werner C J 2013 *Phys. Plasmas* **20** 072708
- [6] McCrory R L, Meyerhofer D D, Betti R, Craxton R S, Delettrez J A, Edgell D H, Glebov V Yu, Goncharov V N, Harding D R, Jacobs-Perkins D W, Knauer J P, Marshall F J, McKenty P W, Radha P B, Regan S P 2008 *Phys. Plasmas* **15** 055503
- [7] Chen Y Y, Bao X H, Fu P, Gao G 2019 *Chin. Phys. B* **28** 015201
- [8] Zhang Y K, Zhou R J, Hu L Q, Chen M W, Chao Y 2018 *Chin. Phys. B* **27** 055206
- [9] Tikhonchuk V, Gu Y J, Klimo O, Limpouch J, Weber S 2019 *Matter Radiat. Extremes* **4** 045402
- [10] Xue Q X, Jiang S E, Wang Z B, Wang F, Zhao X Q, Yi A P, Ding Y K, Liu J R 2018 *Acta Phys. Sin.* **24** 094701 (in Chinese) [薛全喜, 江少恩, 王哲斌, 王峰, 赵学庆, 易爱平, 丁永坤, 刘晶儒 2018 *物理学报* **24** 094701]
- [11] Wu F Y, Chu Y Y, Ramis R, Li Z H, Ma Y Y, Yang J L, Wang Z, Ye F, Huang Z C, Qi J M, Zhou L, Liang C, Chen S J, Ge Z Y, Yang X H, Wang S W 2018 *Matter Radiat. Extremes* **3** 248

- [12] Ding N, Zhang Y, Xiao D L, Wu J M, Dai Z H, Yin L, Gao Z M, Sun S K, Xue C, Ning C, Shu X J, Wang J G 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 135
- [13] Slutz S A, Herrmann M C, Vesey R A, Sefkow A B, Sinars D B, Rovang D C, Peterson K J, Cuneo M E 2010 *Phys. Plasmas* **17** 056303
- [14] Paradelo J, García-Rubio F, Sanz J 2019 *Phys. Plasmas* **26** 012705
- [15] Slutz S A, Vesey R A 2012 *Phys. Rev. Lett* **108** 025003
- [16] Sefkow A B, Slutz S A, Koning J M, Marinak M M, Peterson K J, Sinars D B, Vesey R A 2014 *Phys. Plasmas* **21** 072711
- [17] Slutz S A 2018 *Phys. Plasmas* **25** 082707
- [18] Gomez M R, Slutz S A, Sefkow A B, Sinars D B, Hahn K, D, Hansen S B, Harding E C, Knapp P F, Schmit P F, Jennings C A, Awe T J, Geissel M, Rovang D C, Chandler G A, Cooper G W, Cuneo M E, Harvey-Thompson A J, Herrmann M C, Hess M H, Johns O, Lamppa D C, Martin M R, McBride R D, Peterson K J, Porter J L, Robertson G K, Rochau G A, Ruiz C L, Savage M E, Smith I C, Stygar W A, Vesey R A 2014 *Phys. Rev. Lett* **113** 155003
- [19] Awe T J, McBride R D, Jennings C A, Lamppa D C, Martin M R, Rovang D C, Slutz S A, Cuneo M E, Owen A C, Sinars D B, Tomlinson K, Gomez M R, Hansen S B, Herrmann M C, McKenney J L, Nakhleh C, Robertson G K, Rochau G A, Savage M E, Schroen D G, Stygar W A 2013 *Phys. Rev. Lett* **111** 235005
- [20] Seyler C E, Martin M R, Hamlin N D 2018 *Phys. Plasmas* **25** 062711
- [21] Geissel M, Harvey-Thompson A J, Awe T J, Bliss D E, Glinsky M E, Gomez M R, Harding E, Hansen S B, Jennings C, Kimmel M W, Knapp P, Lewis S M, Peterson K, Schollmeier M, Schwarz J, Shores J E, Slutz S A, Sinars D B, Smith I C, Speas C S, Vesey R A, Weis M R, Porter J L 2018 *Phys. Plasmas* **25** 022706
- [22] Davies J R, Bahr R E, Barnak D H, Betti R, Bonino M J, Campbell E M, Hansen E C, Harding D R, Peebles J L, Sefkow A B, Seka W, Chang P Y, Geissel M, Harvey-Thompson A J 2018 *Phys. Plasmas* **25** 062704
- [23] Slutz S A 2015 Sandia National Laboratory Report SAND2015-1515R
- [24] Zhao H L, Xiao B, Wang G H, Wang Q, Zhang Z W, Sun Q Z, Deng J J 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 035203 (in Chinese) [赵海龙, 肖波, 王刚华, 王强, 章征伟, 孙奇志, 邓建军 2020 *物理学报* **69** 035203]
- [25] Zhao H B, Xiao B, Bai J S, Duan S C, Wang G H, Kan M X, Chen F 2018 *Chin. J. High Pressure Phys.* **32** 042303 (in Chinese) [赵海波, 肖波, 柏劲松, 段书超, 王刚华, 阚明先, 陈芳 2018 *高压物理学报* **32** 042303]
- [26] Zhao H B 2018 *M. S. Thesis* (Beijing: China Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [赵海波 2018 硕士学位论文 (北京: 中国工程物理研究院研究生部)]
- [27] Jennings C A, Chittenden J P, Cuneo M E, Stygar W A, Ampleford D J, Waisman E M, Jones M, Savage M E, LeChien K R, Wagoner T C 2010 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **38** 529
- [28] McBride R D, Jennings C A, Vesey R A, Rochau G A, Savage M E, Stygar W A, Cuneo M E, Sinars D B, Jones M, LeChien K R, Lopez M R, Moore J K, Struve K W, Wagoner T C, Waisman E M 2010 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 120401

One-dimensional modeling and simulation of end loss effect in magnetized liner inertial fusion^{*}

Zhao Hai-Long[†] Xiao Bo Wang Gang-Hua Wang Qiang Kan Ming-Xian
Duan Shu-Chao Xie Long Deng Jian-Jun

(*Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

(Received 24 September 2020; revised manuscript received 19 November 2020)

Abstract

Benefiting from laser preheat and magnetization, magnetized liner inertial fusion (MagLIF) has a promising potential because theoretically it can dramatically lower the difficulties in realizing the controlled fusion. In this paper, the end loss effect caused by laser preheat in MagLIF process is chosen as an objective to explore its influences, and a one-dimensional and heuristic model of this effect is proposed based on the jet model of ideal fluid, in which the high-dimensional influences, such as geometric parameters and sausage instability, are taken into consideration. To complete the verification progress, the calculation results of one-dimensional MIST code and two-dimensional programs TriAngels and HDYRA are compared, and the application scopes of this heuristic model are discussed and summarized. Based on this model, the key parameters and influences of the end loss effect on the MagLIF implosion process and pre-heating effect are obtained. The calculation results show that the MagLIF load maintains a similar hydrodynamic evolution process in most of the implosion processes with different laser entrance radii, and experiences the same percentage of mass ($\sim 16\%$) lost during stagnation stage. With the same driving current, the fuel temperature will rise higher in the model with more mass losing, so the fusion yields do not change too much. The mass loss ratio seems to play a dominant role. It is recommended to design the laser entrance hole as small as possible in the experiment to increase the yield. The predictions obtained after considering the end loss effect lower the preheating temperature and fusion yield, but no change happens to the regularity trend. As the liner height increases, the preheating temperature, peak current, fuel internal energy, and fusion yield each still show a monotonically downward trend. Therefore, under the premise of fixed driving capability and laser output capability, it is suggested that the liner height in MagLIF load design should be as short as possible. The established heuristic model and conclusions are helpful in better understanding the physical mechanism in the process of MagLIF preheat and end loss.

Keywords: magnetized liner inertial fusion, end loss effect, heuristic model

PACS: 52.57.Kk, 52.58.Lq, 52.30.Cv

DOI: 10.7498/aps.70.20201587

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11205145, 12075226).

[†] Corresponding author. E-mail: ifp.zhaohailong@qq.com