物理学报 Acta Physica Sinica

Chinese Physical Society

Institute of Physics, CAS

磁化套筒惯性聚变中轴向磁场演化特征与Nernst效应影响

赵海龙　王刚华　肖波　王强　阚明先　段书超　谢龙

Evolution characteristic of axial magnetic field and Nernst effect in magnetized liner inertial fusion

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

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 70, 135201 (2021)　DOI: 10.7498/aps.70.20202215

在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.70.20202215

当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

磁化套筒惯性聚变中轴向磁场演化特征与 Nernst 效应影响*

赵海龙† 王刚华 肖波 王强 阚明先 段书超 谢龙

(中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

(2020 年 12 月 28 日收到; 2021 年 2 月 2 日收到修改稿)

轴向磁场是磁化套筒惯性聚变 (magnetized liner inertial fusion, MagLIF) 有别于其他惯性约束聚变构型的主要标志之一. 本文在建立集成化物理模型并编写一维模拟程序的基础上, 通过对 ZR 装置驱动能力下典型 MagLIF 负载参数的模拟, 系统研究并获得 MagLIF 各个阶段轴向磁场演化与分布特征, 发现预加热引起的压力不平衡导致燃料中磁通保有量并未呈现随时间单调递减的关系, 而是反复震荡甚至出现局部短时间内反而增加的演化曲线. 通过在磁场演化方程中引入控制项来讨论 Nernst 效应的影响, 计算结果表明随着初始磁场强度降低 (30, 20, 10 T), Nernst 效应越发明显, 磁通损失增大 (28%, 44%, 73%), α 粒子能量沉积比例则大幅降低 (44%, 27%, 4%), 因此初始磁场强度不宜太低; 预加热结束后应使燃料中温度径向分布尽量均匀、平缓, 有助于减少 Nernst 效应的影响. 所取得的研究结果有助于加深对 MagLIF 中磁通压缩和磁扩散过程的物理图像认知和理解, 对未来实验负载参数设计也有重要的指导作用.

关键词: 磁化套筒惯性聚变, 轴向磁场, Nernst 效应

PACS: 52.57.Kk, 52.58.Lq, 52.30.Cv **DOI:** 10.7498/aps.70.20202215

1 引 言

可控核聚被认为是解决未来能源问题的重要手段之一. 当前, 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)[1,2] 和惯性约束聚变 [3,4] (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 [5,6] 和核工业西南物理研究院的环流器 2A(HL-2A) 装置 [7,8], 主要用于磁约束聚变物理过程研究, 中国工程物理研究院建立的系列大型驱动装置, 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. 在前期 *Z* 箍缩研究基础上, 美国圣地亚实验室提出 [13] 磁化套筒惯性聚变 (magnetized liner inertial fusion, MagLIF) 的概念, 其核心原理是借助大型脉冲功率装置驱动金属套筒内爆压缩预先磁化和预加热的氘氚 (DT) 燃料, 从而实现点火. 该构型最大优势在于传统惯性约束聚变中引入初始轴向磁场, 套筒内爆压缩使得聚变时刻磁场达到数千特斯拉的强度, 显著抑制燃料热传导损失并提升 α 粒子能量沉积效率 [14,15], 理论上能有效降低聚变实现的难度, 具有极大的应用潜力.

MagLIF 构型提出后在理论模拟与实验上均取得快速的进展 [16–21], 未来将朝着实现点火的目

* 国家自然科学基金 (批准号: 11205145, 12075226, 21805262) 资助的课题.

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

标继续发展. 当前国际研究中对于轴向磁场的作用进行了初步探讨[13,17], 并通过优化设计 (如 AutoMag 负载[22]、螺旋回流柱[23] 等) 改变了磁场的引入方式, 从而提升有效驱动能力. 然而, 对于整个 MagLIF 过程中, 轴向磁场的详细演化过程和各阶段的行为特征, 却未能有较为系统深入的研究, 特别是考虑 Nernst 效应后, 初始磁场参数对内爆结果的影响, 更需要通过具体的数值模拟及其实验验证来回答. 因此, 本文在建立集成化物理模型的基础上, 编写一维数值模拟程序 MIST[24] 对典型参数下 MagLIF 内爆结果进行了计算, 重点关注轴向磁场的演化过程和 Nernst 效应的影响, 总结其规律, 提升对磁通压缩和强磁场扩散阶段的物理认知.

本文结构安排如下: 首先介绍基本物理模型, 推导给出描述 MagLIF 中轴向磁场演化方程和 Nernst 效应的控制项; 然后通过对典型 MagLIF 负载参数的模拟, 获得压缩过程中轴向磁场的演化特征, 总结燃料中磁通变化规律; 考虑 Nernst 效应后对初始磁场强度、预加热温度等关键参数进行了计算, 提炼 Nernst 效应的影响并提升物理认知; 最后是总结与讨论.

2 物理模型与 Nernst 控制项

关于 MIST 程序计算中所使用一维集成化物理模型, 在之前文章[24] 中已有较为详细的介绍, 为保持本文逻辑的一致性, 在此将涉及到的核心控制方程和必要参数进行简要介绍. 基本磁流体 (MHD) 方程组为

$$\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t}+\rho\nabla\cdot\boldsymbol{u}=0, \tag{1}$$

$$\rho\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}=\boldsymbol{J}\times\boldsymbol{B}-\nabla p, \tag{2}$$

$$\rho\frac{\mathrm{d}e}{\mathrm{d}t}+p\nabla\cdot\boldsymbol{u}+\nabla\cdot\boldsymbol{q}=\eta J^2+\rho w, \tag{3}$$

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{B}}{\mathrm{d}t}=-\nabla\times\left(\frac{\eta}{\mu_0}\nabla\times\boldsymbol{B}\right)-\boldsymbol{B}(\nabla\cdot\boldsymbol{u})+(\boldsymbol{B}\cdot\nabla)\boldsymbol{u}. \tag{4}$$

式中, ρ为密度; u 为速度矢量; p 为压强; e 为比内能; q 为热流密度矢量; w 为外部能量沉积项; μ_0 为真空磁导率; η 为电阻率; B 为磁场强度; $J\equiv\dfrac{1}{\mu_0}\nabla\times B$ 为电流密度.

对于 DT 燃料需要考虑韧致辐射和 α 粒子能量沉积, 外部能量沉积项 ρw 写法如下:

$$\rho w=G_\alpha E_\alpha-Q_{\mathrm{rad}}. \tag{5}$$

式中, E_α 为单位体积的 α 能量, Q_{rad} 为单位体积的韧致辐射损失.

α 粒子能量 E_α 单独满足一个演化方程, 根据文献[25] 该方程可写为

$$\frac{\mathrm{d}E_\alpha}{\mathrm{d}t}=\nabla\cdot(D_\alpha\nabla E_\alpha)-G_\alpha E_\alpha+\dot{n}E_{\alpha0}. \tag{6}$$

式中, D_α为方程扩散系数; G_α为方程耗散系数; $\dot{n}$ 为 DT 聚变反应率; $E_{\alpha0}$=3.5 MeV 为聚变反应产生的 α 粒子初始能量. 有关 MagLIF 物理模型和控制方程更为详细的描述可参考作者之前所发表文章[24], 其中参考文献 [13] 的写法初步实现了磁场演化方程中描述 Nernst 效应 (如图 1 所示) 的控制项写法. 该效应与温度梯度成正比, 写出表达式为

$$\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}t}=\nabla\times\left[\frac{\boldsymbol{B}}{e\,|B|\,\omega_{\mathrm{ce}}\tau_{\mathrm{e}}}\times\nabla(k_{\mathrm{B}}T)\right]. \tag{7}$$

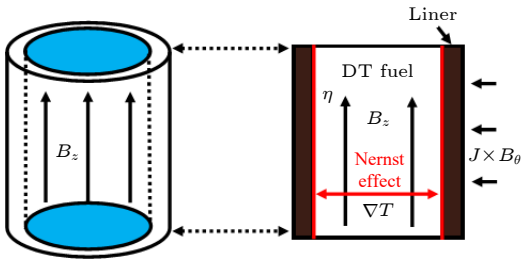

图 1 磁通压缩与扩散过程示意图 (含 Nernst 效应)

Fig. 1. Schematic of magnetic flux compression and diffusion process (including Nernst effect).

然而在后续研究中发现, 该描述方法仅适用于电子霍尔参量 $x_{\mathrm{e}}=\omega_{\mathrm{ce}}\tau_{\mathrm{e}}$远大于 1 的情况, 这在 MagLIF 内爆过程的中后期很容易满足, 然而对前中期阶段则会高估 Nernst 效应的影响, 对此进一步参考原始文献 [26], 修正了磁场演化方程中 Nernst 项的写法.

重新定义了 Nernst 项扩散系数, 写作:

$$\eta_{\mathrm{nernst}}=\frac{k_{\mathrm{B}}}{e}\cdot x_{\mathrm{e}}\cdot\frac{1+0.39x_{\mathrm{e}}^2}{1+3.9x_{\mathrm{e}}^2+0.26x_{\mathrm{e}}^4}$$

$$=8.57\times10^{-10}\frac{x_{\mathrm{e}}+0.39x_{\mathrm{e}}^3}{1+3.9x_{\mathrm{e}}^2+0.26x_{\mathrm{e}}^4}[10^5\mathrm{J/K}\times\mathrm{C}]. \tag{8}$$

式中, B 为轴向磁场强度; $x_{\mathrm{e}}=\omega_{\mathrm{ce}}\tau_{\mathrm{e}}$为电子霍尔参量, k_{B} 为玻尔兹曼常数.

将 (8) 式代入 MHD 方程组中磁扩散方程内, 可以推导写出一维柱坐标下 MagLIF 中燃料内部轴向磁场演化方程的表达式为

$$\frac{\mathrm{d}B_z}{\mathrm{d}t}=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\eta}{\mu_0}\frac{\partial B_z}{\partial r}\right)-\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(ru)B_z+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{k_\mathrm{B}}{e}\frac{x_\mathrm{e}+0.39x_\mathrm{e}^3}{1+3.9x_\mathrm{e}^2+0.26x_\mathrm{e}^4}\frac{\partial T_\mathrm{e}}{\partial r}\right). \quad (9)$$

3 轴向磁场演化特征

考虑上述模型后, 对所编写的一维数值模拟程序 MIST 进行了相应模块的更新与完善, 并使用 MIST 程序针对 ZR 装置驱动能力下典型 MagLIF 负载参数进行数值模拟, 以获得压缩过程中轴向磁场的演化特征.

在磁流体 (MHD) 的计算与模拟中, 一个重要的参量是磁雷诺数 R_m, 它决定了 MHD 中磁场与等离子体处于何种状态, 描述的是磁场输运方程中对流项与扩散项的比值, 具体可以写作:

$$R_\mathrm{m}=\mu\sigma v l, \quad (10)$$

其中 μ 代表磁导率, 取真空磁导率 $\mu_0=4\pi\times10^{-7}$ N/A^2; σ 是电导率, 由电导率模型或程序计算给出; v 是流体速度, 由程序计算给出; l 是模型空间尺寸, 由计算构型给出.

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 2 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 0.3 cm, 位型比 (套筒半径/厚度)AR 为 6, 高度 1.0 cm, 燃料 (1∶1 混合 DT) 半径 0.25 cm, 初始密度 3 mg/cm^3, 初始轴向磁场 B_z 为 30 T, 在套筒即将向内压缩的时刻, 将能量 14 kJ 的能量在 1 ns 的时间内以余弦分布的方式沉积到燃料中, 网格数 60, 空间分辨率 0.005 cm. 不考虑端面损失与 Nernst 效应, MIST 程序计算给出燃料峰值温度达到 11 keV, 聚变产额为 2426 kJ/cm, 定义整个过程中沉积到燃料中 α 粒子能量与聚变反应释放出的 α 粒子总能量的比值为能量沉积比例, 则该计算模型的能量沉积比例约为 53.2%. 计算得到燃料中不同位置的速度、电导率及半径, 代入 (10) 式计算可得到 MagLIF 过程中燃料区磁雷诺数随时间演化关系, 绘制如图 3 所示.

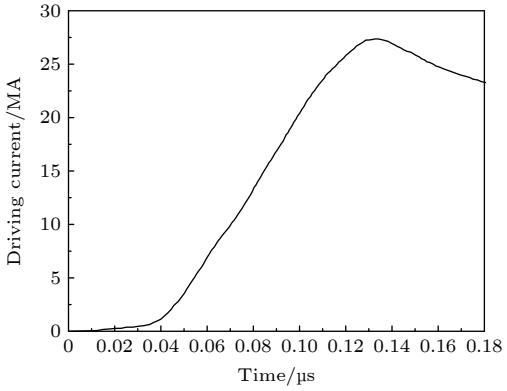

图 2 ZR 装置 95 kV 充电电压下驱动电流随时间演化曲线[13]

Fig. 2. Driving current from ZR facility with charging voltage 95 kV.

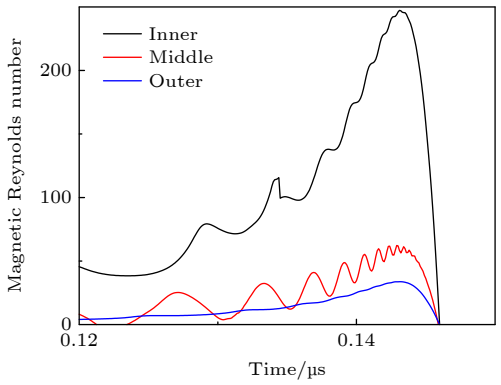

图 3 燃料中不同位置磁雷诺数随时间演化曲线

Fig. 3. Magnetic Reynolds numbers at different positions in fuel.

图 3 中 inner, middle 和 outer 三条曲线分别代表距轴心第一个格点位置、燃料半径一半位置和套筒与燃料交界面位置处磁雷诺数随时间的演化曲线. 从图 3 中可以看出, 预加热完成后, 燃料区不同位置的磁场处于三种状态: 燃料中心区域 (靠近轴心) 几乎全程都处于冻结状态 (图中黑线), 随着半径向外不断推移, 磁场则逐渐由冻结态向扩散态转变, 到套筒与燃料交界面处, 磁场几乎全程都处于扩散状态 (图中蓝线), 仅在迟滞时刻附近较短时间内处于冻结态. 导致上述形态的主要原因在于预加热引起的温度分布影响了燃料电导率, 越靠近轴心温度越高, 电导率也就相应的更高, 而且外部套筒对燃料的压缩和轴心磁场对径向热传导的抑制, 导致该区域温度升高的更快, 因此相应地更早进入磁冻结状态. 导致图 3 中曲线震荡的主要原因是由于预加热引起的压力波在套筒和轴心之间的多次反射.

在了解燃料中不同位置磁场状态的基础上, 绘制套筒内部轴向磁通随时间演化曲线如图 4 所示, 其中磁通保有量进行了归一化处理. 按照曲线所表现出来的特性, 作者将整个 MagLIF 过程中, 所有区域轴向磁场的表现大致分为三个阶段: 前置期、震荡期和平衡期. 前置期主要描述预加热之前套筒内材料受轴向电流影响状态发生变化, 从而影响金属套筒中轴向磁场的分布, 对燃料区域的磁通影响不大; 震荡期则主要发生在预加热完成后的压缩阶段, 在此期间内部轴向磁场随着燃料一起被套筒压缩从而幅值抬升, 然而受到流体电导率、压力等因素共同作用, 磁通保有量呈现出震荡的行为, 因此称为震荡期; 平衡期时流体压力基本达到平衡态, 且大部分磁场处于冻结状态, 因此保持特定的分布形态直至迟滞时刻. 下面分别对上述三个阶段中, 轴向磁场的主要分布情况进行展开介绍.

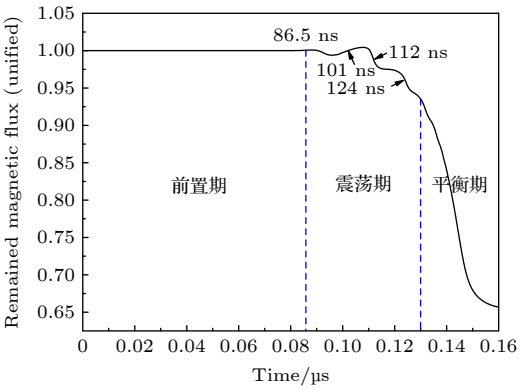

图 4 套筒内轴向磁通保有量随时间演化曲线 (归一化)

Fig. 4. Evolvement curve of remained magnetic flux in fuel (unified).

前置期

初始时刻, 燃料、套筒、真空中的轴向磁场强度均为 30 T, 且由于 MagLIF 内爆时间很短, 认为整个过程中外部磁场线圈均保持了较好的工作状态, 使得真空中磁场强度始终为 30 T. 在前置期, 随着套筒内电流强度不断增大, 环向磁场自套筒外界面开始向内烧蚀, 形成一个压力波, 同时对材料进行了压缩, 如图 5(a) 所示; 此时, 由于金属电导率很高, 磁场被冻结在金属内, 随着材料一起被压缩, 形成一个与密度分布类似的峰值, 如图 5(b) 所示.

随着时间推移, 压力波进一步向内传播, 与之对应的密度和轴向磁场强度的峰值也同时向内传播, 同时相应幅值也不断增大, 如图 6 所示. 直到套筒内界面处, 触发预加热的条件, 从此进入第二个阶段.

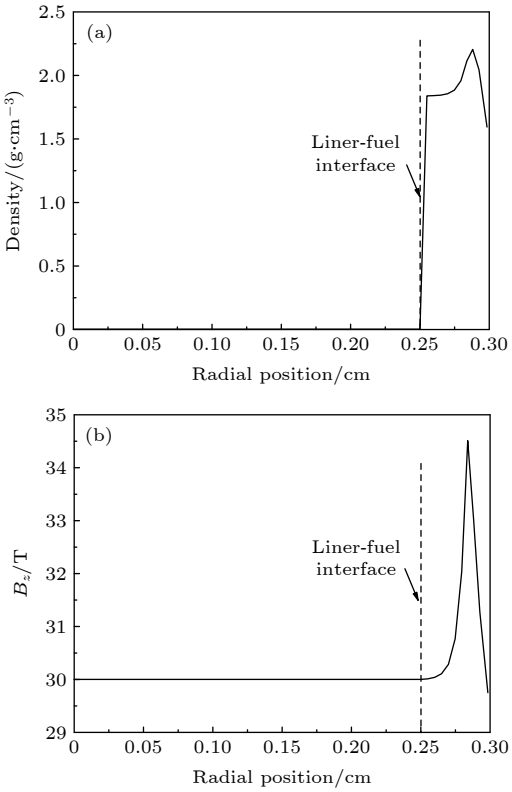

图 5 MIST 计算得到的 64 ns 时 (a) 密度和 (b) 轴向磁场分布曲线

Fig. 5. Distributions of (a) density and (b) axial magnetic field at 64 ns calculated by MIST.

震荡期

86.6 ns 时刻, 激光对燃料的预加热过程完成, 所导致的直接结果是燃料中的温度和对应的压强分布发生了巨大的变化, 而燃料密度和轴向磁场分布则基本保持不变, 如图 7 所示. 预加热引起的压力波在套筒和轴心之间反复震荡, 导致燃料在整个内爆压缩过程中也体现出流体力学上的震荡行为, 因此这一时期被称为震荡期.

温度和压力的不均匀性导致中心区域的燃料向外膨胀从而降低该区域温度和密度, 与此同时套筒则正在向内箍缩, 导致交界面附近的燃料被快速的压缩从而抬升该区域的密度和温度, 如图 8(a) 所示; 两者共同作用下, 在中心区域产生了一个磁空腔 (magnetic cavity), 内部磁场强度显著低于 30 T, 如图 8(b) 所示. 此时, 交界面处燃料中的磁场强度大于套筒内, 因此整个燃料区的磁通呈现了向外流出的损失情况, 对应图 4 中的第一段下降曲线.

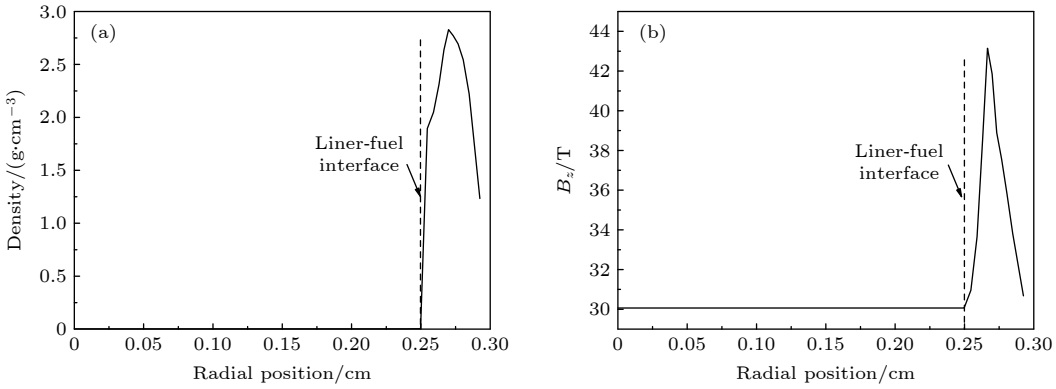

图 6 MIST 计算得到的 80 ns 时 (a) 密度和 (b) 轴向磁场分布曲线

Fig. 6. Distributions of (a) density and (b) axial magnetic field at 80 ns calculated by MIST.

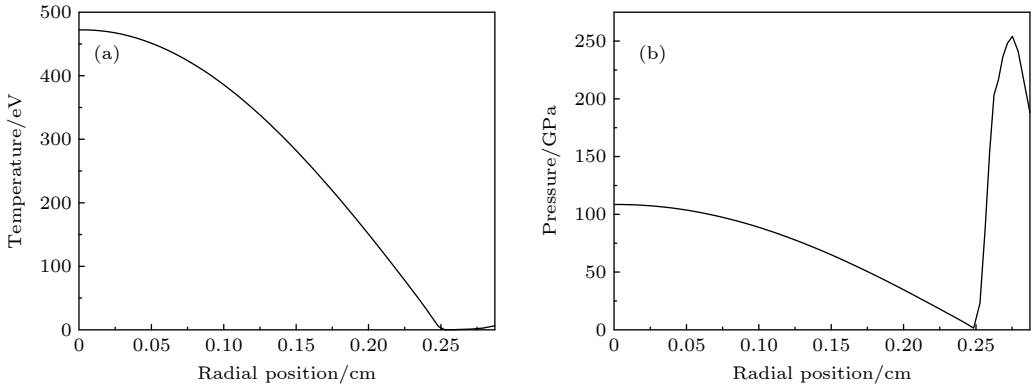

图 7 MIST 计算得到的 86.6 ns 时 (a) 温度和 (b) 压强分布曲线

Fig. 7. Distributions of (a) temperature and (b) pressure at 86.6 ns calculated by MIST.

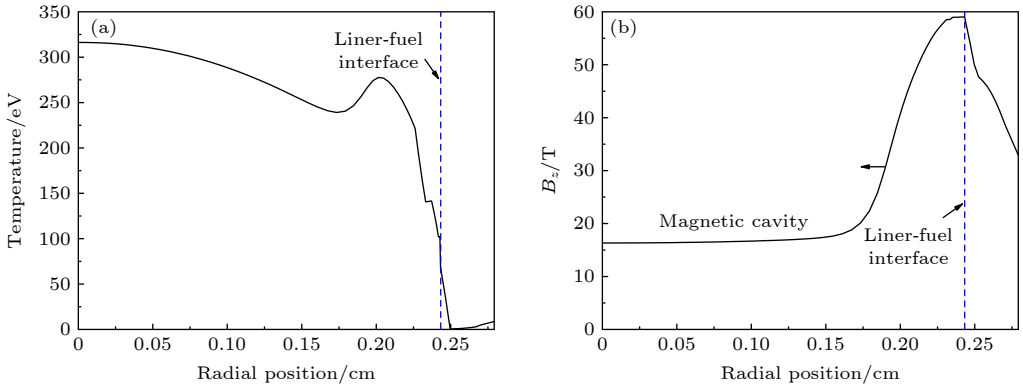

图 8 MIST 计算得到的 94 ns 时 (a) 温度和 (b) 轴向磁场分布曲线

Fig. 8. Distributions of (a) temperature and (b) axial magnetic field at 94 ns calculated by MIST.

随着应力波在套筒壁反弹后向内推进, 内部形成的磁空腔会被不断填充, 从而改变了燃料中温度和轴向磁场的分布. 绘制 101 ns 时刻温度和轴向磁场的分布如图 9 所示, 可以看出相比之前, 轴心处燃料温度明显降低, 且中心区域磁空腔大幅减少; 然而, 此时交界面处燃料内的磁场强度小于套筒中, 因此整个燃料区的磁通呈现了向内流入从而增大的情况, 对应图 4 中第一段上升曲线.

向内推进的应力波在轴心处会再次反弹, 此时轴心附近燃料温度再次得到抬升, 碰轴后反弹向外传播的应力波会再次开始压缩外层燃料, 从而提高该处的轴心磁场强度, 绘制 112 ns 时刻温度和轴向磁场的分布如图 10 所示. 从图 10 中可以看出, 温度和轴向磁场强度再次回到类似于预加热刚结束时的分布, 此时交界面处燃料内的磁场强度大于套筒中, 因此整个燃料区的磁通再次呈现向外流出

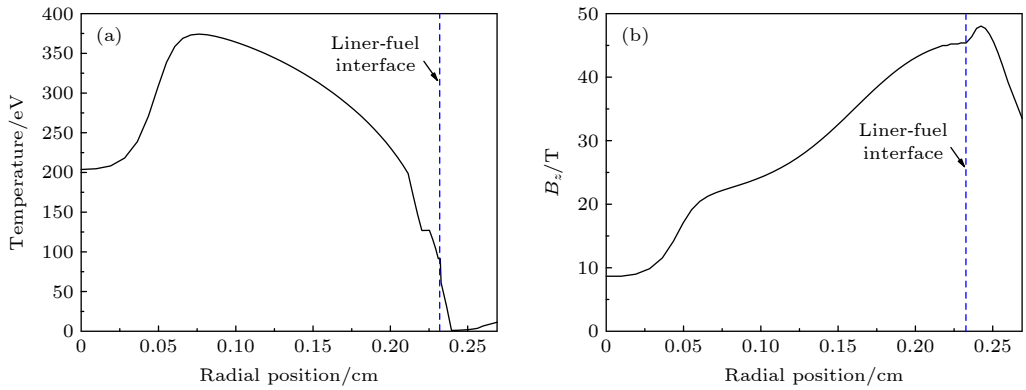

图 9 MIST 计算得到的 101 ns 时 (a) 温度和 (b) 轴向磁场分布曲线

Fig. 9. Distributions of (a) temperature and (b) axial magnetic field at 101 ns calculated by MIST.

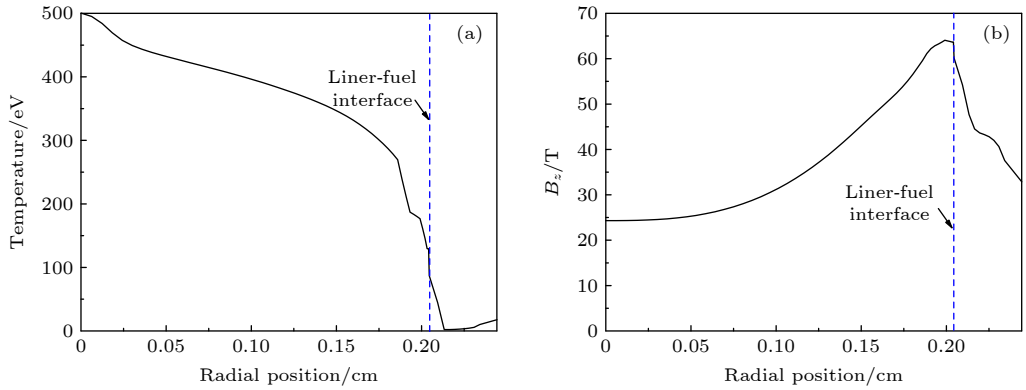

图 10 MIST 计算得到的 112 ns 时 (a) 温度和 (b) 轴向磁场分布曲线

Fig. 10. Distributions of (a) temperature and (b) axial magnetic field at 112 ns calculated by MIST.

从而损失的情况, 对应图 4 中第二段下降曲线. 至此, 由预加热引起的压力波在燃料轴心和套筒内壁间, 完成了一次完整的反弹过程.

随着流体过程的演化, 燃料内部的压力不均匀性大幅改善, 到 124 ns 时刻, 燃料内部压强分布如图 11(a) 所示, 交界面与轴心处压强偏差约 48%. 此时交界面处燃料内的磁场强度大于套筒中 (图 11(b)), 且由于受到压缩后磁场强度相应的增大 (~90 T), 因此整个燃料区域磁通呈现向外流出从而加速损失的情况, 对应图 4 中第三段加速下降曲线. 值得注意的是, 随着轴向磁场进一步被压缩, 预加热引起的压力波在燃料内部的反弹和传播已无法引起趋势上的改变, 因此燃料中的轴向磁场强度将始终大于套筒中, 磁通将保持加速损失的情况, 直到内爆结束, 对应图 4 中平衡期较长的一段下降曲线.

平衡期

自 130 ns 起, 所有燃料区域的磁雷诺数均大于 1, 且随着时间推移将进一步增大, 磁场演化由冻结项主导, 燃料内部的压力不均匀性将进一步改善, 磁通损失和磁场分布进入平衡期. 以 136 ns 时刻为例, 此时燃料中压强及轴向磁场分布如图 12 所示, 其中虽然压强幅值在升高, 但交界面与轴心处压强偏差下降至 23%. 轴向磁场强度峰值约 275 T, 并保持了中间区域高, 轴心和交界面低的分布状态, 直到迟滞时刻.

迟滞时刻 (145.6 ns) 燃料内压强和轴向磁场分布如图 13 所示. 从图 13 中可以看出此时内部压力达到平衡 (不均匀性 $< 1\%$), 且轴向磁场的分布与 136 ns 时保持了相同的形态, 峰值约 5700 T. 从图 4 可以读出此时燃料内总的剩余磁通约为 72%, 在不考虑 Nernst 效应时, 有 28% 的磁通经由压缩过程损失掉; 随着内爆压缩阶段结束, 燃料失去约束开始反弹, 轴向磁场强度快速降低, 磁通保有量进入平台期, 此时总的磁通损失率约为 35%, 损失率与圣地亚实验室同类程序的计算结果较为接近 [17].

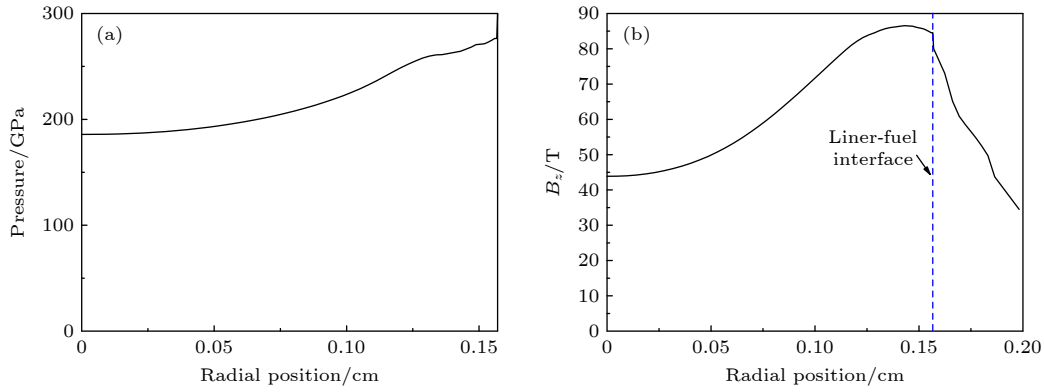

图 11 MIST 计算得到的 124 ns 时 (a) 压强和 (b) 轴向磁场分布曲线

Fig. 11. Distributions of (a) pressure and (b) axial magnetic field at 124 ns calculated by MIST.

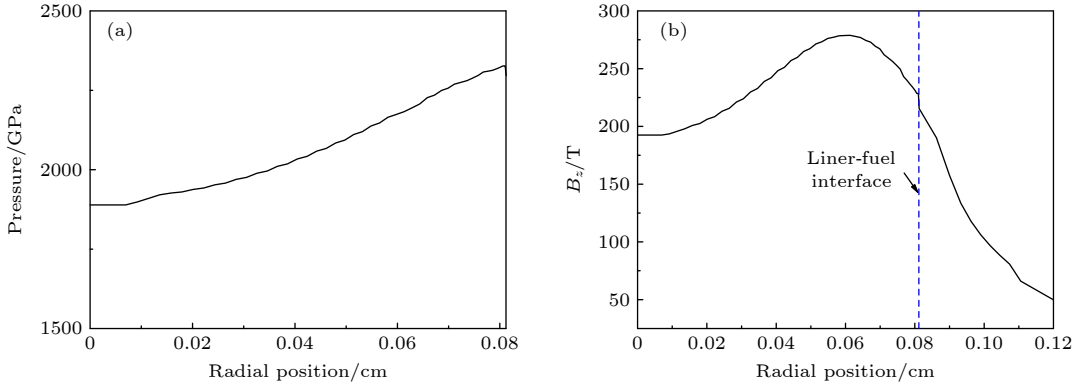

图 12 MIST 计算得到的 136 ns 时 (a) 温度, (b) 轴向磁场分布曲线

Fig. 12. Distributions of (a) temperature and (b) axial magnetic field at 136 ns calculated by MIST.

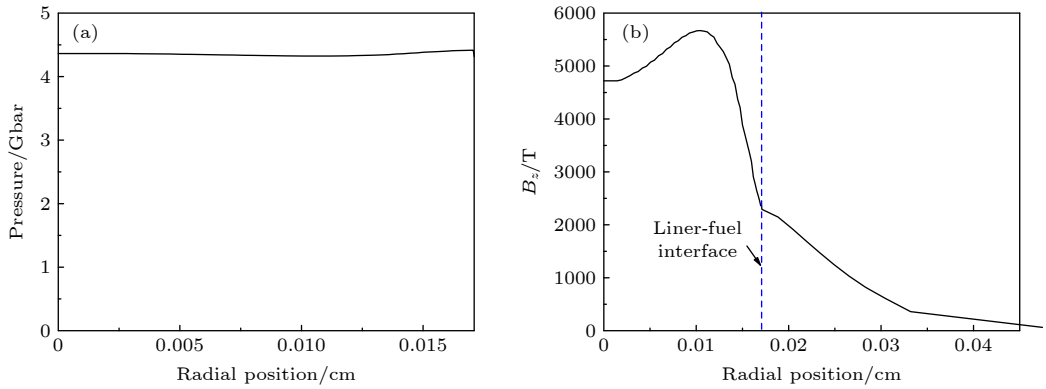

图 13 MIST 计算得到的迟滞时刻 (a) 压强, (b) 轴向磁场分布曲线

Fig. 13. Distributions of (a) pressure and (b) axial magnetic field at stagnation time calculated by MIST.

4 Nernst 效应的影响

MagLIF 中由于燃料温度沿径向存在分布, 会导致即使处于冻结状态, 轴向磁通仍旧会沿径向存在额外的损失, 其本质原因是因为与离子较大的惯性不同, 电子能及时响应电磁场的变化, 会在热压梯度的驱动下运动形成电流, 从而产生热电效应 (thermoelectric effect), 被称为 Nernst 效应. 在前文的研究中, 为了遵从简单到复杂的研究过程, 均未考虑该效应的影响, 下面将重点从有无 Nernst 效应的对比, 初始磁场强度、预加热温度等方面, 考虑 Nernst 效应对磁场演化的影响和规律性认知.

将第 3 节中同样的算例增加 Nernst 效应项后重新计算, 可绘制 Nernst 效应对磁通演化和迟滞

时刻磁场分布的影响对比曲线, 如图 14 所示. 从图 14 中可以看出, 在考虑了 Nernst 效应的 MagLIF 内爆过程中, 前中期燃料中磁通与未考虑 Nernst 时很接近, 经历了相似的损失过程; 到迟滞阶段, 随着磁场强度和燃料温度梯度的快速上升, Nernst 效应越发明显, 此时考虑该效应后的磁通损失则显著增加. 对比迟滞时刻 145.6 ns, 是否考虑 Nernst 效应得到的磁通损失率分别为 35% 和 28%, 计算结束时刻, 则损失率分别为 48% 和 35%.

Nernst 效应不仅对燃料中磁通保有量有着影响, 也改变了轴向磁场的分布, 如图 14(b) 所示. 相比不考虑的情况下, Nernst 效应导致峰值磁场强度降低约 8.3%, 此外, 还导致即使在压缩后期满足磁冻结的条件下, 由于温度梯度的存在, 磁场仍会沿径向朝外损失, 并在套筒和燃料交界面附近产生堆积, 从而抬升该处的磁场强度. 这种堆积也会对聚变产额产生不利影响, 相应的产额降低了约 1.5%, 对 α 粒子能量沉积比例也有影响, 考虑 Nernst 效应后同样计算参数下沉积比例由 53.2% 降低至 44%. 绘制考虑 Nernst 效应后迟滞时刻燃料中温度和密度分布如图 15 所示, 从图中可以看出此时燃料处于中间温度高但密度低, 外层温度低但密度高的状态, 中心区域的能量会经由热传导向外扩散, 然而上述磁场堆积会导致交界面附近区域对电子和离子热传导有更多的抑制作用, 不利于提升区域燃料温度从而提高产额. 因此, 综上所述, Nernst 效应在整个 MagLIF 内爆过程中起到负面作用, 不利于内爆结果, 应尽量减少其影响.

下面讨论对 Nernst 效应影响较大的负载参数, 包括初始磁场强度和预加热温度等. 仍旧使用第 3 节中计算模型, 保持其他参数不变, 初始磁场强度分别设为 10 和 20 T, 考虑其强度变化经 Nernst 效应对计算结果带来的影响.

初始磁场 10 T 时, 绘制计算得到燃料中磁通和聚变产额随时间演化曲线如图 16 所示. 从图 16 中可以看出, 是否考虑 Nernst 效应对磁通演化曲线影响很大, 迟滞时刻 146.25 ns 时, 不考虑 Nernst 效应磁通损失率约 27.5%, 若考虑 Nernst 效应, 则

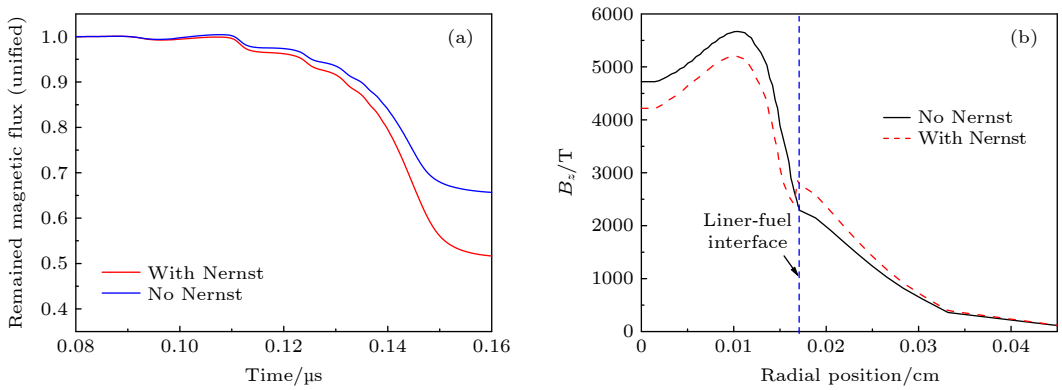

图 14 是否考虑 Nernst 项给出的 (a) 磁通演化和 (b) 迟滞时刻磁场分布对比曲线

Fig. 14. Comparisons between (a) magnetic flux evolvements and (b) magnetic field distributions at stagnation time with or without Nernst effect.

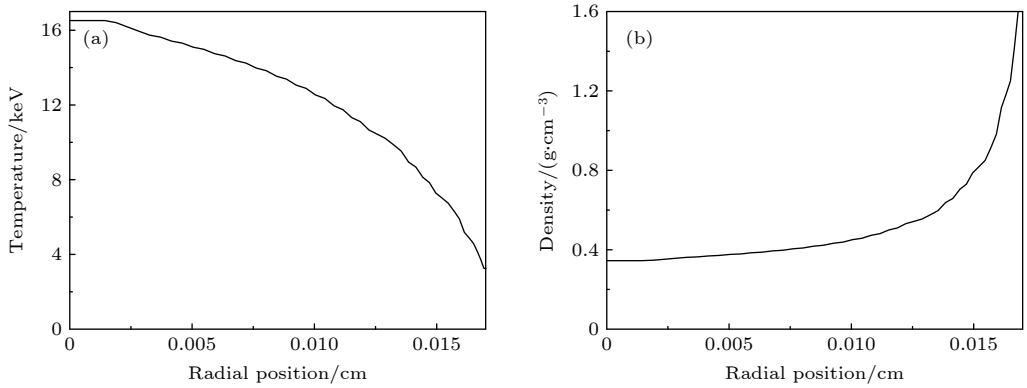

图 15 考虑 Nernst 效应后计算得到迟滞时刻燃料中 (a) 温度和 (b) 密度分布曲线

Fig. 15. Distributions of (a) temperature and (b) magnetic field at stagnation time calculated by MIST with Nernst effect.

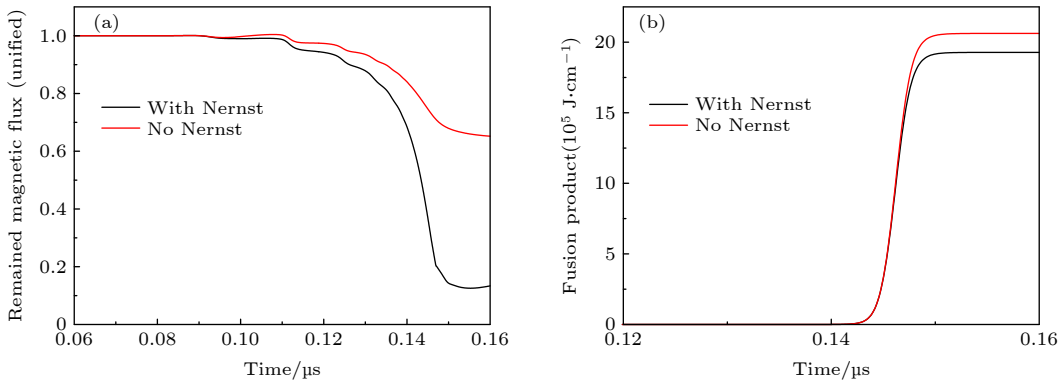

图 16 初始 10 T 磁场下计算得到的 (a) 磁通和 (b) 产额随时间演化曲线

Fig. 16. Comparisons between (a) magnetic flux and (b) fusion yield evolvements with or without Nernst effect (B_{z0} = 10 T).

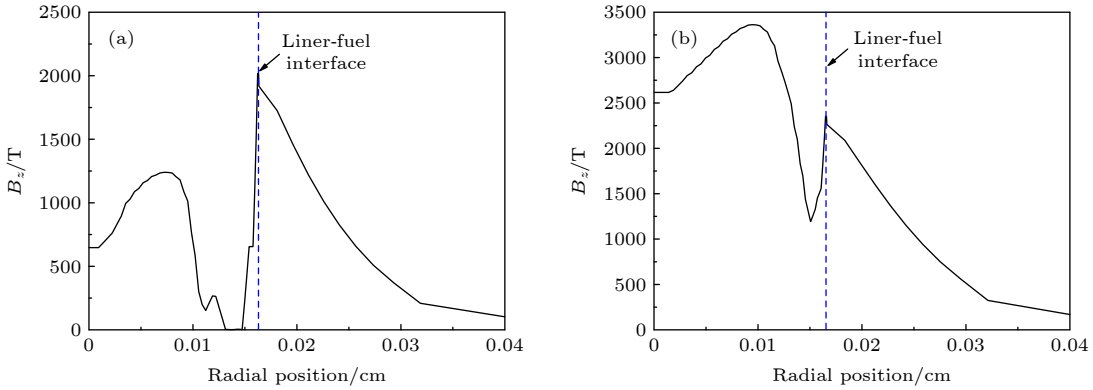

图 17 不同初始磁场下计算得到的迟滞时刻磁场分布曲线 (a) B_{z0} = 10 (b) B_{z0} = 20 T

Fig. 17. Distributions of magnetic field at stagnation time with initial (a) B_{z0} = 10 and (b) B_{z0} = 20 T.

损失率猛增为 73%, 这两个数值与 Slutz 等 [13] 所发表文献中所给出的较为一致. 大量磁通经由 Nernst 效应而损失掉, 直接导致沉积到燃料中的 α 粒子能量仅为 15.8 kJ/cm, 相应的能量沉积比例仅为 4%, 总的聚变产额也由 2060 kJ/cm 降低为 1920 kJ/cm, 下降比例 6.8%, 如图 16(b) 所示.

分别绘制初始磁场 10 和 20 T 时, 考虑 Nernst 效应后迟滞时刻磁场强度分布如图 17 所示. 由图 17 中可以看出二者峰值强度分别是 2000 和 3368 T, 然而峰值出现的位置不同, 10 T 时出现在交界面处, 20 T 时出现在燃料中间区域. 导致这种分布的原因是 10 T 时, Nernst 效应作用太过强烈, 在温度梯度的驱动下, 将燃料中心区域磁场不断向外“抽离”, 从而堆积在交界面附近, 这种抽离效应甚至导致部分燃料区域磁场强度接近于零, 这在一般情况下的磁场演化中是绝对不可能出现的.

初始磁场 20 T 时, 绘制计算得到燃料中磁通和聚变产额随时间演化曲线如图 18 所示. 从图 18 中可以看出, 20 T 时 Nernst 效应对磁通演化曲线影响仍然较大, 迟滞时刻 146 ns 时, 不考虑 Nernst 效应磁通损失率约 27.5%(与 10 T 时基本相同), 若考虑 Nernst 效应, 则损失率增加为 44%, 远小于 10 T 时的情况. 此时, 沉积到燃料中的 α 粒子能量为 117.5 kJ/cm, 接近 10 T 时的 10 倍, α 粒子能量沉积比例约 27%, 该情况下 Nernst 效应导致聚变产额由 2214 kJ/cm 降低为 2134 kJ/cm, 下降比例 3.6%, 如图 18(b) 所示.

根据上文计算结果, 随着初始磁场强度降低 (30, 20 和 10 T), Nernst 效应越发明显, 磁通大量损失 (28%, 44% 和 73%), 这也与理论预测的结果相吻合. 由本文模拟结果可知, 磁通损失主要发生在内爆中后期, 此时电子霍尔参量远大于 1, 在此情况下 (8) 式 Nernst 项系数可近似写成:

$$\eta_{\rm nernst} = \frac{k_{\rm B}}{e}\cdot\frac{1}{x_{\rm e}} = 8.57\times10^{-10}\frac{1}{x_{\rm e}}[10^5{\rm J/(K\cdot C)}],$$

$$x_{\rm e} = \omega_{\rm e}\tau_{\rm e} = 1.11\times10^{-3}\frac{B_{\rm T}\cdot T_{\rm keV}^{3/2}}{\rho}[{\rm T, keV, g/cm^3}]. \tag{11}$$

式中, ρ 为密度 (单位 g/cm^3); $B_{\rm T}$ 为磁场强度 (单

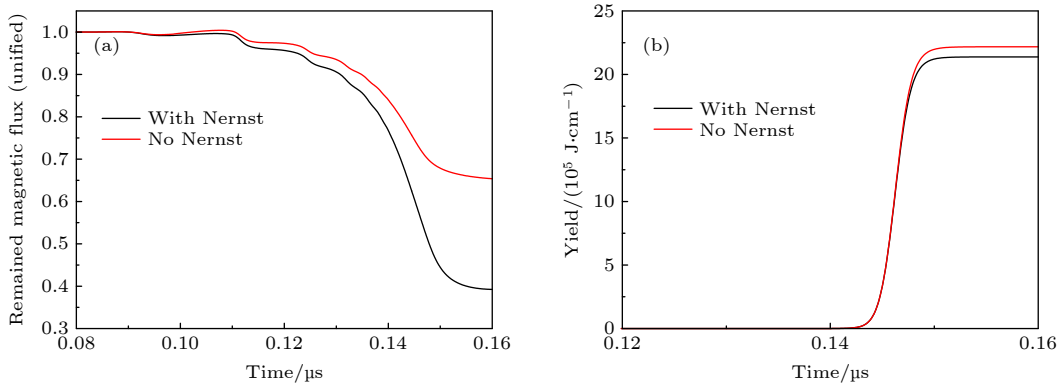

图 18 初始 20 T 磁场下计算得到的 (a) 磁通和 (b) 产额随时间演化曲线

Fig. 18. Comparisons between (a) magnetic flux and (b) fusion yield evolvements with or without Nernst effect (B_{z0} = 20 T).

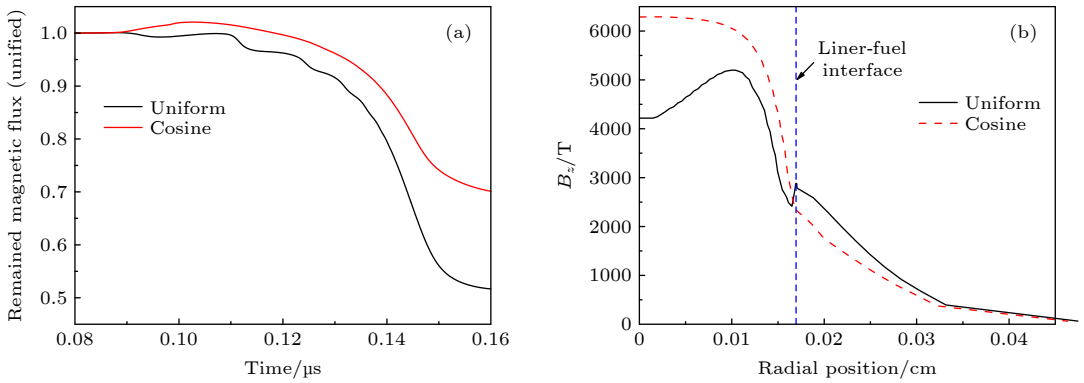

图 19 同一能量不同预加热分布计算得到的 (a) 磁通演化和 (b) 磁场分布曲线

Fig. 19. Calculated (a) magnetic flux evolvements and (b) magnetic field distributions with different preheat results.

位 T); $T_{\rm keV}$ 为温度 (单位 keV). 由 (11) 式可知, Nernst 项系数与磁场强度成反比, 因此随着初始磁场强度不断降低, Nernst 效应会越发明显, 相应的磁通损失也会增大.

此外, 随着初始磁场强度降低 (30, 20 和 10 T), α 粒子能量沉积比例也大幅降低 (44%, 27% 和 4%), 这主要是因为磁通损失增大后, 相应的燃料中磁场强度也会减弱, 然而从 (6) 式中 α 粒子能量方程扩散系数 D_α 代入具体数值后可推导出:

$$D_\alpha = 19.9\frac{\left(T_{\rm keV}^{3/2}/\rho[{\rm g/cm^3}]\right)}{18+2(\omega_\alpha/\nu_\alpha)^2}\ [{\rm cm^2/\mu s}],$$

$$\frac{\omega_\alpha}{\nu_\alpha} = 5.66\times10^{-4}\frac{T_{\rm keV}^{3/2}B_{\rm T}}{\rho[{\rm g/cm^3}]}. \tag{12}$$

式中, 各参量含义同上. 由 (12) 式可以看出, α 粒子能量方程扩散系数与磁场也是成反比关系, 随着磁场强度减弱, 扩散系数增大, 更多比例的能量会经由扩散损失掉, 未能有效沉积到燃料中. 结合上述两个原因, MagLIF 构型中初始磁场强度不宜太低.

下面讨论预加热温度对 Nernst 效应的影响, 根据 (9) 式磁场演化方程的描述, 显而易见的结论是 Nernst 效应与温度分布密切相关, 燃料中温度沿径向的梯度越大, 则 Nernst 效应越明显. 为进一步确认上述结论, 选择第 3 节计算模型, 将 14 kJ 的能量分别采用余弦和平均加热的方式注入燃料中, 绘制计算得到的磁通演化和迟滞时刻磁场分布曲线如图 19 所示.

由图 19 中可以看出, 平均预加热模式较余弦分布计算结果要好得多, 迟滞时刻磁通损失率仅为 20%, 且从图 19(b) 可知, 此时峰值磁场约 6300 T, 分布也较为合理, 在交界面附近无磁场堆积现象, 优于余弦预加热的情况. 两种情况下, 对应的聚变产额分别是 2356 kJ/cm 和 2240 kJ/cm, 平均预加热的效果更好, 与前文理论分析结果一致. 因此, 从改善 Nernst 效应的作用出发, 建议预加热的结果能够使得燃料中温度分布尽量均匀、平缓, 沿径向的温度梯度尽可能的小.

5 总结与讨论

轴向磁场的引入是 MagLIF 构型不同于其他惯性约束聚变构型的一大特点, 本文对 MagLIF 整个过程中轴向磁场的作用和压缩过程进行了较为系统的计算模拟, 总结各个阶段中磁通损失与磁场分布的主要特征, 对引起额外磁通损失的 Nernst 效应, 也进行了相关规律的探索与总结, 并给出控制建议.

根据研究结果, MagLIF 中轴向磁场的演化大致可以分为前置期、震荡期和平衡期三个阶段, 由金属和燃料电导率、燃料流体动力学行为共同决定了各个阶段的分布情况; 受此影响, 燃料中磁通保有量并未呈现随时间单调递减的关系, 而是有所震荡甚至出现小段时间内增加的演化曲线; 预加热引起的压力不平衡是导致燃料中出现流体震荡行为的主要原因, 这也是激光预加热模式所伴随的固有缺陷. Nernst 效应在整个 MagLIF 内爆过程中起到负面作用, 应尽量减少其影响; 随着初始磁场强度降低 (30, 20, 10 T), Nernst 效应越发明显, 磁通损失增大 (28%, 44%, 73%), α 粒子能量沉积比例则大幅降低 (44%, 27%, 4%), 因此初始磁场强度不宜太低; 此外, 为减少 Nernst 效应的影响, 建议预加热的结果能够使得燃料中温度分布尽量均匀、平缓, 沿径向的温度梯度尽可能的小.

值得注意的是, 计算中, 考虑 Nernst 作用后, 额外的磁通损失导致聚变产额并未出现很大幅度的降低, 这与 Slutz 等 [13] 发表文献中的结果有所区别, 原因可能有两个:

首先, 本文与 Slutz 等文献中所使用的 α 粒子能量沉积模型不同, 本文物理模型中建立了独立的 α 粒子能量输运方程, 通过此方程来考虑粒子能量沉积; 而 Slutz 等直接使用了 Basko 等 [25] 文献推导出来的 α 粒子能量沉积系数, 该系数是近似数值推导结果, 不够精确, 且有着明确的前提条件. 在 Basko 等 [25] 文献原文中提到: "By solving Eq. (41) for a **uniform stationary cylinder** of radius R, one readily calculates the **total alpha energy** fraction deposited **in the cylinder**……", 这里明确说明了所推导出来的能量沉积系数是基于均匀稳态柱型结构, 并且表征的是沉积于整个圆柱体内部的总能量. 也就是说, 这个系数是没有分布的积分结果, 用于零维模型或解析模型尚可, 应用于一维模型则可能高估了磁场的作用.

另一原因, 在于本文物理模型中未考虑辐射输运项, 导致磁通减少后, 相应的流体部分被压缩的更紧, 从而使轴心区域温度升的更高, 而此时轴向磁场抑制了径向热扩散, 轴心的高温无法向外传导, 加上聚变反应截面随温度升高非常敏感, 因此计算得到的聚变产额可能会偏高, 要更准确地描述这一过程, 需要未来逐步增加辐射输运的物理模型.

本文的工作有助于加深对 MagLIF 过程中关于磁场压缩和损失阶段的物理图像和认知的理解, 对于未来实验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, 本文的物理模型也需进一步完善激光预加热、辐射输运等方面内容, 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] Gao Z 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 153
[2] Zhang T Y, Chen R 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 125201 (in Chinese) [章太阳, 陈冉 2017 物理学报 **66** 125201]
[3] Kazuhiko Horioka 2018 *Matter Radiat. Extremes* **3** 12
[4] Kawata S, Karino T, Ogoyski A I 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 89
[5] Chen Y Y, Bao X H, Fu P, Gao G 2019 *Chin. Phys. B* **28** 015201
[6] Zhang Y K, Zhou R J, Hu L Q, Chen M W, Chao Y 2018 *Chin. Phys. B* **27** 055206
[7] Liu D Q, Zhou C P, Cao Z, Yan J C, Liu Y 2003 *Fusion Eng. Des.* **66** 147
[8] Liu D Q, Lin T, Qiao T, Li Q, Li G S, Bai G Y, Ran H, Cao Z, Cai L J, Zou H, Li Y 2015 *Fusion Eng. Des.* **96** 298
[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] Paradela J, García-Rubio F, Sanz J 2019 *Phys. Plasmas* **26** 012705
[15] Perkins L J, Logan B G, Zimmerman G B, Werner C J 2013 *Phys. Plasmas* **20** 072708

[16] Slutz S A, Vesey R A 2012 *Phys. Rev. Lett* **108** 025003
[17] 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
[18] Slutz S A 2018 *Phys. Plasmas* **25** 082707
[19] Gomez M R, Slutz S A, Sefkow A B, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett* **113** 155003
[20] Awe T J, McBride R D, Jennings C A, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett* **111** 235005
[21] Seyler C E, Martin M R, Hamlin N D 2018 *Phys. Plasmas* **25** 062711
[22] Shipley G A, Awe T J, Hutsel B T, Slutz S A, Lamppa D C, Greenly J B, Hutchinson T M 2018 *Phys. Plasmas* **25** 052703
[23] Gourdain P A, Adams M B, Davies J R, Seyler C E 2017 *Phys. Plasmas* **24** 102712
[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] Basko M M, Kemp A J, Meyer-ter-Vehn J 2000 *Nucl. Fusion* **40** 59
[26] Braginskii S I 1965 *Reviews of Plasma Physics* (New York: Consultants Bureau) p205.

Evolution characteristic of axial magnetic field and Nernst effect in magnetized liner inertial fusion*

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

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

(Received 28 December 2020; revised manuscript received 2 February 2021)

Abstract

Axial magnetic field is one of the main parameters of magnetized liner inertial fusion (MagLIF), which is greatly different from other traditional inertial confinement fusion configurations. The introduce of axial magnetic field dramatically increases energy deposit efficiency of alpha particles, when initial B_z increases from 0 to 30 T, the ratio of deposited alpha energy rises from 7% to 53%. In the MagLIF process, the evolvement of magnetic flux in fuel can be roughly divided into three main stages: undisturbed, oscillation, and equilibrium. The distributions and evolution characteristic of axial magnetic field are both determined by the liner conductivity, fuel conductivity, and the fluid dynamics. The pressure imbalance between fuel and liner, caused by laser injection, is the source of fluid oscillation, which is an intrinsic disadvantage of laser preheating method. This fluid oscillation does not lead the magnetic flux to decrease monotonically in the fuel during implosion process, but oscillate repeatedly, even increase in a short time. Nernst effect plays a negative role in MagLIF process. As initial axial magnetic field decreases from 30 to 20 to 10 T, the Nernst effect causes magnetic flux loss to increase from 28% to 44% to 73% correspondingly, and the deposited alpha energy ratio drops from 44% to 27% to 4% respectively. So the initial magnetic field is supposed to be moderately high. The radial distribution of temperature in fuel should be as uniform as possible after preheating, which is helpful in reducing the influence of Nernst effect. Compared with Nernst effect, the end loss effect is much responsible for rapid drawdown of fusion yield. A large number of physical images are acquired and summarized through this work, which are helpful in understanding the process of magnetic flux compression and diffusion in MagLIF process. The simulation can act as a powerful tool and the simulation results can serve as a useful guidance for the future experimental designs.

Keywords: MagLIF, axial magnetic field, Nernst effect

PACS: 52.57.Kk, 52.58.Lq, 52.30.Cv **DOI:** 10.7498/aps.70.20202215

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11205145, 12075226, 21805262).

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