

锥形腔等离子体压缩的磁流体模拟

杨政权 李成 雷奕安

Magnetohydrodynamic simulation of conical plasma compression

Yang Zheng-Quan Li Cheng Lei Yi-An

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 205201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.205201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.205201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I20>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

真空二极管辐射微波的机理分析

[Analysis on mechanism of radiating microwave from vacuum diode](#)

物理学报.2016, 65(14): 145202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.145202>

使用基于动态程序规划的时间延迟法分析直线磁化等离子体漂移波湍流角向传播速度和带状流结构

[Analysis on the azimuthal velocity fluctuation of drift-wave turbulence and zonal flow via dynamic programming based time-delay estimation technique in a linear magnetized plasma device](#)

物理学报.2014, 63(18): 185201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.185201>

磁场剪切对离子温度梯度模带状流产生的影响

[Magnetic shear effect on zonal flow generation in ion-temperature-gradient mode turbulence](#)

物理学报.2011, 60(8): 085202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.085202>

锥形腔等离子体压缩的磁流体模拟

杨政权 李成 雷奕安[†]

(北京大学物理学院, 北京 100871)

(2016年4月13日收到; 2016年8月2日收到修改稿)

锥形腔内爆压缩是一种新的产生高温高压等离子体的方式, 在常规压强驱动下可以实现 10^6 — 10^9 的体积压缩比, 温度达到10 eV以上. 为了进一步快速压缩升温, 并引入磁场约束能量, 我们提出了在流体驱动压缩末端使用 θ 箍缩的办法, 以产生更高温度和密度的等离子体. 我们采用磁流体模拟, 对锥形腔内只有流体驱动、只有 θ 箍缩和同时有流体驱动和 θ 箍缩的混合压缩三种压缩方式进行二维数值计算, 结果显示混合压缩能够显著改善压缩和能量约束, 产生更高温度的等离子体. 模拟还分析了不同参数对混合压缩的影响.

关键词: θ 箍缩, 流体驱动压缩, 二维磁流体数值模拟

PACS: 52.55.Ez, 52.25.Xz, 52.30.Cv

DOI: 10.7498/aps.65.205201

1 引言

内爆压缩是实现高温高压以及高密度的一种重要方式, 在很多领域有广泛的应用. 在惯性约束聚变中, 利用大功率激光产生的X射线压缩靶丸, 驱动靶丸球形内爆, 以达到点火条件^[1,2]. 在磁化靶聚变中, 也利用柱形套筒内爆压缩的方式, 压缩磁化靶升温到聚变条件^[3]. 内爆产生的各向同性高温高压条件, 也可以用于研究物质在极端条件下的状态方程.

定义径向压缩比 $\alpha \equiv r_0/r_f$, 其中 r_0 是初始半径, r_f 是压缩结束时的半径, 对于柱形压缩体积压缩比为 α^2 , 对于球形压缩体积压缩比为 α^3 . 在惯性约束聚变中, 体积压缩比约为 10^3 . 在固体套筒压缩中已实现了10—20的径向压缩比^[4], 而通过液体套筒可以实现30左右的径向压缩比^[5]. 磁化靶聚变中多使用电磁驱动的方式^[6,7], 可以相对降低成本. 内爆压缩过程通常具有破坏性, 对实验提出了挑战. 我们提出的锥形腔液态金属压缩方案, 成本低, 实验条件温和^[8]. 理论分析结果显示^[9], 该方案可以实现100以上的径向压缩比, 体积压缩比超过 10^6 , 最终温度可达10 eV量级. 然而在压缩的末段, 等离子体由于和壁的相互作用, 能量损失

严重, 阻碍温度进一步上升. 在等离子体中加入磁场是抑制等离子体和壁之间热输运的常用方法^[10]. 为了提高锥形腔压缩的最终温度, 我们提出如下改进方案: 在压缩开始之前, 在锥形腔中加入沿对称轴方向的初始磁场; 当锥形腔内的气体被压缩到电离后, 触发锥形腔顶部的 θ 箍缩线圈, 利用 θ 箍缩进一步压缩和加热等离子体. 实验装置如图1所示. 本文将通过数值模拟的方式, 对流体驱动和 θ 箍缩对锥形腔内等离子体压缩进行研究.

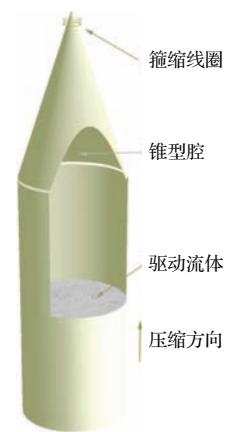


图1 锥形腔内驱动流体和 θ 箍缩共同压缩装置示意图
Fig. 1. Synergistic compression of fluid-driving implosion and theta pinch in a conical cavity.

[†] 通信作者. E-mail: yalei@pku.edu.cn

2 数值模型

本文使用了USim程序分别对金属流体驱动的锥形压缩, 锥形腔 θ 箍缩, 以及使用 θ 箍缩改善的流体驱动混合压缩, 三种情况进行数值模拟. USim是一个等离子体流体模拟框架, 基于欧拉网格, 利用有限体积法求解双曲型守恒形式的方程组^[11]. USim将方程解耦为双曲型和椭圆型两部分. 流量通量可以使用local Lax, HLLC, HLLC等方式计算. 而方程中的黏滞项、扩散项等非理想部分可以作为源项加到双曲部分上. 本文在模拟中使用了双温磁流体模型, 将 θ 箍缩线圈产生的电场、磁场以源的形式添加到守恒形式的双温磁流体方程中.

如图2所示, 模拟区间为高为9.8 cm, 底部半径为4.8 cm的锥形腔. 在锥形腔内部填充初始温度为 10^5 K, 初始密度为 10^{25} m^{-3} 的氢等离子体. 由金属流体驱动锥形压缩的零维非绝热模型^[9]可知, 压缩过程可以分为两个阶段. 在初始阶段, 由于气体压强远小于流体驱动压强, 压缩过程中驱动流体受到的阻力很小, 此时金属流体在锥形腔内由于腔的汇聚温和地加速, 此过程大约持续10 ms. 第二阶段, 当等离子体压强接近驱动压强之后, 压缩做功的功率迅速增大, 驱动流体的动能迅速地转化为被压缩气体的内能. 随着气体温度升高, 气体被电离成等离子体. 此过程中驱动流体迅速减速, 时间尺度大约为几十微秒. 考虑到 θ 箍缩的时间尺度为

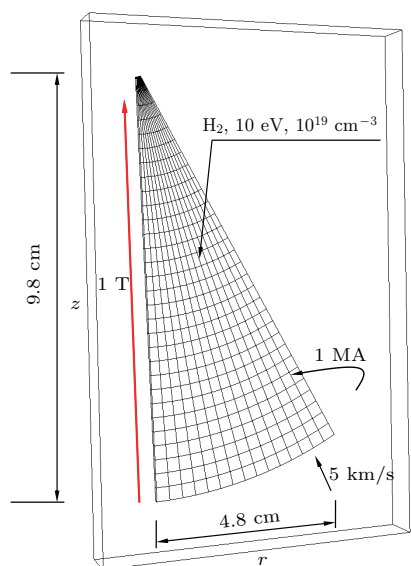


图2 模拟区域的参数和网格设置

Fig. 2. Parameters and grid layout of the simulation region.

微秒量级, 远远小于流体压缩的时间尺度, 因此在 θ 箍缩过程中, 可以认为驱动流体的压缩速度近似不变. 同时为了避免处理驱动流体和等离子体的边界问题, 模拟区选为锥形腔顶部驱动流体尚未到达的部分, 这样模拟区底部的边界条件可以近似为恒定的入流边界条件. 这在一定程度上弱化了驱动流体的压缩效应. 入流速度在模拟中设为5 km/s. 对于锥形腔 θ 箍缩和含流体驱动的 θ 箍缩模拟, 初始时刻在 z 方向设有1 T的种子磁场, θ 箍缩的环向电流为1 MA. θ 箍缩线圈的长度为9.8 cm, 覆盖整个模拟区间. 线圈各处半径相同, 为4.8 cm. 模拟中忽略了放电过程中线圈电流对等离子体的响应, 将线圈放电电流近似为关于时间的正弦函数, 1/4周期为4 μs . 电流达到最大后以指数衰减.

等离子体和壁的相互作用是压缩过程中热损失的主要途径. 等离子体温度较高时, 驱动流体的上表面和壁表面由于烧蚀形成等离子体, 因此在接触边界, 等离子体性质从稠密等离子体跨越到液态或者固态, 其状态参量分布和物理性质都非常复杂, 难以通过边界条件的形式在磁流体模拟中进行描述. 而热损失的特征时间直接影响到模拟结果的可信度. 为了估算热损失的影响, 我们使用MULTI1D^[12]程序对一个简化的等离子体和金属壁之间的热传导过程进行一维模拟. 考察一个半径为10 cm的金球壳. 这里用金代替了实验中使用的驱动流体铅铋合金以及不锈钢锥形腔. 金球壳的温度为450 K, 球壳内等离子体温度为30 eV, 数密度为 10^{25} m^{-3} . 等离子体和金球壳的温度随时间的演化如图3所示. 图中不同的曲线表示不同半径处的温度, 下降的曲线表示的是等离子体温度, 上升

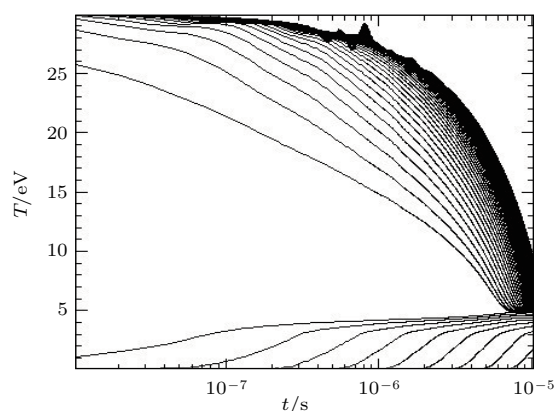


图3 金球壳和等离子体的温度随时间的演化

Fig. 3. Time evolution of the temperature of Au shell and plasma.

的曲线表示的是金球壳的温度. 可以发现在 $2.4 \mu\text{s}$ 时等离子体温度下降约 $1/3$, 在 $10 \mu\text{s}$ 左右等离子体完全冷却. 为了使磁流体模拟结果可信, 要求模拟时间小于由边界热传导引起的热损失的特征时间, 因此模拟时间被限制在 $2.4 \mu\text{s}$.

3 模拟结果和分析

图 4 展示了只有流体驱动的压缩、只有 θ 箍缩压缩以及同时存在流体驱动压缩和 θ 箍缩三种情况等离子体的温度和密度随时间的演化, 选取的时间范围为 $2.4 \mu\text{s}$. 只有流体驱动时压缩过程是球对称的, 由于流体驱动压缩的过程比 θ 箍缩平缓很多, $2.4 \mu\text{s}$ 时密度和温度的提升并不明显, 最高温度 $1.6 \times 10^5 \text{ K}$, 最大数密度为 $1.3 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$. 在只有 θ 箍缩的情形中, 由于锥形腔位形的影响, 等离子体在轴向和径向发生压缩的同时, 在磁压梯度的驱动下向锥底部运动. 在 $1 \mu\text{s}$ 时等离子体在轴向和径向的压缩达到最大, 随后经过反弹并逐渐达到稳定. 相比于流体压缩, θ 箍缩提高了压缩后等离子体的温度和密度, $2.4 \mu\text{s}$ 时最高温度 $3.2 \times 10^5 \text{ K}$, 最大数密度为 $2.3 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$.

在加入流体驱动后, 等离子体温度剖面的演化和只有 θ 箍缩时有比较明显的区别. 在锥底部的流体入流界面, 等离子体温度升高最快. 这是由于入流界面处, 等离子体在磁压和入流流体的挤压下, 磁能和入流流体的动能迅速转化为内能. 随着等离子体的径向压缩, 并且等离子体径向收缩的速度远大于锥底的入流速度, 靠近锥壁处等离子体密度迅速降低, 离对称轴较远处入流流体对等离子体的挤压减弱, 从而温度快速升高的区域也径向收缩, 并在轴向扩展, 最后在锥底对称轴位置形成一片高温区域. 此外, 如图 5 所示, 在只有 θ 箍缩的情况下, 加热过程主要发生在 $1.4 \mu\text{s}$ 之前, 而在加入流体驱动后, 等离子体的加热时间延长, 而且温度升高有加快的趋势, $2.4 \mu\text{s}$ 时等离子体最高温度为 $1.23 \times 10^6 \text{ K}$, 最大数密度为 $3.8 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$. 流体驱动和 θ 箍缩共同压缩时, 等离子体能量的增加超过了二者分别压缩时能量增加之和.

由于在锥底设的是恒定入流速度, 而在实际的流体驱动中, 随着后期等离子体温度和压强的增大, 流体减速的效应不能忽略, 同时等离子体通过与壁相互作用损失能量, 之后温度的变化将偏离之前的增长趋势. 为了讨论入流速度对混合压缩的影

响, 我们模拟了在不同的入流速度下等离子体最高温度的变化. 如图 6 所示, 不同入流速度下, 等离子体的温度曲线和入流动能密度 E_k 与初始磁能密度 E_B 的比值曲线基本符合, 当 E_k/E_B 较小时, 流体驱动对等离子体的温度升高影响较小, 结果趋于只有 θ 箍缩的情况. 因此, 随着驱动流体减速, 由入流动能带来的温度升高将会减弱.

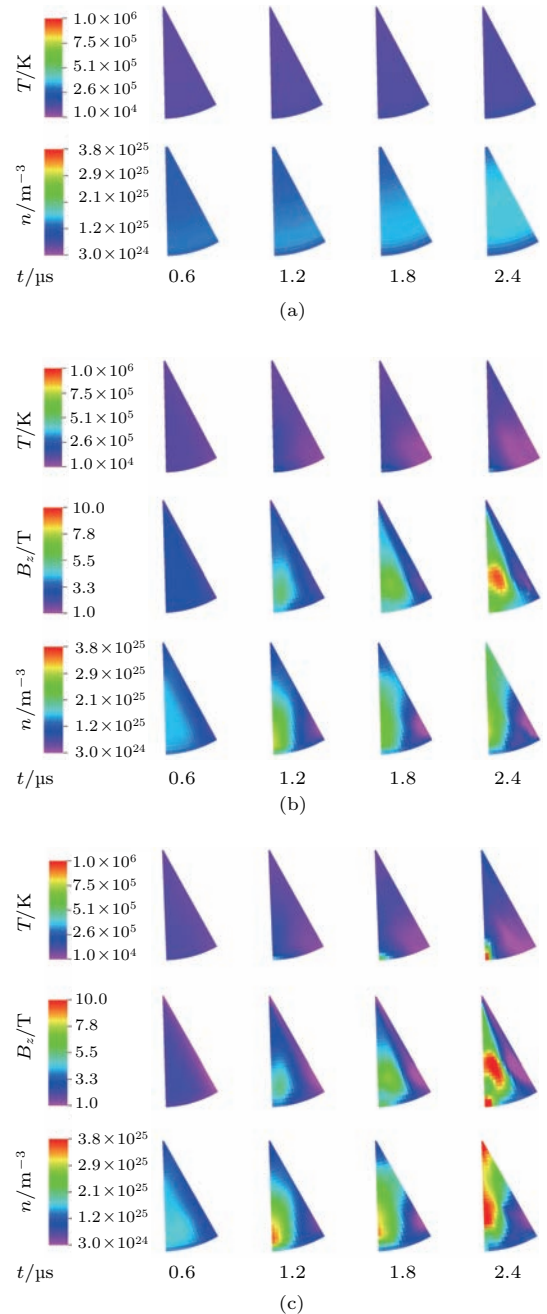


图 4 (网刊彩色) 三种情况下锥形腔压缩的等离子体温度、 Z 方向磁场、密度随时间的演化 (a) 只有流体驱动; (b) 只有 θ 箍缩; (c) 同时有流体驱动和 θ 箍缩

Fig. 4. (color online) Time evolution of plasma temperature, magnetic field in z direction and density in conical compression with (a) fluid-drive only, (b) theta pinch, (c) synergic compression of fluid-drive and theta pinch.

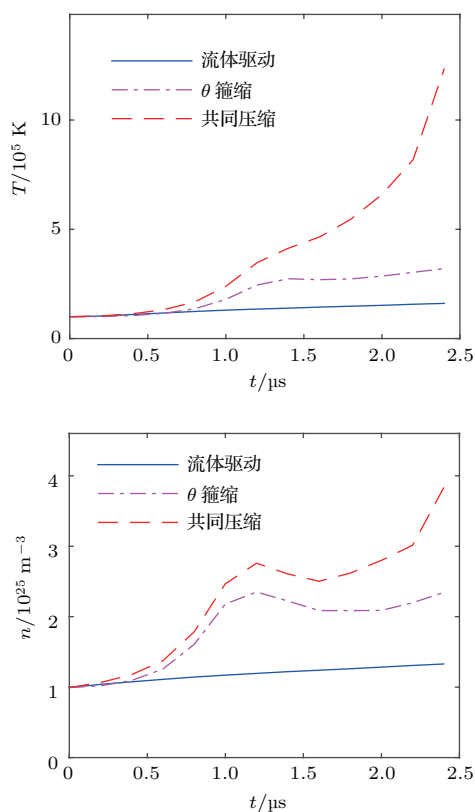


图5 (网刊彩色) 三种压缩情况中等离子体最高温度和最高密度随时间的演化

Fig. 5. (color online) Time evolution of maximum plasma temperature and density in three scenarios.

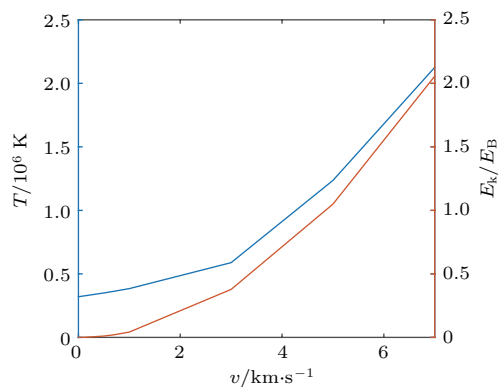


图6 (网刊彩色) 入流速度 v 不同时, 入流动能密度 E_k 和初始磁能密度 E_B 的比值, 以及等离子体在 $2.4 \mu\text{s}$ 时的最高温度 T

Fig. 6. (color online) Maximum temperature of plasma at $2.4 \mu\text{s}$ with different driving velocities, compared with the ratio of driving kinetic energy density and initial magnetic field energy density.

进一步细致的模拟, 需要采用多流体模型同时计算驱动流体和等离子体的演化. 由于驱动流体和等离子体的密度存在近 10^5 倍的差距, 在等离子体和驱动流体界面不连续. 随着等离子体的压缩, 模拟区内有效网格数将大量减少, 固定的欧拉网格将不足以保证计算的精度. 这些都需要进一步的工作.

4 结 论

本文在流体驱动锥形腔高体积压缩比实现高温高压实验方案的基础上, 提出了在流体驱动压缩后期加入 θ 箍缩以进一步提高等离子体温度的改进方案. 并对纯流体驱动压缩、 θ 箍缩、流体驱动和 θ 箍缩混合压缩进行了数值模拟. 发现纯流体驱动压缩过程中, 等离子体温度和压强上升较为平缓, 但能改进 θ 箍缩的压缩. 通过入流流体压强和锥形腔内 θ 箍缩产生的磁压的共同挤压, 磁能和入流等离子体的动能迅速转化为等离子体的内能, 入流边界的等离子体迅速加热. 在混合压缩过程中, 等离子体内能的增加超过了 θ 箍缩和流体驱动压缩分别产生的内能增加之和. 同时与 θ 箍缩相比, 等离子体加热的时间也有所延长. 在流体驱动强度对混合压缩的影响研究中发现, 入流流体的动能密度与被压缩等离子体的初始磁能密度的比值较大时, 流体驱动对 θ 箍缩的改善更显著.

参考文献

- [1] Lindl J 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [2] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Haan S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
- [3] Turchi P J 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 52
- [4] Degnan J H, Taccetti J M, Cavazos T, et al. 2001 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **29** 93
- [5] Turchi P J, Cooper A L, Ford R D, Jenkins D J, Burton R L 1980 *Proceedings of the Second International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics* New York, USA, p375
- [6] Degnan J H, Lehr F M, Beason J D, et al. 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 98
- [7] Garanin S F, Mamyshev V I, Yakubov V B 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 2273
- [8] Li C, Chen J, Lei Y 2016 *J. Fusion Energy.* **35** 776
- [9] Li C, Lei Y 2016 *J. Fusion Energy.* **35** 758
- [10] Reinovsky R E, Chrien R E, Christian J M, et al. 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1953
- [11] Loverich J, Zhou S C D, Beckwith K, Kundrapu M, Loh M, Mahalingam S, Stoltz P 2013 *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition Grapevine* (Dallas/Ft. Worth Region) Texas, 7–10 January, 2013 p1185
- [12] Atzeni S 1987 *Plasma Phys. Contr. F* **29** 1535

Magnetohydrodynamic simulation of conical plasma compression

Yang Zheng-Quan Li Cheng Lei Yi-An[†]

(School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 13 April 2016; revised manuscript received 2 August 2016)

Abstract

Low density gas conical implosion can produce high density plasmas with a volume compression ratio of 10^6 to 10^9 , and a temperature over 10 eV. As the temperature is limited by the plasma-wall interaction, to further increase the density and temperature and confine the plasma energy, we use a theta pinch at the top of the imploding cone. A conical magnetohydrodynamic simulation method is used to calculate the properties of the plasma, in which three cases, i.e., pure conical fluid compression, pure theta pinch, and synergic compression of fluid compressing and theta pinch, are calculated in a two-dimensional conical geometry. Simulation shows that synergic compression can improve the energy confinement and efficiently raise the temperature of the plasma. Different parameter combinations are calculated to find the optimum performance.

Keywords: θ pinch, fluid-drive compression, two-dimensional magnetohydrodynamics simulation

PACS: 52.55.Ez, 52.25.Xz, 52.30.Cv

DOI: [10.7498/aps.65.205201](https://doi.org/10.7498/aps.65.205201)

[†] Corresponding author. E-mail: yalei@pku.edu.cn