

## 磁场对激光驱动的喷流演化影响的二维数值研究

孙伟 吕冲 雷柱 王钊 仲佳勇

### Two-dimensional numerical study of effect of magnetic field on evolution of laser-driven jets

Sun Wei Lü Chong Lei Zhu Wang Zhao Zhong Jia-Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 097501 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230197

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230197>

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

#### 磁场对激光驱动Kelvin-Helmholtz不稳定性影响的二维数值研究

Two-dimensional numerical study of effect of magnetic field on laser-driven Kelvin-Helmholtz instability

物理学报. 2020, 69(24): 244701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201167>

#### 磁场对激光驱动Rayleigh-Taylor不稳定性影响的数值研究

Numerical study of effect of magnetic field on laser-driven Rayleigh-Taylor instability

物理学报. 2022, 71(15): 154701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220362>

#### 电流连续的细导体段模型的磁场及电感

Magnetic field and inductance of filament conductor segment model with current continuity

物理学报. 2020, 69(3): 034101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191212>

#### 不同外加磁场中Kaplan-Shekhtman-Entin-Wohlman-Aharony相互作用对量子失协非马尔科夫演化的影响

Effects of Kaplan-Shekhtman-Entin-Wohlman-Aharony interaction on quantum discord of non-markovian dynamics under different magnetic fields

物理学报. 2021, 70(22): 223401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211277>

#### 磁化同轴枪操作参数对球马克产生及等离子体特性的影响

Effects of magnetized coaxial plasma gun operation on spheromak formation and plasma characteristics

物理学报. 2021, 70(20): 205202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210709>

#### 高温等离子体中太赫兹波的传输特性

Transmission characteristics of terahertz wave in high temperature plasma

物理学报. 2018, 67(17): 174101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180647>

## 磁场对激光驱动的喷流演化影响的二维数值研究\*

孙伟<sup>1)2)</sup> 吕冲<sup>2)†</sup> 雷柱<sup>3)</sup> 王钊<sup>2)</sup> 仲佳勇<sup>1)4)‡</sup>

1) (北京师范大学天文与天体物理前沿科学研究所, 北京 102206)

2) (中国原子能科学研究院核物理研究所, 北京 102413)

3) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

4) (北京师范大学天文系, 北京 100875)

(2023年2月14日收到; 2023年3月14日收到修改稿)

喷流的触发机制、准直传输和稳定性一直是天体物理学的研究热点. 近年通过观测和实验室研究发现磁场在喷流准直传输和加速中起着关键作用. 本文利用开源的辐射磁流体模拟程序 FLASH 对强激光驱动聚苯乙烯 (CH) 平面靶产生的靶前喷流进行了二维的数值模拟, 系统地考察和比较了 Biermann 自生磁场以及不同方向、不同初始强度的外加磁场对喷流演化的动力学. 模拟结果表明 Biermann 自生磁场不会影响喷流的界面动力学, 而外加磁场对等离子体出流具有重定向作用, 平行于靶前等离子体出流中心流向的外加磁场有助于喷流的产生和准直传输. 其形成和演化过程是等离子体热压、磁压以及冲压三者相互竞争的结果. 在受力方面, 在喷流演化过程中等离子体热压梯度和磁压力起决定性作用. 研究结果为后续开展和喷流相关的实验研究提供借鉴, 也有助于加深对天体喷流演化的理解.

**关键词:** 强激光, 磁场, 喷流**PACS:** 75.40.Mg, 52.30.Cv, 47.60.Kz, 97.21.+a**DOI:** 10.7498/aps.72.20230197

## 1 引言

天体喷流是天体物理系统中喷射的高度准直传输的超声速等离子体束流, 它广泛存在于原初恒星天体 (YSO)、脉冲星风星云、活动星系核和伽马射线暴等各种天体环境之中<sup>[1-4]</sup>. 从传播速度上可将天体喷流划分为相对论喷流 (洛伦兹因子  $\gamma > 1$ ) 和非相对论喷流 ( $\gamma < 1$ ), 天文观测发现银河系内的喷流一般为非相对论的. 由于喷流可以提取、转移吸积盘内侧边缘的角动量和能量, 对恒星的形成和演化发挥着至关重要的作用<sup>[5,6]</sup>. 具有代表性的是由 YSO 和周围星际介质相互作用形成的非相对

论的 Herbig-Haro (HH) 天体喷流, 其典型特征是高度准直且长距离传播, 如 HH 110 喷流速度达 200 km/s, 马赫数  $Ma \approx 20-200$ , 长度约  $10^{10}$  km<sup>[7]</sup>. 近半个世纪以来, 喷流的触发机制、准直传输以及相关的流体力学不稳定性一直是天体物理的研究热点. 研究人员提出, 影响喷流的准直传输可能涉及多种因素, 包括辐射冷却效应、磁场以及周围的星际介质作用等<sup>[8-10]</sup>. 近年越来越多的研究表明, 磁场在喷流动力学演化中起到关键作用<sup>[11,12]</sup>.

在理论研究方面, 目前关于天体喷流演化的理论模型, 受到普遍认可的是 1982 年由 Blandford 等<sup>[8]</sup>首次提出的磁离心力模型. 此模型认为靠近喷流起源位置的极向磁场与喷流前端周围的环向磁

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12205382, U2267204, 12005305)、中国科学院战略性先导研究计划 (批准号: XDA25030700) 和中国原子能科学研究院核物理研究所所长基金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lvchong@ciae.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: jyzhong@bnu.edu.cn

场在其产生及准直传输过程中发挥着重要作用. 磁离心力模型首次被应用于解释活动星系核中大质量黑洞中心喷流的产生过程, 随后研究者发现其对解释 HH 天体喷流的产生方面仍然适用. 但目前关于环向磁场和极向磁场在喷流演化过程的贡献比率尚无定论, 鉴于天体喷流自身结构的复杂性, 单纯依赖天文观测建立起来的模型还存在一定争议.

对特定天体喷流的观测存在观测时间和观测角度的局限性, 而实验室实验则没有这样的限制, 这些天体物理现象虽然不能在实验室中被直接再现, 但可以对驱动其形成和演化的物理机制进行详细研究. 近年来, 随着强激光装置以及高能量密度物理 (HEDP) 研究的发展, 结合 Ryutov 等 [13,14] 的标度变换理论, 人们可以在实验室内基于激光-等离子体相互作用产生存在于类似天体中的极端环境, 为天体喷流的准直传输等热点问题的研究提供了一个系统的、可重复的实验平台 [15-17]. 目前, 基于美国 OMEGA 准装置、法国 LULI 装置以及我国的神光系列激光装置已进行了很多和天体喷流相关的实验研究 [17-21]. Albertazzi 等 [16] 利用 LULI 激光装置开展了定标模拟 YSO 喷流的实验研究, 结果表明在极向外加磁场 (平行于靶前喷流传输方向) 作用下, 整个喷流的结构趋于稳定和准直传输. Li 等 [18] 利用 OMEGA 激光束驱动 V 形聚苯乙烯 (CH) 箔, 产生了强磁化的喷流, 定标模拟了蟹状星云喷流, 揭示了蟹状喷流中周期性的方向变化源于磁场和扭结不稳定性共同作用的结果. Lei 等 [11,21] 依托我国神光-II 激光装置, 结合数值模拟针对原初恒星体的大角度喷流在外加极向磁场中的准直和节点结构问题进行了深入研究, 结果表明喷流可在等离子体  $\beta \geq 1$  ( $\beta = P_e/P_B = 8\pi n_e k_B T/B^2$ , 其中  $P_e$  为等离子体热压,  $P_B$  为等离子体磁压,  $n_e$  为电子数密度,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为等离子体温度,  $B$  为磁场强度) 的外加环向磁场环境中实现准直传输, 伴随产生高密度节点结构.

综上所述, 尽管关于磁场对喷流演化动力学影响的研究已取得了阶段性进展. 然而实际天体物理中喷流周围的环境磁场并不一定是单一指向的, 对于不同方向的外加磁场对喷流动力学过程的影响仍需要进一步研究. 此外, 目前研究人员没有从受力的角度来做详细分析, 因此进一步探究磁场对磁化喷流的演化影响仍十分必要. 本研究使用开源辐射磁流体程序 (FLASH) 对激光驱动 CH 平面靶产

生的磁化喷流进行了二维 (2D) 数值研究. 在前人研究的基础上, 重点考察了 Biermann 自生磁场、不同方向和不同强度的外加磁场对喷流的演化影响, 并进行了受力分析. 研究结果可为将来在强激光装置上开展强磁环境磁化喷流实验提供理论指导. 这对深入研究激光驱动的惯性约束聚变也有积极意义, 有助于深入理解天体喷流的演化机理. 本文的结构如下: 第 2 节介绍了理论数值模拟模型, 第 3 节分析了模拟结果, 第 4 节为结论.

## 2 理论模拟模型和实验方案

本文利用的 FLASH 程序是一个开源的、可移植的、模块化的多物理代码程序 [22]. FLASH 具有自适应网格细化 (AMR) 功能, 以及复杂的磁流体动力学 (MHD) 解算器, 同时支持激光射线追踪和辐射扩散. 其中的三温度辐射 MHD 解算器 (3T) 可以计算激光能量沉积、多组辐射扩散、平衡电子、离子和辐射温度, 尤其适用于模拟激光驱动的 HEDP 实验, 包括磁化喷流、MHD 不稳定性等 [12,23]. 模拟中涉及的靶状态方程和不透明度表基于 IONMIX4 数据库 [24].

图 1 所示为初始模拟设置的布置图, 本模拟参照了位于中国原子能科学研究院的天光一号激光装置, 注入的激光总能量  $E_l = 120 \text{ J}$ , 波长  $\lambda_l = 0.248 \mu\text{m}$ , 高斯型激光脉冲的脉宽为  $\tau_l = 20 \text{ ns}$ , 焦斑半高全宽为  $R_l = 50 \mu\text{m}$ , 激光强度约为  $2 \times 10^{13} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ . 2D 模拟区域为  $x$ - $y$  平面, 模拟盒的

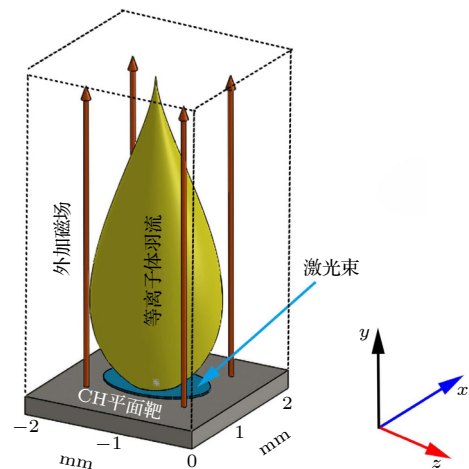


图 1 激光驱动 CH 平面靶产生喷流的初始模拟布置图  
Fig. 1. Initial simulated setup for generating jet using a laser-driven CH flat-target.

尺寸设置为  $L_x \times L_y = 3 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$ , 其最大分辨率为  $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ . 激光从模拟盒子顶部朝  $y$  的负方向正入射到 CH 平面靶, 注入位置为  $(1 \text{ mm}, 0)$ . 本模拟使用了自由流出干扰等离子体的边界条件, 以避免磁场被边界和中心区域反射. 图 1 还给出了靶的结构特征, CH 平面靶厚度为  $2000 \mu\text{m}$ , 面积为  $L_x \times L_y = 2000 \mu\text{m} \times 120 \mu\text{m}$ , 其初始质量密度为  $1.05 \text{ g/cm}^3$ . 整个模拟区域的其余部分填充有低密度氦气 ( $10^{-6} \text{ g/cm}^3$ ).

在激光驱动 CH 平面靶后, 将产生呈半球形自由膨胀的靶前等离子体出流. 类似 Albertazzi 等<sup>[16]</sup>的工作, 在模拟区域引入与等离子体出流平行的极向外加磁场后, 等离子体出流将受到极向磁场的箍缩和准直作用, 形成喷流结构<sup>[17]</sup>. 这里将激光驱动的喷流类比为 YSO 喷流, 引入的外加极向磁场类比为星际介质中的环境磁场. 在 FLASH 中, 可以在激光加载之前以添加永磁体的方式设置外加磁场, 从而使磁场充满模拟区域. 在二维  $x-y$  平面中, 可以分别或同时设置  $x$  和  $y$  方向上的外加磁场. 本

研究中的模拟涉及 7 种情况, 所有算例均考虑了 Biermann 自生场. 1)–5) 外加磁场与喷流生长方向平行, 即与  $y$  方向夹角  $\alpha = 0^\circ$ , 其中 1) 对应无外加磁场情况; 2)–5) 分别对应  $y$  方向初始外加 1, 10, 20, 30 T 的磁场; 6) 和 7) 分别对应外加磁场与  $y$  方向夹角  $\alpha$  为  $30^\circ$  和  $45^\circ$ , 初始外加磁场强度为 20 T. 通过改变  $\alpha$  角和初始强度, 可以研究不同强度不同方向的外加磁场对磁化喷流的演化影响.

### 3 模拟结果分析

图 2 所示为不同外加磁场的情况下, 在 2.5–7.5 ns 期间的电子密度分布. 这里以激光脉冲注入的时刻为零时刻, 每一行对应一种外加磁场情况, 分别对应无外加磁场情况、外加磁场与  $y$  方向夹角  $\alpha$  为  $30^\circ$  和  $45^\circ$ , 初始外加磁场强度均为 20 T. 每一列对应一个时刻, 从左到右分别对应 2.5, 5 和 7.5 ns. 图中横坐标  $X$  和纵坐标  $Y$  对应模拟区域中的  $x$  和  $y$  方向的空间距离. 激光束注入到 CH

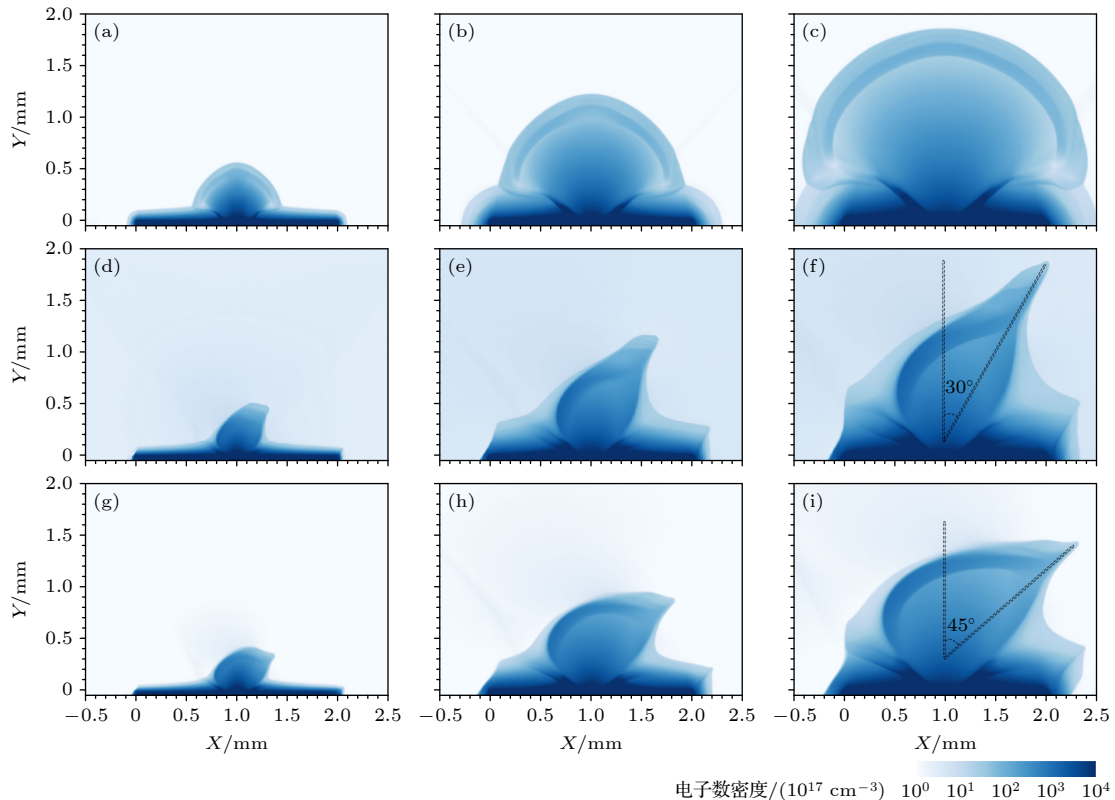


图 2 不同时刻下的电子密度分布, 不同列对应不同时刻, 分别为 2.5, 5 和 7.5 ns; 不同行对应不同磁场情况, 其中 (a)–(c) 无磁场情况; (d)–(f)  $\alpha = 30^\circ$ , 初始外加 20 T 磁场情况; (g)–(i)  $\alpha = 45^\circ$ , 初始外加 20 T 磁场情况

Fig. 2. Snapshots of the electron density distribution at different times. Different columns correspond to different times, 2.5, 5 and 7.5 ns respectively. Different rows correspond to different magnetic fields: (a)–(c) Non-magnetic fields; (d)–(f)  $\alpha = 30^\circ$  with 20 T; (g)–(i)  $\alpha = 45^\circ$  with 20 T.

平面靶后, 将产生靶前等离子体出流. 对比图 2(c), 图 2(f) 和图 2(i) 可以发现, 无外加磁场情况下, 靶前等离子体出流以准半球形自由膨胀, 当引入外加磁场后, 等离子体出流明显受到磁场的影响发生偏转, 偏转程度与  $\alpha$  角呈正相关, 等离子体出流中心轴线近似和外加磁场方向平行, 这表明外加磁场可以显著影响其出流方向.

综上所述, 我们发现磁场的存在可以显著影响靶前等离子体出流的动力学, 尤其是其生长方向. 这里首先分析等离子体自生磁场的贡献, 在激光驱动产生等离子体过程中, 因温度梯度和密度梯度的不一致性会产生热电动势 ( $E = -\frac{\nabla P_e}{en_e}$ , 其中  $e$  表征电子电量), 进而产生热电流并诱发磁场即 Biermann 自生磁场 ( $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{k_B}{en_e} \nabla n_e \times \nabla T_e$ ), 其中  $n_e$  是电子密度,  $T_e$  是电子温度<sup>[25–27]</sup>. Biermann 自生磁场是环形且准稳态的, 主要集中在膨胀等离子体流周围的半球壳上, 其在 FLASH 模拟中可以被自洽地计算, 不是事后进行的估计值. 在二维  $x$ - $y$  平面中, Biermann 自生磁场方向为垂直于纸面的环形分量  $B_z$ . 图 3 给出了 2.5, 5 和 7.5 ns 时刻的 Biermann 自生磁场强度分布, 每一列对应一个时刻, 每一行对应不同外加磁场条件. 其中第一行对应无外加磁场情况, 第二行对应外加磁场与  $y$  方向夹角  $\alpha$  为  $30^\circ$  情况, 初始外加磁场强度为 20 T. 图 3

显示 Biermann 自生磁场主要分布在等离子体流边界处, 随之一起扩散, 呈正负交替分布. 在 7.5 ns 时刻, 两个算例中的 Biermann 自生磁场的最大强度均在 10 T 量级. 尽管在激光注入过程中, Biermann 自生磁场一直存在, 且不局限于靶表面附近区域, 但并未影响靶前等离子体出流的轮廓和演化方向.

结合前面的分析, 外加磁场在靶前等离子体出流传输以及准直的喷流形成过程中起到了主导作用. 图 4 所示为  $t = 5$  ns 时刻的磁场强度分布, 其中图 4(a)–(c) 分别对应无外加磁场情况,  $\alpha$  为  $30^\circ$  且初始外加 20 T 磁场以及  $\alpha$  为  $45^\circ$  且初始外加 20 T 磁场情况. 图 4 中白色线段为磁力线, 颜色表征磁场强度分布情况, 在  $t = 5$  ns 时刻处于靶前等离子体出流自由膨胀阶段. 以图 4(a) 情况为例, 此时磁雷诺数  $R_m = Lv/\eta \approx 1000$ , 即  $R_m \gg 1$ , 这里将 0–30 ns 期间喷流的轴向最大长度  $L$  ( $L = 10$  mm) 作为系统尺度,  $v$  对应等离子体速度,  $\eta$  为磁扩散率. 与此同时, 等离子体  $\beta = P_e/P_B = 8\pi n_e k_B T/B^2 = 2$ . 这说明 0–5 ns 期间热压占主导, 等离子体热压的径向分量能够抵抗磁场, 并将强烈地改变磁场的拓扑结构. 在靠近靶表面位置, 磁场被等离子体出流径向挤压, 在等离子体出流前端, 存在等离子体出流被外加磁场重新定向的趋势. 在等离子体出流和外

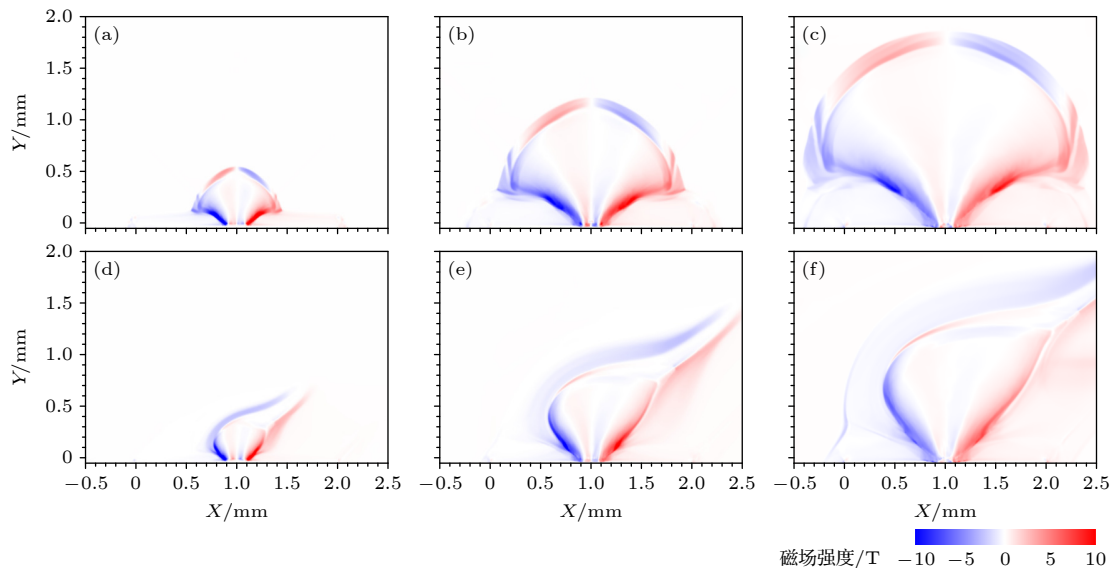


图 3 Biermann 自生磁场的强度分布情况, 不同行表征不同外加磁场情况, 不同列代表不同时刻 (2.5, 5, 7.5 ns) (a)–(c) 无外加磁场; (d)–(f)  $\alpha = 30^\circ$ , 初始外加 20 T 磁场情况

Fig. 3. Snapshots of the distribution of of Biermann self-generated magnetic field. Different rows represent different applied magnetic field conditions, and different columns represent different times (2.5, 5, 7.5 ns): (a)–(c) Absence of an applied magnetic field; (d)–(f)  $\alpha = 30^\circ$  and an initial magnetic field of 20 T applied.

加磁场相互作用过程中, 磁场被显著地挤压和放大, 这主要是一部分等离子体动能转化为了磁场能量. 在  $t = 5 \text{ ns}$  时, 如图 4 所示的 3 种情况下, 外加磁场均被放大了 2 倍, 最大磁场强度  $B_{\text{max}} \approx 40 \text{ T}$ , 主要分布在呈左右对称的抗磁腔附近, 而在抗磁椭球腔内部磁场被排空. 与图 4(a) 相比较, 由于外加磁场的改变, 导致图 4(b) 和图 4(c) 中等离子体出流和外加磁场相互作用区发生改变, 抗磁腔变得不再对称, 且随着  $\alpha$  角逐渐变大, 等离子体出流和外加磁场之间的耦合作用逐渐减弱.

图 5 给出了  $\alpha$  为  $0^\circ$ 、初始外加磁场强度为  $20 \text{ T}$  条件下, 在  $10\text{--}25 \text{ ns}$  期间的电子密度分布. 这里清晰展示了准直喷流的形成过程, 表明当外加磁场与靶前等离子体中心轴线平行时, 可以显著准直靶前等离子体出流. 如图 5(a) 所示, 在  $t = 10 \text{ ns}$ , 等离子体出流前端平均运动速度  $v = 295 \text{ km/s}$ , 此时声速  $v_s = (\gamma Z k_B T / m_i)^{1/2} = 105 \text{ km/s}$ , 其中  $\gamma$  为绝热指数,  $Z$  为等离子体平均电荷态,  $T$  为等离子体温度,  $m_i$  为离子平均质量. 这表明等离子体出流外边界处的锥形结构为激波, 在以超音速运动. 参照

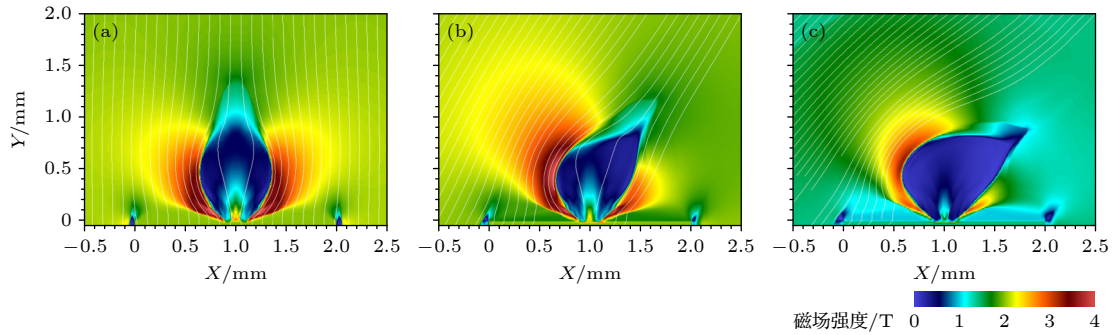


图 4  $t = 5 \text{ ns}$  时刻外加磁场强度分布 (a)  $\alpha = 0^\circ$ ; (b)  $\alpha = 30^\circ$ ; (c)  $\alpha = 45^\circ$

Fig. 4. Distribution of applied magnetic field strength at  $t = 5 \text{ ns}$ . (a), (b) and (c) respectively correspond to  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\alpha = 30^\circ$  and  $\alpha = 45^\circ$  case.

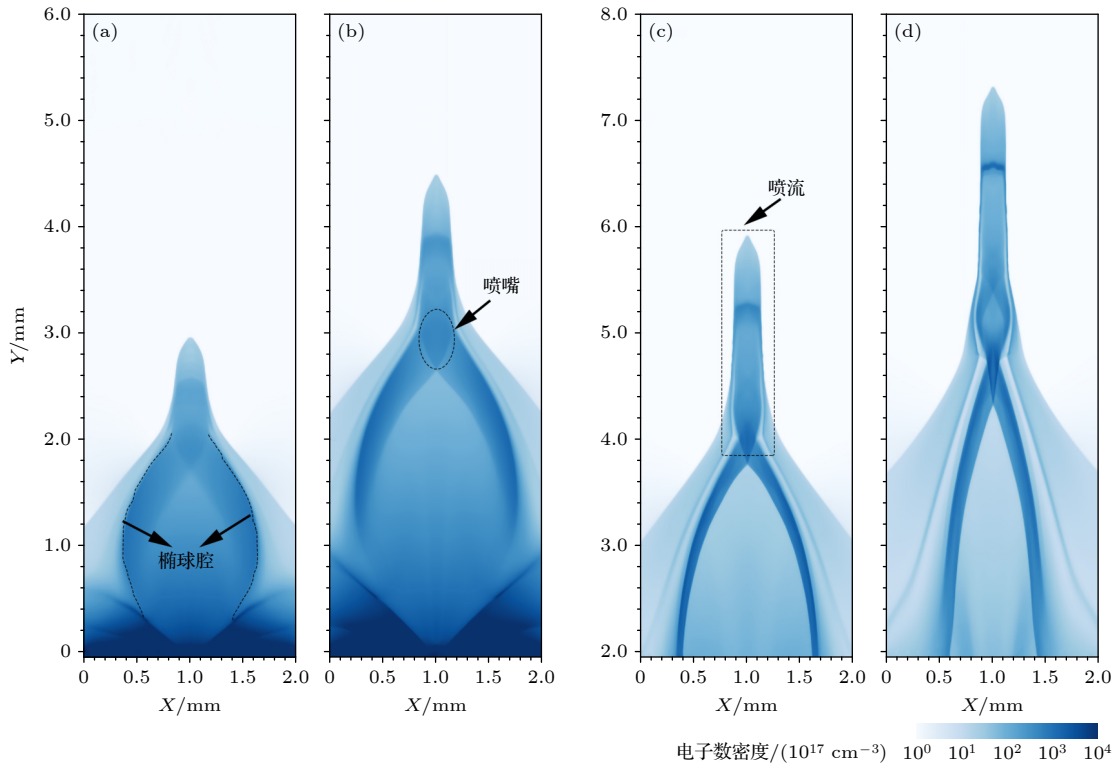


图 5  $\alpha = 0^\circ$ 、初始外加  $20 \text{ T}$  磁场条件下, 不同时刻的电子密度分布情况 (a)—(d) 分别对应  $10, 15, 20$  和  $25 \text{ ns}$

Fig. 5. Snapshots of the electron density distribution at the different times under the condition of  $\alpha = 0^\circ$  and initial applied  $20 \text{ T}$ : (a)—(d) corresponds to  $10, 15, 20$  and  $25 \text{ ns}$  respectively.

图 5(a)—(c), 可以将喷流的演化分为 3 个阶段. 在第 1 阶段, 如图 5(a) 显示, 在 0—10 ns, 等离子体出流受到外加磁场影响形成椭球形空腔, 在腔壁附近存在密度堆积区, 其径向宽度约 1.2 mm, 轴向高度约 1.7 mm. 在无外加磁场时, 靶前等离子体出流以准半球形自由膨胀, 在有外加磁场且  $\alpha = 0^\circ$  时靶前等离子体出流将逐渐发展产生椭球空腔结构, 这是外加磁场和自身等离子体出流相互耦合的结果. 外加磁场对靶前等离子体出流具有重定向的作用. 在第 2 阶段, 后续等离子体流不断在椭球腔上端汇聚, 逐渐形成锥形激波即喷嘴结构, 其典型结构如图 5(b) 所示, 在图 5(a) 中椭球腔上端, 锥形喷嘴结构也已基本形成. 在第 3 阶段, 后续等离子体出流不断在喷嘴处汇聚、折射, 形成了沿  $y$  轴方向传输的喷流结构, 如图 5(c) 所示. 在  $t = 25$  ns 时刻, 整个喷流的最大径向宽度为 0.95 mm, 轴向高度为 7.3 mm, 即长径比约为 7.65. 此外, 通过对比图 5(c) 和图 5(d) 可以看到, 喷流充分发展过程中有多个节点状结构, 且在节点附近出现密度堆积区, 这主要是受到了轴向外加磁场影响, 更详细的对比讨论将在磁场分析部分进行.

图 6 所示为  $\alpha = 0^\circ$  时, 初始外加 20 T 磁场条件下不同时刻的磁场强度分布, 图 6(a)—(d) 分别对应  $t = 10, 15, 20$  和 25 ns 时刻. 结合图 5(a), 图 6 显示外加磁场主要和靶前等离子体出流在演化初期发生强耦合作用. 在等离子体出流前端, 由于等离子体冲压作用, 环境磁场被部分排空 ( $B \approx 10$  T), 抗磁椭球腔内部的磁场则完全被排空. 如图 6(a) 所示在抗磁椭球腔外边界附近, 外加磁场被显著地压缩和放大, 形成强磁场区, 其最大磁场强度  $B_{\max} \approx 40$  T. 对于图 6(c), 在  $t = 20$  ns 时喷流已经充分形成, 此时磁雷诺数  $R_m = Lv/\eta \approx 1000$ , 电子拉莫尔半径  $r_{Le} = (vm_e/eB) = 4.2 \mu\text{m}$  (其中  $v$  为等离子体速度,  $m_e$  为电子质量), 离子拉莫尔半径  $r_{Li} = 7.5$  mm. 相应的电子、离子拉莫尔半径与系统尺寸的比值分别为  $r_{Le}/L = 4.2 \times 10^{-4}$ ,  $r_{Li}/L$  约为 0.75, 这表明喷流演化区域的等离子体处于部分磁化状态. 再者, 可以结合磁扩散方程 ( $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \eta \nabla^2 \mathbf{B}$ ) 进一步评估外加磁场的扩散情况, 其中磁场扩散深度  $l_B$  和磁场扩散时间  $\tau_B$  满足  $\tau_B = l_B^2/\eta$ , 当  $t = 20$  ns 时,  $l_B \approx 25.8 \mu\text{m}$ , 表明仅喷流边界处等离子体可以和外加磁场充分地相互作用, 磁场不能穿透喷流

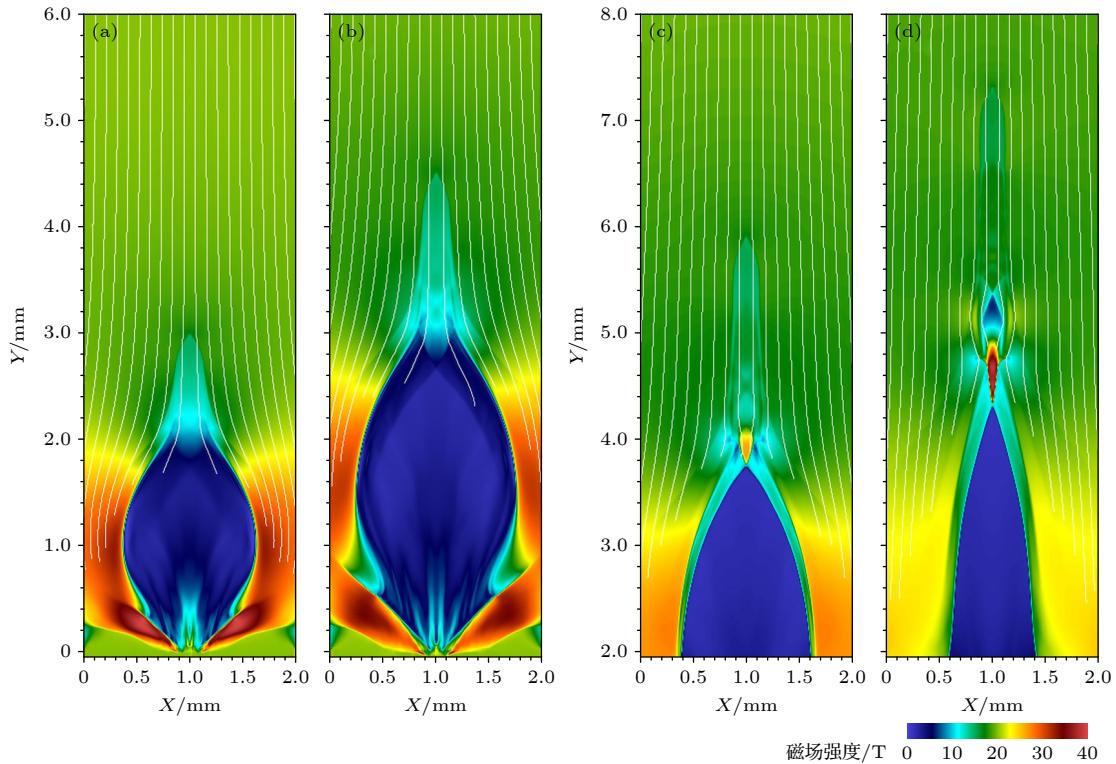


图 6  $\alpha = 0^\circ$ 、初始外加 20 T 磁场条件下, 不同时刻的磁场强度分布 (a)—(d) 分别对应 10, 15, 20 和 25 ns

Fig. 6. Distribution of applied magnetic field at different times under the condition of  $\alpha = 0^\circ$  and initial applied 20 T magnetic field: (a)—(d) corresponds to 10, 15, 20 and 25 ns respectively.

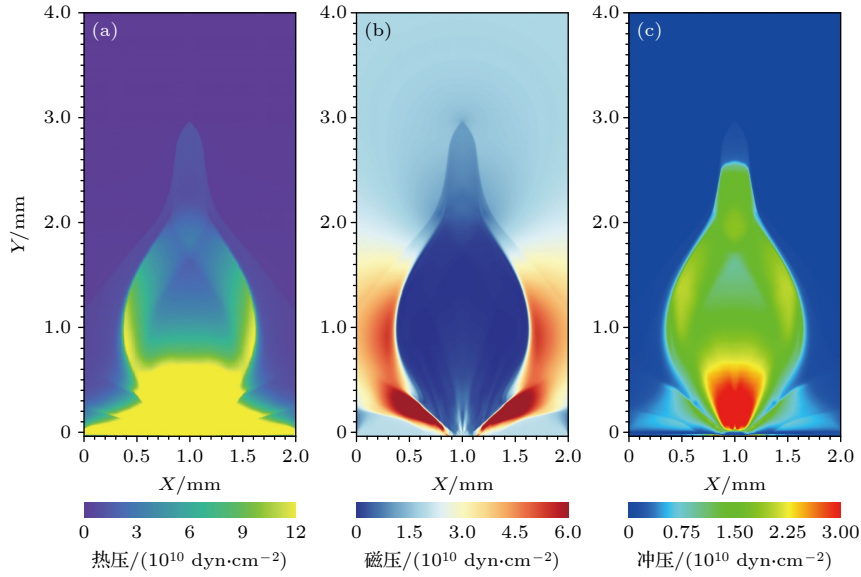


图 7  $\alpha = 0^\circ$ 、初始外加 20 T 磁场条件下,  $t = 10$  ns 时 (a) 热压、(b) 磁压、(c) 冲压强度分布情况

Fig. 7. Under the condition of  $\alpha = 0^\circ$  and initial applied 20 T magnetic field, the distribution of (a) hot pressure, (b) magnetic pressure and (c) stamping strength at  $t = 10$  ns.

演化区. 这里需要明确的是, 我们没有模拟无碰撞天体等离子体的情况. 当有强磁场存在时, 会约束等离子体, 使得粒子间的平均自由程急剧减小. 可以使用拉莫尔半径代替库仑平均自由程. 由于等离子体的拉莫尔半径远小于系统尺度, 这基本上等同于碰撞过程. 可以利用 MHD 方法来研究和天体喷流相关的能量与物质转移、输运过程. 此外, 通过对比图 6(c) 和图 6(d) 可以看到, 喷流演化区中存在多个节点状结构, 从前面图 3(c) 和图 3(d) 中也可观察到类似结果. 节点附近外加磁场被部分排空, 等离子体流受到外加磁场影响发生减速后, 后续等离子体出流继续以较高速度向前传输, 当高速流赶上慢速流时, 形成了一个内部冲击波区, 在其附近形成节点结构.

如图 7(a)—(c) 分别为  $\alpha = 0^\circ$  时, 初始外加 20 T 磁场条件下,  $t = 10$  ns 时刻下的等离子体热压、磁压和冲压的强度分布情况, 量级均为  $10^{10}$  dyn/cm<sup>2</sup> ( $1$  dyn/cm<sup>2</sup> =  $0.1$  Pa). 此时锥形喷嘴结构基本形成, 喷流将在喷嘴前端汇聚产生, 其中总压力满足  $P_{\text{总}} = P_e + P_B + P_{\text{ram}} = n_e k_B T + B^2/8\pi + \rho v^2$ , 其中  $P_e$ ,  $P_B$  和  $P_{\text{ram}}$  分别为等离子体热压、磁压和冲压. 从图 7(a) 可以看出, 等离子体热压主要分布在靠近平面靶的靶前出流区域以及抗磁椭球腔内表面附近, 最大热压力约  $1.2 \times 10^{11}$  dyn/cm<sup>2</sup>. 图 7(b) 中磁压力则主要分布在抗磁椭球腔的外围, 最大磁压力约  $6 \times 10^{10}$  dyn/cm<sup>2</sup>. 结合前面图 5 和图 6 中磁

场强度的分析不难发现, 此时靶前等离子体出流出现由热压主导向磁压主导过渡的趋势. 图 7(c) 中等离子体冲压主要分布区域和热压类似, 在喷流演化的第 1 阶段, 靶前等离子体出流受到外加磁场影响形成椭球形腔过程中, 等离子体冲压显著降低, 约为  $1.5 \times 10^{10}$  dyn/cm<sup>2</sup>, 在径向上等离子体冲压低于热压. 这表明整个喷流的演化受到等离子体热压、磁压以及冲压三者的共同影响. 图 8 给出了图 7 中在  $x$ - $y$  平面内,  $y = 2$  mm 范围的等离子体磁压、热压、冲压三者间的对比情况.  $y = 2$  mm 截面处为喷嘴位置, 其强度在径向上呈左右对称分布, 在中

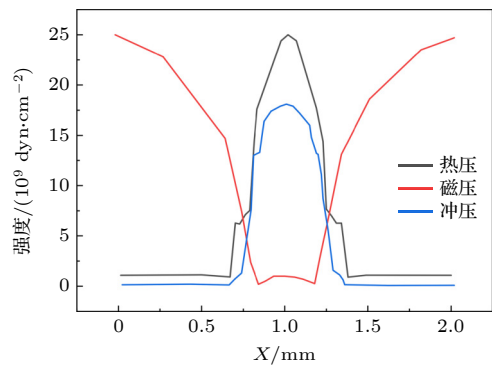


图 8  $\alpha = 0^\circ$  时, 初始外加 20 T 磁场条件下,  $t = 10$  ns 时刻下,  $x$ - $y$  平面内  $y = 2$  mm 范围的等离子体磁压、热压、冲压的对比情况

Fig. 8. Comparison of plasma magnetic pressure, hot pressing and the ram pressure within the range of  $y = 2$  mm in the  $x$ - $y$  plane at the time of  $t = 10$  ns under the condition of  $\alpha = 0^\circ$  and initial applied 20 T magnetic field.

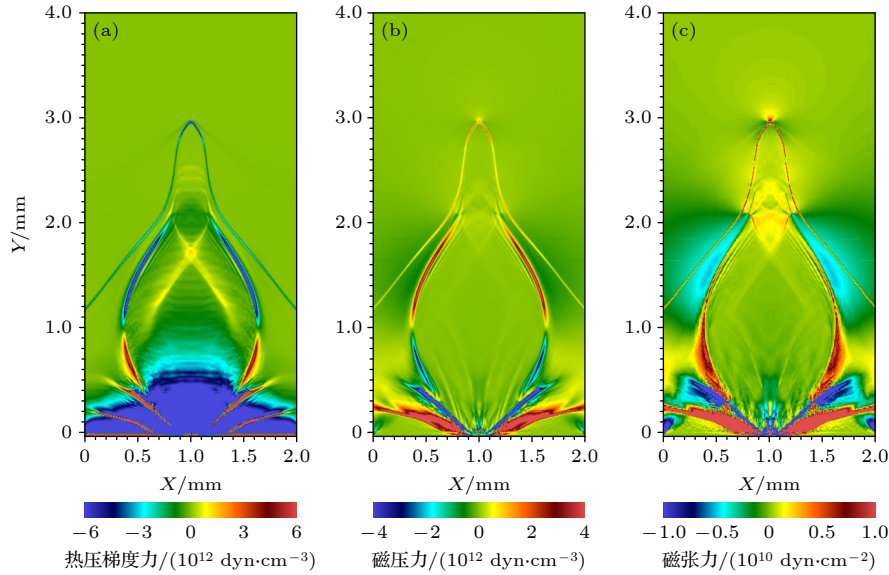


图9  $\alpha = 0^\circ$  时, 初始外加 20 T 磁场条件下,  $t = 10$  ns 时刻下, (a) 热力梯度力、(b) 磁压力、(c) 磁张力的矢量分布

Fig. 9. Vector distribution of (a) thermal gradient force, (b) magnetic pressure and (c) magnetic tension at the time of  $t = 10$  ns under the condition of  $\alpha = 0^\circ$  and initial applied 20 T magnetic field.

心轴向上 ( $x = 1$  mm),  $P_e > P_{\text{ram}} > P_B$ , 在径向上喷嘴两侧  $P_B > P_e > P_{\text{ram}}$ , 表现为喷嘴收缩过程, 靠近喷嘴中心有  $P_e > P_{\text{ram}} > P_B$ , 在拐点处等离子体  $\beta = 1$ . 喷流的形成和演化过程是等离子体热压、磁压以及冲压三者间相互竞争的结果.

喷流演化过程中主要受到等离子体自身的热压梯度力和引入外加磁场带来的洛伦兹力的作用, 其中洛伦兹力可以展开成磁压力和磁张力两项:

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \left( -\frac{\nabla B^2}{2} + \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} \right), \quad (1)$$

其中  $\mathbf{j}$  为电流密度.

为了更好地理解受力情况, 图 9(a)—(c) 分别绘制了  $\alpha = 0^\circ$  时, 初始外加 20 T 磁场条件下,  $t = 10$  ns 时刻的热力梯度力、磁压力、磁张力的矢量分布. 其中热压梯度力主要作用在靶前等离子体出流的边界处, 极大值为  $6 \times 10^{12}$  dyn/cm<sup>3</sup>, 在膨胀阶段为正值, 在收缩阶段为负值. 靶前等离子体出流挤压磁场形成抗磁腔过程中主要受到磁压力和磁张力的约束作用, 其中磁压力矢量分布情况和热压梯度力相反, 随着磁能梯度变大, 磁压力梯度逐渐升高, 其极大值  $4 \times 10^{12}$  dyn/cm<sup>3</sup> 和热压梯度力是可比的. 磁张力主要分布在弯曲界面处, 曲率越大, 磁张力越大, 极大值位于曲率中心处, 仅为  $1 \times 10^{10}$  dyn/cm<sup>3</sup>. 在喷流演化过程中等离子体热压梯度力和磁压力起决定性作用, 磁压力的存在显著限制了喷流的径向膨胀, 以实现其轴向准直传输.

为了获取了  $\alpha = 0^\circ$  时轴向外加磁场对喷流演化影响堵塞普适性规律, 图 10 给出了不同初始强度的外加磁场下喷流长径比随时间的变化情况. 严格地说, 在 0—10 ns 期间尚未形成喷流结构, 图 10 中将 10 ns 前轴向出流尺度与径向最大宽度之比作为长径比, 而在 10 ns 以后喷流逐渐从锥形喷嘴处汇聚形成, 这时将喷流的轴向尺度与径向最大宽度之比作为长径比. 图 10 中展示了 5 种情况, 分别对应无外加磁场情况、轴向初始外加 1, 10, 20, 30 T 情况, 结果显示无外加磁场和外加 1 T 磁场时, 长径比小于 1, 且分布几乎重合, 这表明无喷流形成. 随着轴向初始外加磁场强度的增加, 喷流的长径比逐渐升高, 近似呈指数型增长. 外加 20 T 磁场情况下, 在  $t = 25$  ns 时可以得到长径比大于 10

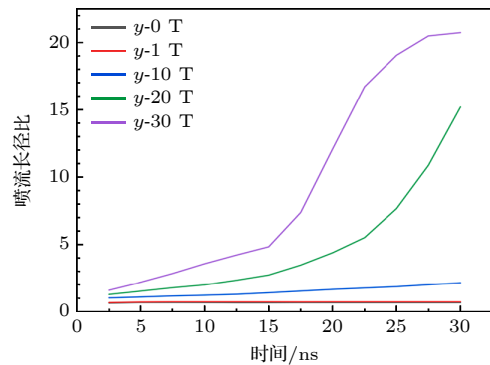


图 10 喷流长径比随时间的变化情况

Fig. 10. Change of jet length-diameter ratio with time.

的准直喷流, 当轴向外加磁场继续增加. 外加 30 T 磁场时, 长径比的增长将出现拐点, 在 0—15 ns 期间长径比随时间线性增长, 在 15—20 ns 呈指数型增长, 20 ns 后出现饱和增长的趋势, 长径比最大值接近 20. 表明随着初始轴向外加磁场的升高, 长径比变化变得复杂, 这可能和喷流演化后期的复杂受力情况相关.

## 4 结 论

本文基于辐射磁流体模拟程序 FLASH 对强激光驱动 CH 平面靶产生的靶前等离子体出流以及后续形成的喷流进行了二维的数值模拟, 系统地考察和比较了靶前等离子体出流在无磁场、Biermann 自生磁场、不同外加磁场情况下的动力学. 模拟结果表明 Biermann 自生磁场不会影响等离子体出流的界面动力学, 而外加磁场对等离子体出流具有重定向作用, 与  $y$  轴平行即  $\alpha = 0^\circ$  的轴向外加磁场有助于喷流的产生和准直传输. 喷流演化经历抗磁球形腔、锥形喷嘴、准直喷流 3 个阶段, 其形成和演化过程是等离子体热压、磁压以及冲压三者相互竞争的结果. 在受力方面, 在喷流演化过程中等离子体热压梯度力和磁压力起决定性作用, 磁压力的存在显著限制了喷流的径向膨胀, 以实现其轴向准直传输. 喷流的长径比和初始轴向外加磁场强度呈正相关关系. 此外, 模拟中观察到了喷流演化区中存在多个节点状结构, 类似于 YSO 中的喷流节点. 后续我们期望开展相关的实验研究, 同时将实验室中产生的喷流结构与天体物理中 YSO 喷流进行比较. 可以根据相似原理, 讨论两个系统之间的相关性, 给出包括轴向磁场在内的不同方向外加磁场对靶前喷流演化影响的实验证据. 这些研究结果可以为后续开展和喷流相关的实验研究提供借鉴, 也有助于加深对天体喷流演化的理解.

## 参考文献

[1] Durant M, Kargaltsev O, Pavlov G G, Kropotina J, Levenfish K 2013 *Astrophys. J.* **763** 72  
 [2] Lu Y, Tzeferacos P, Liang E, Follett R K, Gao L, Birkel A, Froula D H, Fu W, Ji H, Lamb D, Li C K, Sio H, Petrasso R, Wei M S 2019 *Phys. Plasmas* **26** 022902

[3] Ferrari A 1998 *Rev. Astron. Astrophys.* **36** 539  
 [4] Soderberg A M, Kulkarni S R, Nakar E, Berger E, Cameron P B, Fox D B, Frail D, Gal-Yam D, Sari R, Cenko S B, Kasliwal M, Chevalier R A, Piran T, Price P A, Schmidt B P, Pooley G, Moon D S, Penprase B E, Ofek E, Rau A, Gehrels N, Nousek J A, Burrows D N, Persson D N, McCarthy P J 2006 *Nature* **442** 7106  
 [5] Lee, C F, Ho P, Li Z Y, Hirano N, Zhang Q, Shang H 2017 *Nat. Astron.* **1** 0152  
 [6] Hartigan P, Foster P, Wilde B H, Coker R F, Rosen P A, Hansen J F, Blue B E, Williams R J R, Carver R, Frank A 2009 *Astrophys. J.* **705** 1073  
 [7] Gregory C D, Howe J, Loupias B, Myers S, Notley M, Sakawa Y, Oya A, Kodama R, Keonig R, Woolsey N 2008 *Astrophys. J.* **676** 420  
 [8] Blandford R D, Payne D G 1982 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **199** 883  
 [9] Ferreira J 1997 *Astron. Astrophys.* **319** 340  
 [10] Tanaka S J, Toma K 2020 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **494** 338  
 [11] Lei Z, Zhao Z H, Yao W P, Xie Y, Jiao J L, Zhou C T, Zhu S P, He X T, Qiao B 2020 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **62** 095020  
 [12] Lazzati D, Covino S, Gorosabel J, Rossi E, Zerbi F M 2004 *Astron. Astrophys.* **422** 121  
 [13] Ryutov D, Drake R, Kane J, Liang E, Remington B A, Wood-Vasey W M 1999 *The Astrophys. J.* **518** 821  
 [14] Ryutov D, Drake R, Remington B 2000 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **127** 465  
 [15] Sun W, Zhong J Y 2021 *Chin. Astron. Astrophys.* **45** 265  
 [16] Albertazzi B, Ciardi A, Nakatsutsumi M, Vinci T, Beard J, Bonito R, Billette J, Borghesi M, Burkley Z, Chen S N, Cowan T E, Herrmannsdorfer T, Higginson D P, Kroll F, Pikuz S A, Naughton K, Romagnani L, Riconda C, Revet G, Riquier R, Schlenvoigt H P, Skobelev I Y, Faenov A Y, Soloviev A, Huarte-Espinosa M, Frank A, Portugall O, Pepin H, Fuchs J 2014 *Science* **346** 325  
 [17] Yuan D W, Li Y T, Tao T, Wei H G, Zhong J Y, Zhu B J, Li Y F, Zhao J R, Li F, Han B, Zhang Z, Liang G Y, Wang F L, Hu G Y, Zheng J, Jiang S N, Du K, Ding Y K, Zhou S L, Zhu B Q, Zhu J Q, Zhao G, Zhang J 2018 *Astrophys. J.* **860** 146  
 [18] Li C K, Tzeferacos P, Lamb D, et al. 2016 *Nat. Commun.* **7** 1  
 [19] Gao L, Liang E, Lu Y, Follett R K, Sio H, Tzeferacos P, Froula D H, Birkel A, Li C K, Lamb D, Petrasso R, Fu W, Wei M, Ji H 2019 *Astrophys. J. Lett.* **873** L11  
 [20] Filippov E D, Makarov S S, Burdonov K F, Yao W, Fuchs J 2021 *Sci. Rep.* **11** 8180  
 [21] Lei Z, Zhao Z H, Xie Y, Yuan W Q, Li L X, Gu L X, Li X Y, Zhu B Q, Zhu J Q, Zhu S P, He X T, Qiao B 2022 arXiv: 2203.06326 [physics.plasm-ph]  
 [22] Fryxell B, Olson K, Ricker P, Timmes F X, Zingale M, Lamb D Q, MacNeice P, Rosner R, Truran J W, Tufo H 2000 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **131** 273  
 [23] Sun W, An W M, Zhong J Y 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 244701 (in Chinese) [孙伟, 安维明, 仲佳勇 2020 物理学报 **69** 244701]  
 [24] Macfarlane J J 1989 *Comput. Phys. Commun.* **56** 259  
 [25] Stamper J, Ripi B 1975 *Phys. Rev. Lett.* **34** 138  
 [26] Biermann L 1950 *Zeitschrift Naturforschung Teil A* **5** 65  
 [27] Doi K, Susa H 2011 *Astrophys. J.* **741** 93

# Two-dimensional numerical study of effect of magnetic field on evolution of laser-driven jets\*

Sun Wei<sup>1)2)</sup> Lü Chong<sup>2)†</sup> Lei Zhu<sup>3)</sup> Wang Zhao<sup>2)</sup> Zhong Jia-Yong<sup>1)4)‡</sup>

1) (*Institute for Frontiers in Astronomy and Astrophysics, Beijing Normal University, Beijing 102206, China*)

2) (*Department of Nuclear Physics, China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China*)

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

4) (*Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China*)

( Received 14 February 2023; revised manuscript received 14 March 2023 )

## Abstract

Astrophysical jets are highly collimated supersonic plasma beams distributed across various astrophysical backgrounds. The triggering mechanism, collimation transmission, and stability of jets have always been a research hotspot of astrophysics. In recent years, observations and laboratory research have found that the magnetic field plays a crucial role in jet collimation, transmission, and acceleration. In this work, the two-dimensional numerical simulation of the jet in front of the CH plane target driven by an intense laser is carried out by using the open-source MHD FLASH simulation program. We systematically investigate the dynamic behaviors of jet evolution caused by the Biermann self-generated magnetic field, the external magnetic field with different directions and initial strengths and compare them with each other. Simulation results show that the Biermann self-generated magnetic field does not affect the jet interface dynamics. The external magnetic field has a redirecting effect on the plasma outflow. The external magnetic field, which is parallel to the direction of the plasma outflow center in front of the target, is conducive to the generation and collimation of the jet. The evolution of the jet goes through three stages: antimagnetic ellipsoid cavity, conical nozzle, and collimated jet. Its formation process and evolution process result from competition among plasma thermal, magnetic, and ram pressure. In terms of force, plasma thermal pressure gradient and magnetic pressure forces play a decisive role in the jet evolution process. The presence of magnetic pressure significantly limits the radial expansion of the jet to achieve axial collimation transmission. The length-diameter ratio of the jet is positively correlated with the initial axial applied magnetic field intensity. In addition, we observe in the simulation that there are many node-like structures in the jet evolution zone, similar to the jet node in YSO. The results provide a reference for future experimental research related to jets and contribute to a more in-depth understanding of the evolution of celestial jets.

**Keywords:** strong laser, magnetic field, jet

**PACS:** 75.40.Mg, 52.30.Cv, 47.60.Kz, 97.21.+a

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230197

\* Projected supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12205382, U2267204, 12005305), the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDA25030700), and the Funding Project of Director, China Institute of Atomic Energy.

† Corresponding author. E-mail: lvchong@ciae.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: jyzhong@bnu.edu.cn