



磁场对激光驱动Rayleigh–Taylor不稳定性影响的数值研究

孙伟 吕冲 雷柱 仲佳勇

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

Sun Wei Lü Chong Lei Zhu Zhong Jia-Yong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 154701 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220362

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220362>

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>

流向磁场抑制Kelvin–Helmholtz不稳定性机理研究

Mechanism of suppressing Kelvin–Helmholtz instability by flowing magnetic field

物理学报. 2021, 70(15): 154702 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202024>

可压流体Rayleigh–Taylor不稳定性的离散Boltzmann模拟

Discrete Boltzmann simulation of Rayleigh–Taylor instability in compressible flows

物理学报. 2018, 67(8): 080501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171952>

表面张力对高雷诺数Rayleigh–Taylor不稳定性后期增长的影响

Effect of surface tension on late–time growth of high–Reynolds–number Rayleigh–Taylor instability

物理学报. 2021, 70(11): 114701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201960>

黏性各向异性磁流体Kelvin–Helmholtz不稳定性: 二维数值研究

Kelvin–Helmholtz instability in anisotropic viscous magnetized fluid

物理学报. 2019, 68(3): 035201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181747>

热传导对横截面不同的直管道中Kelvin–Helmholtz不稳定性的影响

Effect of thermal conduction on Kelvin–Helmholtz instability in straight pipe with different cross–sections

物理学报. 2022, 71(9): 094701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211155>

磁场对激光驱动 Rayleigh-Taylor 不稳定性影响的数值研究*

孙伟¹⁾ 吕冲¹⁾ 雷柱²⁾ 仲佳勇^{3)†}

1) (中国原子能科学研究院核物理所, 北京 102413)

2) (北京大学物理学院, HEDPS 应用物理与技术中心, 核物理与技术国家重点实验室, 北京 100871)

3) (北京师范大学天文系, 北京 100875)

(2022 年 3 月 1 日收到; 2022 年 3 月 31 日收到修改稿)

Rayleigh-Taylor 不稳定性 (RTI) 作为流体和等离子体中基础的物理现象, 在天体物理、空间物理以及工程领域扮演着重要角色. 尤其在惯性约束核聚变 (ICF) 研究中, RTI 等宏观流体不稳定性是不可回避的物理问题. 本文利用开源的辐射磁流体模拟程序 FLASH 对激光驱动调制靶产生的 RTI 进行了二维的数值模拟, 系统地考察和比较了 RTI 在无磁场、Biermann 自生磁场、不同外加磁场情况下的演化. 模拟结果表明, Biermann 自生磁场和平行流向的外加磁场在 RTI 演化过程中基本不会改变 RTI 的界面动力学, 而垂直流向的外加磁场对 RTI 以及 RTI 尖钉尾部的 Kelvin-Helmholtz 涡旋有致稳作用, 其中磁压力起主导作用. 研究结果为后续开展和 ICF 相关的靶物理研究提供借鉴, 也有助于加深对流体混合过程的理解.

关键词: 磁场, Rayleigh-Taylor 不稳定性, Kelvin-Helmholtz 不稳定性**PACS:** 47.20.Ma, 47.20.Ft, 75.40.Mg, 52.30.Cv**DOI:** 10.7498/aps.71.20220362

1 引言

经典的 Rayleigh-Taylor 不稳定性 (RTI) 最初由 Rayleigh^[1] 和 Taylor^[2] 分别在 19 世纪和 20 世纪发现. RTI 主要发生在密度不均匀分布的流体界面处, 当压力梯度的方向和密度梯度的方向相反时, 界面扰动增长, 逐渐失稳最终导致剧烈的湍流混合现象, 其典型特征是气泡和尖钉结构^[3]. RTI 是流体和等离子体中涉及多尺度、强非线性的基本物理过程. RTI 广泛存在于自然现象中, 如卷状云以及地下矿床的形成等^[4]. 在天体物理现象中, 利用 X 射线天文台对超新星遗迹 RX J1713.7-3946 的观测发现, 其鞘层附近存在毫高斯 ($1 \text{ mG} =$

10^{-7} T) 量级强磁场, 比周围星际环境磁场高 3 个数量级^[5]. 以往的研究工作表明, RTI 是导致超新星遗迹局域磁场增强的一种可能机制^[6,7]. 此外, RTI 在超新星爆发^[8]、太阳上丝状结构的形成^[9]、太阳风等离子体与地球磁层等离子体之间的相互作用过程中扮演着重要角色^[10]. 在工程领域, 如惯性约束核聚变 (ICF) 的研究中发现, 由于 RTI 和速度剪切诱导的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性以及冲击波驱动的 Richtmyer-Meshkov 不稳定性的存在, 会严重影响靶丸内爆过程, 造成不同燃料层间的物质混合和能量的耗散, 是导致点火失败的关键因素之一^[11-18]. 研究人员急需寻找抑制 RTI 等流体不稳定性的方法.

理论方面, Chandrasekhar^[19] 基于理想磁流体

* 国家自然科学基金 (批准号: 12175018, 12135001, U1930108, 12075030, 11903006, 12005305)、中国科学院战略性先导研究计划 (批准号: XDA25030700) 和中国科学院重点资助项目 (批准号: QYZDJ-SSW-SLH050) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jyzhong@bnu.edu.cn

给出了 RTI 发生的条件. 大量研究表明, 磁场、黏度和表面张力对 RTI 具有致稳作用^[20]. Wang 等^[21–23]提出了预热烧蚀 RTI 的弱非线性模型, 很好地描述了气泡和尖钉的形成过程. Reckinger 等^[24]和 Wieland 等^[25]研究了二维可压缩流体中的 RTI, 分析了不同初始状态下黏度对 RTI 的致稳效应. 李源和罗喜胜^[26]基于 Layzer 的势流模型, 研究了理想磁流体中横向磁场对 RTI 的影响, 发现 RTI 的演化受磁压和动压的相对方向限制.

近年高功率激光系统迅速发展, 为研究磁流体动力学不稳定性及相关天体物理现象提供了新的平台. Rigon 等^[27]在 LULI2000 激光装置上开展了 Ia 型超新星中的 RTI 定标模拟实验, 研究了年轻超新星遗迹尺度下 RTI 的演化. Sauppe 等^[28]利用 OMEGA 激光装置和美国国家点火装置 (NIF) 开展圆柱型内爆靶平台实验, 首次测量了减速期间 RTI 的增长因子. Gao 等^[29]首次利用 OMEGA-EP 激光装置结合质子背光成像诊断, 实验测量了非线性 RTI 中的 Biermann 自生磁场强度分布. Khiair 等^[30]首次开展了激光驱动的等离子体羽流在横向 20 T 磁场中的三维动力学, 发现远离靶表面的膨胀等离子体羽流不受横向磁场的影响, 在真空-等离子体界面可发展出磁化 RTI. Sun 等^[31]对黏性和垂直磁场作用下的 RTI 进行了线性分析, 结果发现 RTI 是否被抑制取决于黏度和外加磁场强度的比值 S , 当 $S = 0.1$ 时 RTI 被完全抑制; 当 $S > 10$ 时 RTI 反而被增强. Barbeau 等^[32]基于美国国家点火装置提出了一个实验方案, 通过模拟分析了不同水平流向外加磁场对不同密度的调制层产生的 RTI, 结果表明强外加磁场 (80 T) 对低密度的材料 (20 mg/cm^3) 具有更强的致稳效果. 尽管目前已有许多关于高能量密度状态下 RTI 的理论和实验研究进展, 但没有从受力的角度来做详细分析, 因此进一步探究磁场对 RTI 的演化影响仍十分必要.

本文提出了一个实验方案, 用于产生磁化 RTI. 使用辐射磁流体力学 (FLASH) 程序^[33], 对激光驱动聚苯乙烯 (CH) 调制靶产生的 RTI 进行了二维 (2D) 数值模拟. 相较于前人的工作, 本文针对磁场对 RTI 演化影响的物理机理进行了更为全面的考察. 系统地研究了 Biermann 自生磁场、不同方向和不同强度的外加磁场对 RTI 演化影响的物理机理, 并做了平面靶和弱激光源注入的对比模拟. 直观地展示了 RTI 演化区域的电子密度分布、RTI

气泡、尖钉、RTI 混合区域和冲击波界面高度随时间的变化以及 RTI 演化区域的涡度分布和磁场强度分布等. 研究结果可为下一步在强激光装置上开展强磁环境下的 RTI 实验提供理论指导, 为后续研究激光驱动的湍流磁场放大效应研究提供参考. 这对深入研究 ICF 具有重要意义, 也为天体物理学中 RTI 现象的定标模拟提供了必要的依据. 本文的结构如下: 第 2 部分给出了理论模拟模型和实验方案; 第 3 部分给出了模拟结果分析; 第 4 部分是结论.

2 理论模拟模型和实验方案

这里使用的 FLASH 程序是一个开源的、模块化、并行的多物理模拟代码, 具有自适应网格细化功能^[33]. 其中的三温辐射磁流体力学解算器 (3T) 可以处理激光能量沉积、多组辐射扩散、平衡电子、离子和辐射温度, 适合模拟激光驱动的高能量密度物理实验^[17,34]. 靶的状态方程 (EOS) 和不透明度表基于 IONMIX4 数据库^[35]. 为了便于分析, 这里只考虑可压缩磁流体动力学 (MHD) 过程, 而忽略热传导和霍尔效应的影响. 涉及的主要控制方程包括:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right] = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{u} (\rho E + p^*) - \mathbf{B} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B})] = \rho \mathbf{g} \cdot \mathbf{u}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \left(-\mathbf{u} \times \mathbf{B} + \frac{\nabla p_e}{en_e} \right), \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{j}, \quad (6)$$

$$p^* = p + \frac{\mathbf{B}^2}{2} = p_{\text{ele}} + p_{\text{ion}} + p_{\text{rad}} + \frac{\mathbf{B}^2}{2}, \quad (7)$$

$$E = \epsilon + \frac{\mathbf{u}^2}{2} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\rho}. \quad (8)$$

(1) 式—(3) 式分别为连续性方程、动量方程和能量方程, 其中 ρ 是密度, \mathbf{u} 为速度, \mathbf{j} 是电流密度, \mathbf{B} 是磁场强度, \mathbf{g} 是重力加速度, E 是总能量, ϵ 是特征内能. 在 FLASH 中, 压力 p 包括辐射压、电子压力和离子压力, p^* 表征总压力. (4) 式—(6) 式为麦克斯韦方程组.

在本文提出的实验方案中, 将四束总能量 E_1 为 1000 J、波长 λ_1 为 $0.351 \mu\text{m}$ 、脉宽 τ_1 为 2 ns、上升沿和下降沿宽度 $\Delta\tau$ 为 0.1 ns 的梯形平顶激光束从计算域的下方朝上正入射, 如图 1 所示. 激光焦斑半径为 $R_1 = 100 \mu\text{m}$, 功率密度 P 约为 $1.6 \times 10^{15} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. 2D 模拟区域为 x - y 平面, 具体尺寸设置为 $L_x \times L_y = 2400 \mu\text{m} \times 1000 \mu\text{m}$, 最大分辨率为 $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$. 此外, 模拟中采用了等离子体自由流出的边界条件. 图 1 给出了驱动靶由下至上各层的结构特征, 包括 Au 屏蔽层、CH 调制层和低密度泡沫层. Au 屏蔽层的长度 \times 宽度为 $2200 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$. CH 调制层长度 \times 宽度为 $2000 \mu\text{m} \times 120 \mu\text{m}$, 其中基底厚度为 $100 \mu\text{m}$, 密度为 1.05 g/cm^3 . 基底上方引入初始单模正弦扰动, 波长 $\lambda_1 = 60 \mu\text{m}$, 峰谷振幅 $A = 20 \mu\text{m}$ ($y = 20 \sin(2\pi x/60)$). 上方的泡沫层和 CH 调制层相互嵌合, 密度为 0.1 g/cm^3 . 模拟区域的其余部分填充低密度 ($1 \times 10^{-6} \text{ g/cm}^3$) 氦气. 本文中的模拟共包括 7 种情况, 如表 1 所列.

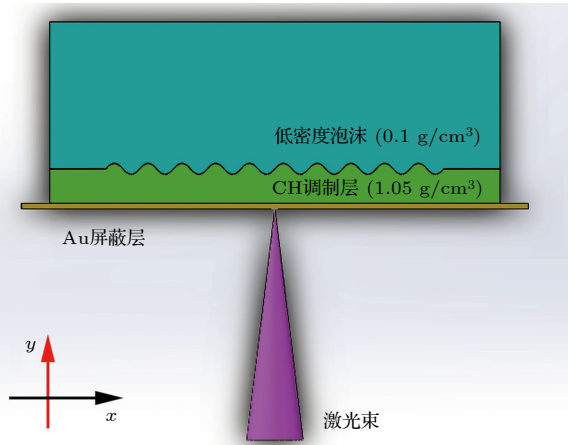


图 1 实验方案初始设置图

Fig. 1. Experimental scheme initial setup.

表 1 不同初始条件下模拟参数比较.

Table 1. Comparison of simulation parameters under different initial conditions.

算例	靶型	外加磁场/G	Biermann 自生磁场	激光能量/J
1	调制靶	0	忽略	1000
2	调制靶	0	考虑	1000
3	平面靶	0	考虑	1000
4	调制靶	10^4 (x 方向)	忽略	1000
5	调制靶	10^5 (x 方向)	忽略	1000
6	调制靶	10^5 (y 方向)	忽略	1000
7	调制靶	10^5 (x 方向)	忽略	100

1) 为无磁场、调制靶; 2), 3) 考虑 Biermann 自生磁场, 其中 3) 为平面靶情况; 4), 5) 有外加磁场、调制靶, 分别对应 x 方向 (垂直到向) 外加 10^4 G 和 10^5 G 磁场; 6) y 方向 (平行流向) 外加 10^5 G 磁场; 7) 激光能量降为原来的 10%, x 方向外加 10^4 G 磁场. 其中情况 3) 和 7) 为对比模拟情况, 情况 4)–7) 关闭了 Biermann 自生磁场开关, 即忽略自生磁场效应.

3 模拟结果分析

图 2 为无磁场情况下不同时刻的电子密度分布图, 这里延时时间从激光源注入时刻开始计时. 当激光束从 Au 屏蔽层的一侧注入 (入射位置为 $(1000 \mu\text{m}, 0)$), 激光穿过 Au 屏蔽层烧蚀 CH 产生冲击波, 通过 CH 向低密度泡沫传播, 在冲击波不断加速靶后扰动界面过程中引发 Richtmyer-Meshkov 不稳定性. 激光脉冲结束后, 冲击波演变为爆炸波, 导致系统减速, 从而在界面的参考系中引发 RTI. 这里将 RTI 的演化过程分为 3 个阶段, 依次是线性增长过程、非线性增长过程、湍流混合过程. 在线性增长阶段, 不同密度流体间相互渗透, 发生微量沉积, 初始扰动随时间以指数型增长; 当扰动振幅达到和初始扰动波长相当时认为已经进入非线性增长过程, 轻流体进入重流体形成气泡, 重流体进入轻流体形成蘑菇状尖钉结构, 后期尖钉尾部出现卷吸现象产生次级不稳定性, 即 Kelvin-Helmholtz 不稳定性 (KHI); 在湍流混合阶段, 扰动界面剧烈变形, 尖钉将破裂, 逐渐向湍流转化. 图 2(a) 和图 2(b) 对应 RTI 的线性增长阶段, 而图 2(c) 和图 2(d) 对应 RTI 的非线性增长阶段, 对于湍流混合过程将在更晚时刻出现.

图 3 所示为 10 ns 时刻的电子密度分布图, 这里延时时间从激光源注入时刻开始计时, 图 3(a)–(c) 对应无磁场调制靶情况, 仅考虑 Biermann 自生磁场、调制靶情况和仅考虑 Biermann 自生磁场、平面靶情况. 其中 Biermann 自生磁场是指在激光与固体靶相互作用中, 由于等离子体的温度梯度和密度梯度方向非共线所产生的磁场, 具体表示为 $\left(\frac{\nabla p_e}{n_e e}\right) = \frac{k_B \nabla T_e \times \nabla n_e}{n_e e}$, 其中 k_B 为玻尔兹曼常数, 在二维模拟中表现为垂直于纸面的环形分量. 图 3(a) 和图 3(b) 所示为典型的非线性阶段的

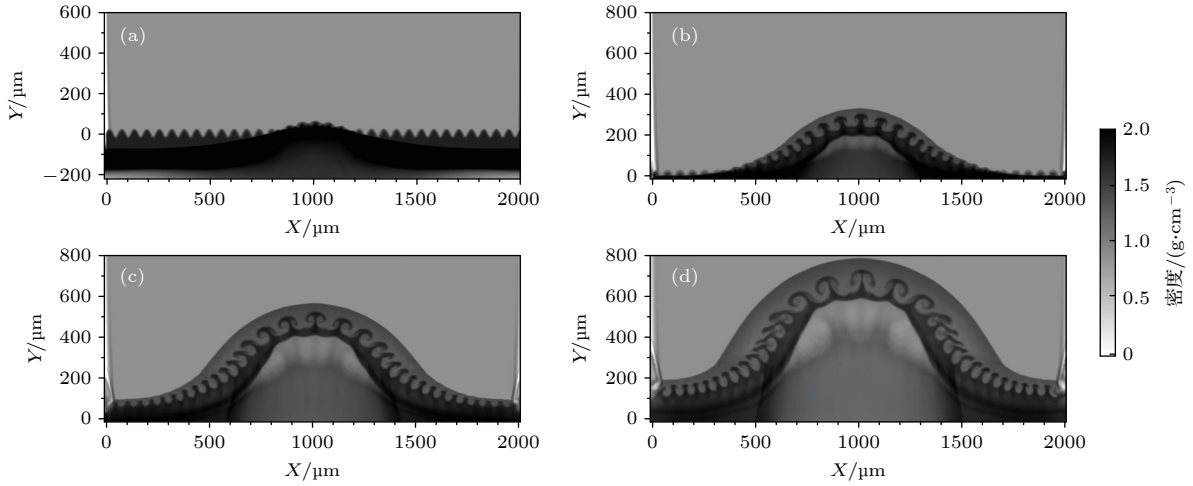


图2 无磁场情况下,不同时刻电子密度分布图 (a) 2.5 ns时刻; (b) 5 ns时刻; (c) 7.5 ns时刻; (d) 10 ns时刻

Fig. 2. In the absence of a magnetic field, the electron density distribution at different times: (a) 2.5 ns; (b) 5 ns; (c) 7.5 ns; (d) 10 ns.

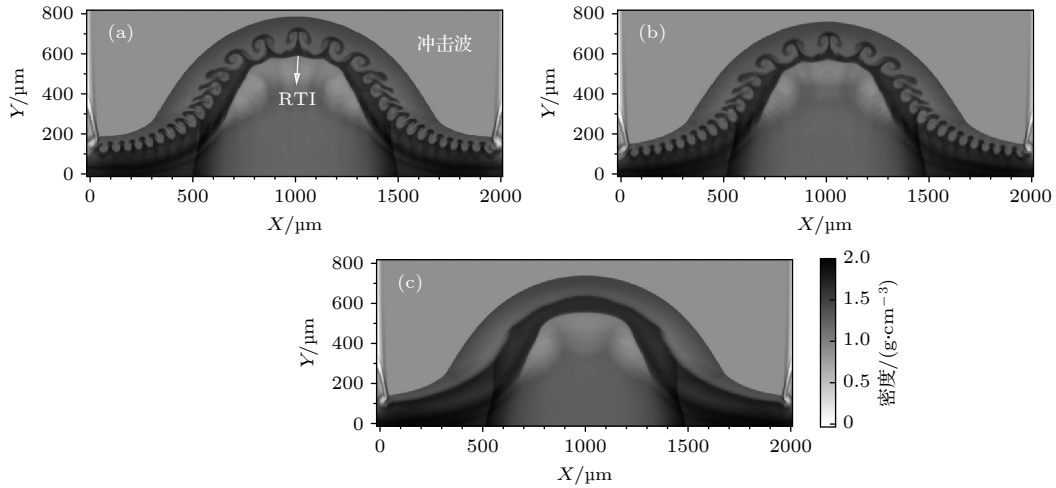


图3 10 ns时刻的电子密度分布图 (a) 无磁场情况; (b) 考虑 Biermann 自生磁场情况; (c) 考虑 Biermann 自生磁场、平面靶情况

Fig. 3. Snapshots of the electron density distribution at the time of 10 ns: (a) Without magnetic field; (b) considering Biermann self-generated magnetic field; (c) Biermann self-generated magnetic field and plane target.

RTI, 当无磁场作用时, RTI可充分地自由发展, 其中 RTI的界面高度为 $750 \mu\text{m}$, 平均运动速度 u_{int} 为 75 km/s . 等离子体声速 $u_s = \sqrt{\Gamma P/\rho}$ (Γ 为绝热指数, P 为压强, ρ 为密度) 约为 64 km/s , 最外侧等离子体出流界面高度为 $800 \mu\text{m}$, 其平均速度 u_k 为 80 km/s , 表明等离子体出流外边界处的弓形结构为冲击波结构, 且 RTI 在以超音速生长. 对比图 3(a) 和图 3(b) 发现, 两种情况下 RTI 的尖钉结构几乎一致, 表明 Biermann 自生磁场对 RTI 的影响可以忽略. 此外发现, 由于激光强度在空间分布不均匀, 使得驱动后产生的冲击波亦存在空间上的不均匀性, 后面导致在 RTI 演化过程中, 偏离激光中心注入位置的尖钉-气泡结构呈不对称排列,

向两侧倾斜. 图 3(c) 为对比模拟, 当 CH 烧蚀层不施加初始扰动时 (基底厚度为 $120 \mu\text{m}$), 在 10 ns 时刻, 并未出现 RTI, 表明初始扰动对 RTI 的产生至关重要.

图 4 为考虑不同外加磁场情况下, $t = 10 \text{ ns}$ 时刻 RTI 演化区域的密度分布图, 图 4(a)—(d) 分别对应 x 方向外加 10^4 G 、 x 方向外加 10^5 G 磁场、 y 方向外加 10^5 G 磁场、以及激光能量降为原来的 10% 时 x 方向外加 10^5 G 磁场情况, 这里涉及的 4 种情况均忽略了 Biermann 磁场. 通过直观的对比如可以发现, y 方向外加磁场对 RTI 和 KHI 的发展无影响, 随着 x 方向外加磁场强度的增加, 位于尖钉尾部的 KHI 逐渐被抑制, 而 RTI 的发展不受

影响. 如图 4(d) 所示, 当激光能量降低为原来的 10% 时, 激光强度相应地下降为 $1.6 \times 10^{14} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$, 此时 RTI 的界面高度明显降低 ($P = 430 \mu\text{m}$), 界面速度低于声速, 尖钉尾部附近的 KHI 完全被抑制. 这表明不稳定性的发展主要依赖于入射激光的强度, 如果激光驱动产生的冲击波足够强, RTI 在强外加磁场环境下仍可以产生, 反之亦然, 这一判断和 Sano 等^[36] 的相关结论也相符.

对于 RTI 的演化, 混合区域 (mixing zone, MZ) 高度和界面高度是两个重要参数. 图 5(a) 和图 5(b) 分别给出了 6 种情况下 RTI MZ 高度和界面高度 P 随时间的变化. 其中黑线对应无磁场情况, 红线对应只考虑 Biermann 自生磁场情况, 蓝线对应初始时刻 x 方向外加 10^4 G 磁场, 紫线对应初始时刻 x 方向外加 10^5 G 磁场, 绿线对应对应初始时刻

y 方向外加 10^5 G 磁场, 橙线对应激光能量下降为原来的 10% 条件下 x 方向初始外加 10^5 G 磁场情况. 图 5(a) 中 MZ 高度的变化分别对应前面描述的前两个演化阶段, 0—2 ns 内, 激光驱动的冲击波刚刚产生并向靶后传输, CH 等离子体没有渗透到低密度泡沫材料中, RTI 尚未形成; 2—4 ns 对应 RTI 线性增长阶段; 4—10 ns 对应 RTI 非线性增长过程, 此时形成典型的泡沫-尖钉结构. 图 5 结果表明, 当激光条件相同时, RTI 的界面动力学相同, 但 MZ 生长情况不同, 受到 x 方向外加磁场的影响, MZ 高度明显低于其他情况, 反映了磁场对 RTI 的致稳作用; 当激光能量下降时, RTI 的界面高度 P 和 MZ 高度大幅降低.

图 6 所示为排除平面靶其余 6 种情况下 RTI 尖钉高度和 RTI 气泡高度随时间的变化情况. 其

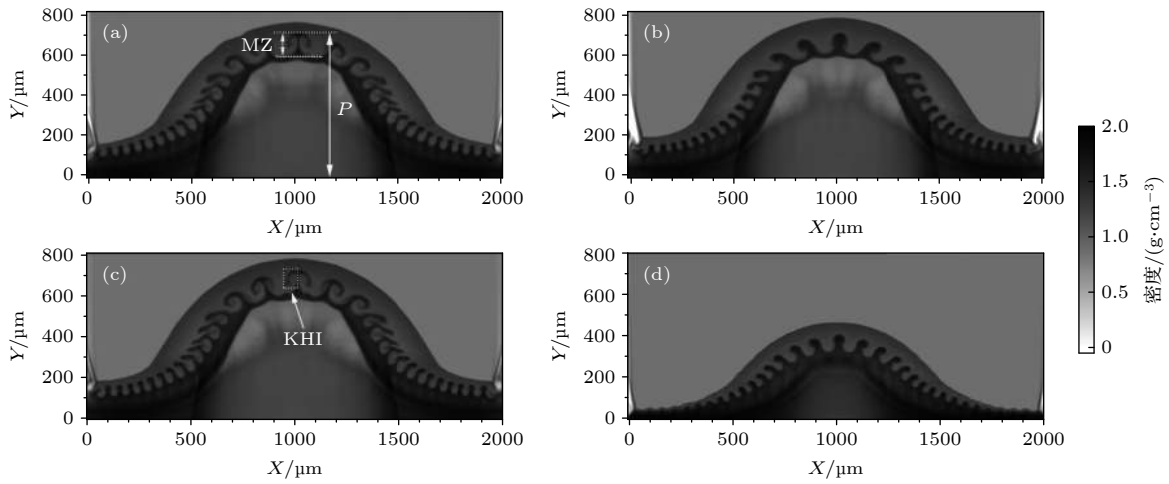


图 4 不同初始外加磁场条件下, 10 ns 时刻的电子密度分布图 (a) x 方向外加 10^4 G 磁场; (b) x 方向外加 10^5 G 磁场; (c) y 方向外加 10^5 G 磁场; (d) 激光能量降为原来的 10% 时, x 方向外加 10^5 G 磁场情况

Fig. 4. Snapshots of electron density distribution at 10 ns under different initial applied magnetic field conditions: (a) With 10^4 G in the x -direction; (b) with 10^5 G in the x -direction; (c) with 10^5 G in the y -direction; (d) when the laser energy is reduced to 10%, with 10^5 G in the x -direction.

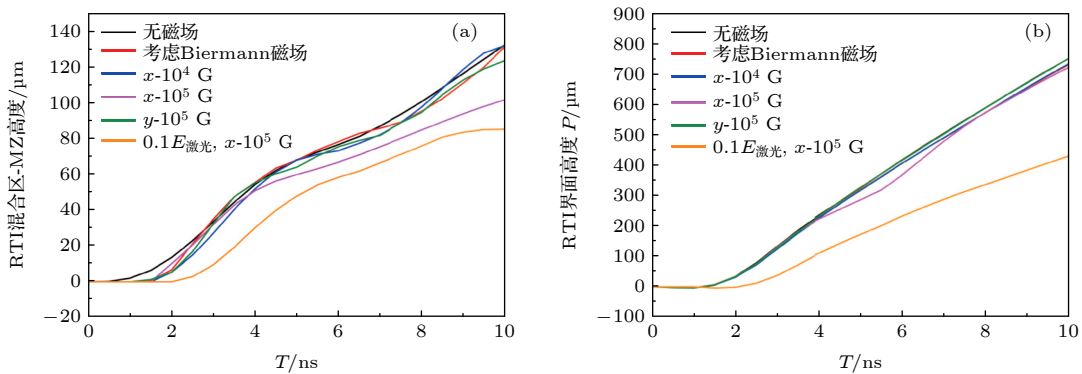


图 5 不同初始条件下, (a) RTI 的 MZ 高度和 (b) 界面高度 P 随时间的发展情况

Fig. 5. Development of (a) the RTI MZ height and (b) the RTI interface height with time under different initial conditions.

中 RTI 气泡为 RTI 混合区中位于顶部的蘑菇状结构, RTI 尖钉则对应气泡包裹下的尖锐部分. 通过对比图 6(a) 和图 6(b) 可发现, RTI 气泡和尖钉具有相近的增长规律. 同样地, 延时 2—4 ns 对应 RTI 的线性增长阶段, 4—10 ns 对应 RTI 的非线性增长阶段. 对于无磁场情况, 10 ns 内 RTI 气泡的平均增长速率约 7 km/s, 而 RTI 尖钉平均增长速率约 9 km/s. 随着 x 方向初始外加磁场强度的增加, 对 RTI 气泡和尖钉的抑制效果越加显著, 如 x 方向外加 10^5 G 磁场时, RTI 气泡的平均增长速率仅为 4.2 km/s. 图 7 所示为排除平面靶其余 6 种情况下冲击波界面高度和 KHI 涡旋高度 H 随时间的变化. 当激光条件相同时, 冲击波的界面动力学相同, KHI 涡旋高度存在差异, 随着 x 方向外加磁场强度的增加, KHI 涡旋高度逐渐下降, 尖钉附近的小尺度结构被抑制. 这表明 x 方向的外加磁场对 RTI MZ 区域和尖钉尾部的 KHI 有致稳作用, 且 KHI 涡旋更容易被抑制, 从定量的角度佐证了之前的论述.

由于在 RTI 演化过程中总是伴随 KHI 涡旋的

形成, 为了更好地理解 RTI 和 KHI 涡旋在不同磁场环境下的演化, 图 8 给出了 10 ns 时刻不同初始条件下的涡度场分布, 分别为无磁场、 x 方向初始外加 10^5 G 磁场、激光能量降为原来的 10% 条件下 x 方向初始外加 10^5 G 磁场情况. 涡度场可以反映流体之间的混合程度, 定义为 $\omega = \nabla \times \mathbf{u}$. 在二维模拟 $x-y$ 平面中仅有 ω_z 分量, 即 $\omega_z = \frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y}$, 单位为 ns^{-1} , 和 RTI 以及 KHI 的线性增长率正相关. 根据 MHD 运动方程即 (2) 式可知, 无磁场时, 界面两侧流体之间的混合作用仅受负压力梯度力的影响. 图 8(a) 中 KHI 涡旋呈周期性对称排布, 以黑线框中的 KHI 涡旋为例, 发现左右两侧 KHI 涡旋的涡度相反, 左侧为正涡度即逆时针旋转, 右侧为负涡度即顺时针旋转, 由内向外涡度逐渐减小, 极值分布在涡旋中心, 表现为猫眼状, 这和 RTI 尖钉演化彼此对应. 当 x 方向加外 10^5 G 磁场时, 以图 8(b) 中红线框标注的 RTI 尖钉为例, 结果表明 x 方向外加磁场可以显著减弱流体之间的混合

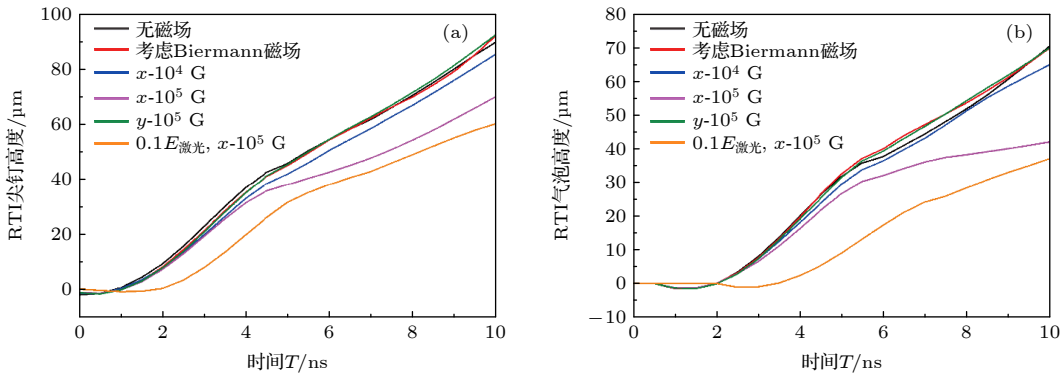


图 6 不同初始条件下, (a) RTI 尖钉高度和 (b) RTI 气泡高度随时间的变化情况

Fig. 6. Changes of (a) RTI spike height and (b) RTI bubble height with time under different initial conditions.

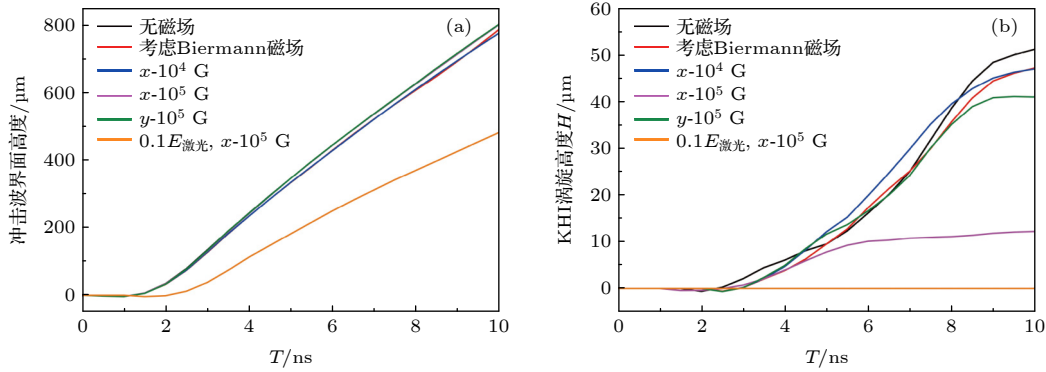


图 7 不同初始条件下, (a) 外围冲击波界面高度和 (b) KHI 涡旋高度 H 随时间的发展情况

Fig. 7. Development of (a) the peripheral shock wave interface height and (b) KHI vortex height H with time under different initial conditions.

过程, 此时 KHI 涡旋的涡度极值分布在流体界面处, 且涡度分布变得复杂. 推断这是由于外加磁场和外侧流体相互压缩, 破坏了 KHI 涡旋原有的演化进程, 致使 KHI 涡旋发生断裂, 形成涡流片结构. 此外通过对比图 8(b) 和图 8(c) 发现, 二者的涡度场分布情况类似, 表明降低激光能量可以减缓 RTI 的演化进程. 可以推断, 如果需要完全抑制 RTI, 需要更强的水平流向外加磁场.

通过以上分析, 可以直观地发现 x 方向的外加磁场对 RTI 和尖钉尾部的 KHI 有致稳作用, 且 KHI 涡旋更容易被抑制. 为了更详细地探讨磁场的作用机制, 首先分析了磁场强度分布. 图 9 分别给出了 5 和 10 ns 两个时刻的磁场强度分布情况. 图 9(a) 和图 9(b) 对应激光入射能量为 1000 J 时, x 方向初始外加 10^5 G 磁场情况, 在 10 ns 时刻, 磁场强度被放大 20 倍, 约为 2×10^6 G, 这主要源于 RTI 尖钉界面附近等离子体流的动能部分转化为磁场能量, 从而导致磁场的有效放大, 如图 9(b) 和图 9(d) 所示, 蘑菇状尖钉界面处的磁场剪切最为剧烈. 对于图 9(b), 在 $t = 10$ ns 时, 电子拉莫尔半径为 $r_{Le} = um_e / (eB) = 2.18 \mu\text{m}$, 相应的离子拉莫尔半径 $r_{Li} = 11.38 \mu\text{m}$, 这里以 10 ns 时 RTI 界面高度作为系统尺度 ($L = 75 \mu\text{m}$), 电子拉莫尔半径与系统尺寸的比值 r_{Le}/L 约为 0.03, 离子拉莫尔半径与系统尺寸的比值 r_{Li}/L 约为 0.15. 因此 RTI 和 KHI 演化区域的等离子体被完全磁化, 表明磁场

已穿透靶后的等离子体流区域, 其中外部磁场被不断拉伸、挤压, 最终被放大. 另一方面, 不稳定性界面将受到由磁场产生的洛伦兹力作用, 并贯穿整个 RTI 和 KHI 的演化过程.

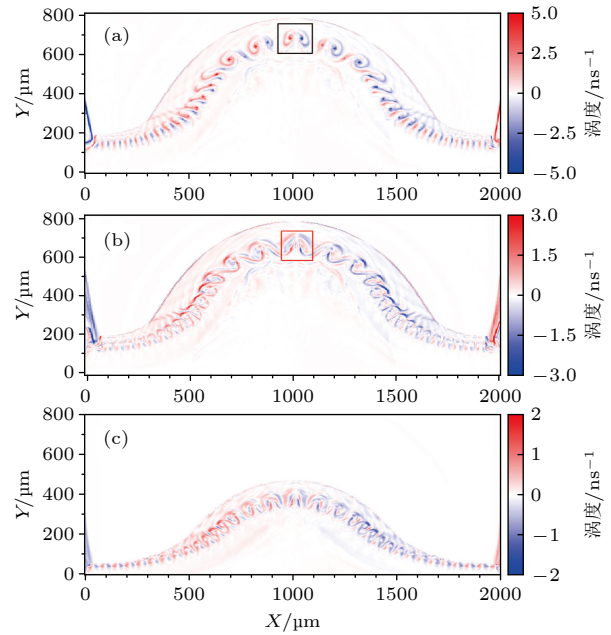


图 8 有无磁场时, 10 ns 时刻 RTI 演化区域涡度分布情况 (a) 无磁场; (b) 在 x 方向施加 10^5 G 磁场; (c) 当相应激光的入射能量降低到 10% 时, 在 x 方向外加 10^5 G 磁场
Fig. 8. Vorticity distribution in the RTI evolution region at 10 ns with or without magnetic field: (a) Without the magnetic field; (b) a 10^5 G magnetic field is applied in the x -direction; (c) when the incident energy of the corresponding laser is reduced to 10%, a 10^5 G is applied in the x -direction.

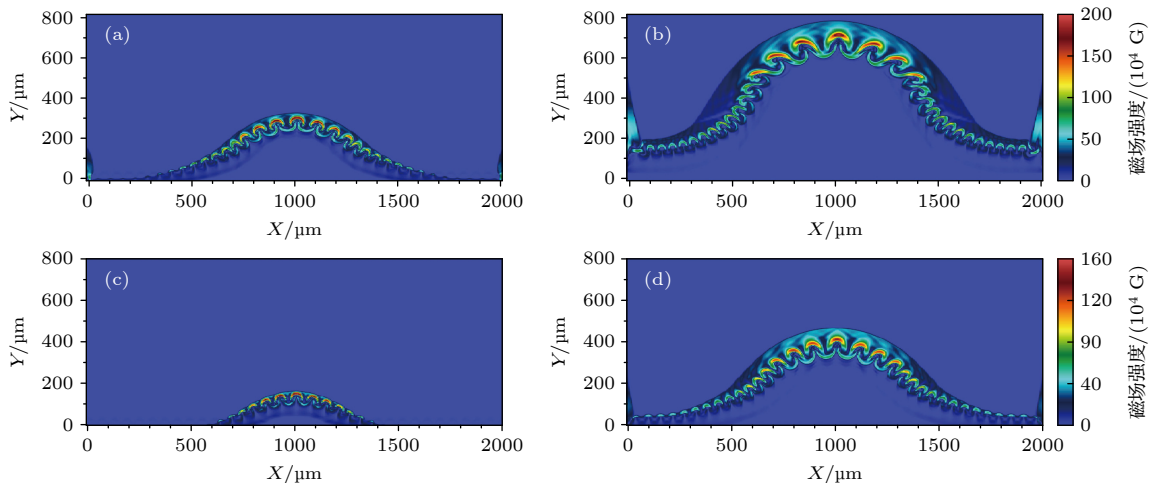


图 9 x 方向初始外加 10^5 G 磁场时, 不同激光条件、不同时刻磁场强度分布图 (a), (b) 分别对应入射激光能量为 1000 J 时, 5 和 10 ns 时刻磁场强度分布图; (c), (d) 分别对应入射激光 100 J 时 5 和 10 ns 时刻磁场强度分布图

Fig. 9. Magnetic field intensity distribution at different times under different laser conditions, when 10^5 G is initially applied in x -direction: (a), (b) The magnetic field intensity distribution at 5 and 10 ns corresponding to incident laser 1000 J, respectively; (c), (d) the magnetic field intensity distribution at 5 and 10 ns corresponding to incident laser 100 J, respectively.

外加磁场的引入给 RTI 以及 KHI 的演化带来了两个后果, 即外加种子磁场的放大和对不稳定性的抑制作用. 其中的致稳作用主要来自于洛伦兹力的两个分量, 如 (9) 式所示, 等式右侧依次对应磁压力梯度和磁张力梯度, 主要表现为和负压力梯度力之间的抗衡作用. 图 10 分别给出了 10 ns 时刻的磁压力梯度与磁张力梯度分布情况, 展示的是矢量值. 其中图 10(a) 和图 10(c) 对应激光入射能量为 1000 J 时, x 方向初始外加 10^5 G 磁场条件下, 磁压力梯度与磁张力梯度的分布情况; 图 10(b) 和图 10(d) 对应激光能量降为原来的 1/10 时 x 方向外加 10^5 G 磁场条件下, 磁压力梯度与磁张力梯度分布情况. 结合上述分析可知, 两种情况下磁压力梯度及磁张力梯度分布规律类似. 以图 10(a) 和图 10(b) 为例, 其中磁压集中在整个扰动界面上, 磁能梯度越大, 磁压力梯度越大, 极值分布在蘑菇

尖钉附近, 可达 1×10^{15} dyn/cm³ ($1 \text{ dyn} = 10^{-5} \text{ N}$). 磁张力主要分布在弯曲界面处, 呈现不均匀分布状态, 界面曲率越大, 磁张力梯度越大, 最大值约 4×10^{14} dyn/cm³, 其中磁压力梯度明显大于磁张力梯度, 在磁压力和磁张力的共同作用下对 KHI 和 RTI 起到致稳作用. 图 11 给出了 10 ns 时刻的负压力梯度力的分布情况, 可以发现在 RTI 尖钉附近, 负压力梯度力 ∇p 极值在 2×10^{15} dyn/cm³ 量级, 洛伦兹力不足以抗衡负压力梯度力, 使得 RTI 未完全被抑制, 如需完全抑制其发展, 初始时刻需要引入更强的水平背景磁场. 如图 10(a) 和图 10(b) 中黑线框标注的 RTI 尖钉尾部的 KHI 涡旋附近, 磁压力梯度在 1×10^{14} dyn/cm³ 量级, 和压力梯度力相当, 使得 KHI 涡旋等小尺度结构被完全抑制, 其中磁压力在抑制 KHI 中起主导作用:

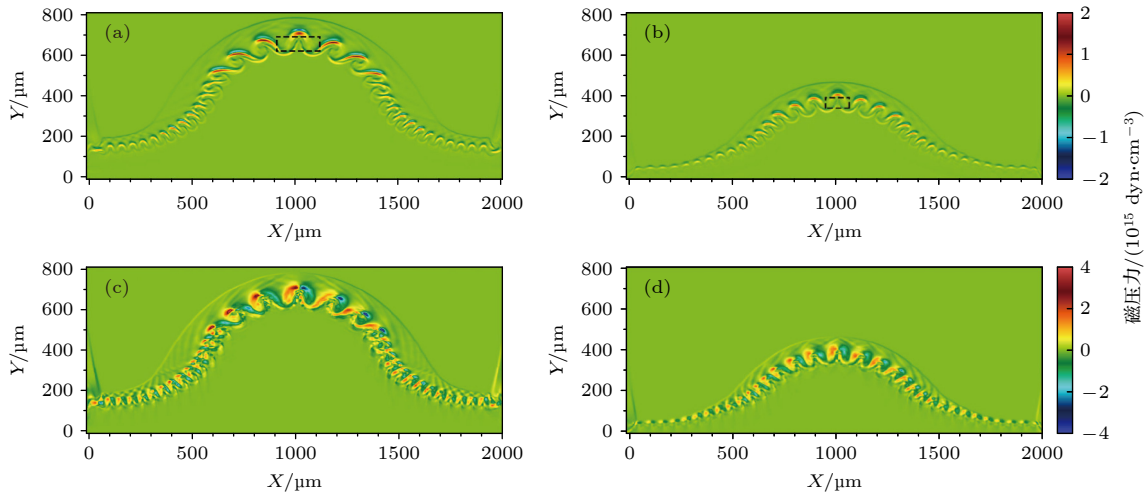


图 10 x 方向初始外加 10^5 G 磁场时, 不同激光条件下, 10 ns 时刻磁压力与磁张力分布图 (a), (b) 分别对应入射激光能量为 1000 和 100 J 时磁压力分布情况; (c), (d) 分别对应入射激光能量为 1000 和 100 J 时磁张力分布情况

Fig. 10. Distribution of magnetic pressure and magnetic tension at 10 ns under different laser conditions when 10^5 G is initially applied in x -direction: (a), (b) The magnetic pressure distribution corresponding to the incident laser energy of 1000 and 100 J respectively; (c), (d) the magnetic tension distribution corresponding to the incident laser energy of 1000 and 100 J respectively.

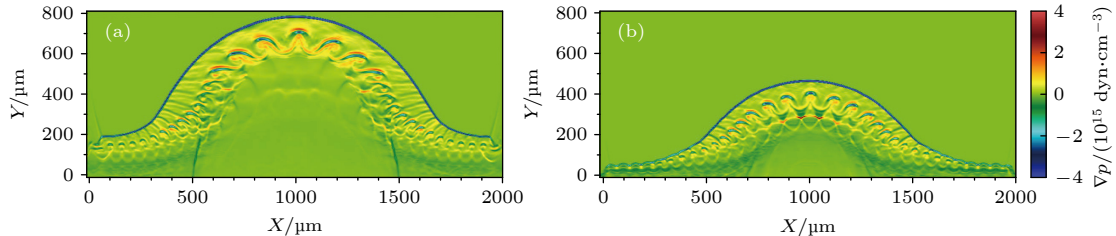


图 11 x 方向初始外加 10^5 G 磁场时, 不同激光条件下, 10 ns 时刻负压力梯度力分布 (a) 入射激光能量为 1000 J; (b) 入射激光能量为 100 J

Fig. 11. When a 10^5 G is initially applied in the x -direction, the negative pressure gradient force distribution at 10 ns under different laser conditions: (a) when the incident laser energy is 1000 J; (b) when the incident laser energy is 100 J.

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \left(-\frac{\nabla B^2}{2} + \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} \right). \quad (9)$$

定量上分析, 对于无磁场时, 基于理想 MHD, 经典的 RTI 线性增长率为^[37,38] $\gamma_{\text{RT,ic}} = \sqrt{Akg}$, 其中阿特伍德数 $A \approx 0.82$, 等效加速度 $g = u_{\text{int}}^2/P = 7.5 \times 10^{13} \text{ m/s}^2$, 波矢 $k = 2\pi/\lambda = 1.05 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$, 得到 $\gamma_{\text{RT,ic}}^{-1} \approx 1.24 \text{ ns}$. 对于 x 方向外加 10^5 G 磁场情况, 结合前面分析 0—4 ns 对应线性阶段, 此时被压缩放大后的磁场强度 $B = 1 \times 10^6 \text{ G}$, 得到 RTI 线性增长率为^[37,38] $\gamma_{\text{RT,ic}} = \sqrt{Akg - \frac{2(\mathbf{B} \cdot \mathbf{k})^2}{(\rho_2 - \rho_1)}}$, 经推导得到 $\gamma_{\text{RT,ic}}^{-1} \approx 2.63 \text{ ns}$. 可以进一步从理论上推导非线性阶段 RTI 尖钉尾部的 KHI 的线性增长情况. 结合图 5(a) 中 KHI 涡旋随时间的变化情况可以发现, 无磁场时, 在 4—8 ns 对应 KHI 的线性增长阶段, 这时 KHI 线性增长率为^[19] $\gamma_{\text{KH,ic}} = \frac{k(u_1 - u_2)}{2} \frac{\sqrt{\rho_1 \rho_2}}{\rho_1 + \rho_2}$, 得到 $\gamma_{\text{KH,ic}}^{-1} \approx 3.81 \text{ ns}$. 存在 x 方向 10^5 G 磁场时, KHI 线性增长率为^[19]

$$\gamma_{\text{KH,ic}} = \frac{1}{\rho_1 + \rho_2} \left\{ \rho_1 \rho_2 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_2)^2 - (\rho_1 + \rho_2) [(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1)^2 + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_2)^2] / \mu_0 \right\}^{\frac{1}{2}},$$

得到 $\gamma_{\text{KH,ic}}^{-1} \approx 4.35 \text{ ns}$. 综合比较分析不难发现, x 方向外加对 RTI 和 KHI 的演化具有致稳作用, 这和模拟结果较为相符.

4 结 论

本文提出了一种高能量密度物理中产生 RTI 的实验设计方案. 主要用 FLASH 程序对激光驱动的 CH 调制靶产生的 RTI 进行二维数值模拟. 系统地研究了 Biermann 自生磁场、外加磁场对 RTI 的演化影响的物理机理. 模拟结果表明, Biermann 自生磁场和平行流向即 y 方向的外加磁场在 RTI 演化过程中基本不会改变其界面动力学. x 方向外加 10^5 G 磁场情况下, 在 RTI 演化区域附近的等离子体完全被磁化. 外加磁场和冲击波后的流体之间发生显著的相互作用, 在 0—10 ns 期间, 被放大 20 倍 (约 $2 \times 10^6 \text{ G}$), 放大过程中的磁场对 RTI MZ 区域演化和 RTI 尖钉尾部的 KHI 具有明显的抑制作用. 抑制效果主要来自于磁压力、磁张力和负压

力梯度力之间的平衡, 其中磁压力占主导作用. 抑制程度和 x 方向初始外加磁场强度呈正相关. 另外, 不稳定性的发展严重依赖于入射激光的强度, 当激光驱动产生的冲击波足够强, RTI 可以在相对更强的外加磁场环境下产生. 后续我们将尝试开展相关的实验研究, 一方面给出磁场对 RTI 以及 KHI 演化影响的实验证据, 另一方面也可以重点分析不稳定性发展过程中的磁场放大现象, 磁场起源及其放大机制一直是天体物理学、宇宙学和高能量密度物理等领域的重要挑战. 研究结果将为后续开展和 ICF 相关的靶物理研究以及流体混合过程提供借鉴, 有助于加深对星际湍流和磁场演化的理解.

参考文献

- [1] Rayleigh L 1882 *Proc. R. Math. Soc.* **s1-14** 170
- [2] Taylor G I 1950 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **201** 192
- [3] Zhou Y, Williams R, Ramaprabhu P, Groom M, Attal N 2021 *Physica D* **423** 132838
- [4] Liu X Y, Li W M, Liu Y J, Dai L M, Dong H, Li J, Zhao Y L 2019 *Acta Petrologica Sin.* **35** 1071 (in Chinese) [刘昕悦, 李伟民, 刘永江, 戴黎明, 董昊, 李婧, 赵英利 2019 *岩石学报* **35** 1071]
- [5] Uchiyama Y, Aharonian F, Tanaka T, Takahashi T, Maeda Y 2007 *Nature* **449** 576
- [6] Sano T, Tamatani S, Matsuo K, Law K F F, Morita T, Egashira S, Ota M, Kumar R, Shimogawara H, Hara Y 2021 *Phys. Rev. E* **104** 035206
- [7] Kuramitsu Y, Ohnishi N, Sakawa Y, Morita T, Tanji H, Ide T, Nishio K, Gregory C D, Waugh J N, Booth N 2016 *Phys. Plasmas* **23** 032126
- [8] Nymark T K, Fransson C, Kozma C 2006 *Astron. Astrophys.* **449** 171
- [9] Ma X, Delamere P A, Otto A 2016 *J. Geophys. Res.* **121** 5260
- [10] Matsumoto Y, Hoshino M 2004 *Geophys. Res. Lett.* **31** 1
- [11] Wang L F, Ye W H, Chen Z, Li Y S, Ding Y K, Zhao K G, Zhang J, Li Z Y, Yang Y P, Wu J F, et al. 2021 *High Power Laser and Particle Beams* **33** 012001
- [12] Hammel B A, Haan S W, Clark D S, Edwards M J, Langer S H, Marinak M M, Patel M V, Salmonson J D, Scott H A 2010 *High Energy Density Phys.* **6** 171
- [13] Clark D S, Haan S W, Cook A W, Edwards M J, Hammel B A, Koning J M, Marinak M M 2011 *Phys. Plasmas* **18** 082701
- [14] Zhou Y 2017 *Phys. Rep.* **723-725** 1
- [15] Vandenboomgaerde M, Bonnefille M, Gauthier P 2016 *Phys. Plasmas* **23** 020501
- [16] Capelli D, Schmidt D W, Cardenas T, Rivera G, Randolph R B, Fierro F, Merritt E C, Flippo K A, Doss F W, Kline J L 2016 *Fusion Sci. Technol.* **70** 316
- [17] 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]
- [18] Remington B A, Park H S, Casey D T, Cavallo R M, Clarka D S, Huntingtona C M, Kuranzb C C, Milesa A R, Nagela S R, Ramana K S, Smalyuk V A 2019 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **116** 18233
- [19] Chandrasekhar S 1961 *Hydrodynamic and Hydromagnetic*

- Stability* (Oxford: Clarendon Press) pp481–512
- [20] Sun Y B, Wang C 2020 *Phys. Rev. E* **101** 053110
- [21] Zhao K G, Xue C, Wang L F, Ye W H, Wu J F, Ding Y K, Zhang W Y, He X T 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 094701 (in Chinese) [赵凯歌, 薛创, 王立锋, 叶文华, 吴俊峰, 丁永坤, 张维岩, 贺贤士 2018 物理学报 **67** 094701]
- [22] Wang L F, Ye W H, Li Y J 2010 *Phys. Plasmas* **17** 052305
- [23] Wang L F, Wu J F, Ye W H, Zhang W Y, He X T 2013 *Phys. Plasmas* **20** 042708
- [24] Reckinger S J, Livescu D, Vasilyev O V 2016 *J. Comput. Phys.* **313** 181
- [25] Wieland S, Reckinger S, Hamlington P E, Livescu D 2017 *47th AIAA Fluid Dynamics Conference Denver, Colorado, USA, June 5–9, 2017* p3974
- [26] Li Y, Luo X S 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 085203 (in Chinese) [李源, 罗喜胜 2014 物理学报 **63** 085203]
- [27] Rigon G, Casner A, Albertazzi B, Michel Th, Mabey P, Falize E, Ballet J, Van Box Som L, Pikuz S, Sakawa Y, Sano T, Faenov A, Pikuz T, Ozaki N, Kuramitsu Y, Valdivia M P, Tzeferacos P, Lamb D, Koenig M 2019 *Phys. Rev. E* **100** 021201
- [28] Sauppe J P, Palaniyappan S, Tobias B J, Kline J L, Flippo K A, Landen O L, Shvarts D, Batha S H, Bradley P A, Loomis E N, Vazirani N N, Kawaguchi C F, Kot L, Schmidt D W, Day T H, Zylstra A B, Malka E 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 185003
- [29] Gao L, Nilson P M, Igumenshev I V, Fiksel G, Yan R, Davies J R, Martinez D, Smalyuk V, Haines M G, Blackman E G, Froula D H, Betti R, Meyerhofer D D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 185003
- [30] Khlar B, Revet G, Ciardi A, Burdonov K, Filippov E, Béard J, Cerchez M, Chen S N, Gangolf T, Makarov S S, Ouillé M, Safronova M, Skobelev I Y, Soloviev A, Starodubtsev M, Willi O, Pikuz S, Fuchs J 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 205001
- [31] Sun Y B, Gou J N, Wang C 2021 *Phys. Plasmas* **28** 092707
- [32] Barbeau Z, Raman K, Manuel M, Nagel S, Shivamoggi B 2022 *Phys. Plasmas* **29** 012306
- [33] Fryxell B, Olson K, Ricker P, Timmes F X, Zingale M, Lamb D Q, Macneice P, Rosner R, Truran J W, Tufo H M 2000 *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **131** 273
- [34] 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
- [35] Macfarlane J J 1989 *Comput. Phys. Commun.* **56** 259
- [36] Sano T, Inoue T, Nishihara K 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 205001
- [37] Manuel M J E, Khlar B, Rigon G, Albertazzi B, Klein S R, Kroll F, Brack F E, Michel T, Mabey P, Pikuz S, Williams J C, Koenig M, Casner A, Kuranz C C 2021 *Matter Radiat. Extrem.* **6** 026904
- [38] Shivamoggi B K 1982 *Z. Angew. Math. Phys.* **33** 693

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

Sun Wei¹⁾ Lü Chong¹⁾ Lei Zhu²⁾ Zhong Jia-Yong^{3)†}

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

2) (*State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, Center for Applied Physics and Technology, HEDPS, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China*)

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

(Received 1 March 2022; revised manuscript received 31 March 2022)

Abstract

Rayleigh-Taylor instability (RTI) is a fundamental physical phenomenon in fluids and plasmas, and plays a significant role in astrophysics, space physics, and engineering. Especially in inertial confinement fusion (ICF) research, numerous experimental and simulation results have identified RTI as one of the most significant barriers to achieving fusion. Understanding the origin and development of RTI will be conducive to formulating mitigation measures to curb the growth of instability, thereby improving the odds of ICF success. Although there have existed many theoretical and experimental studies of RTI under high energy density, there are few experiments to systematically explore the influence of magnetic fields on the evolution of magnetized RTI. Here, a new experimental scheme is proposed based on the Shenguang-II laser facility on which the nanosecond laser beams are used to drive modulation targets of polystyrene (CH) and low-density foam layers. A shock wave is generated after the laser's CH modulation layer has been ablated, and propagates through CH to low-density foam. Moreover, Richtmyer-Meshkov instability is triggered off when the shock wave accelerates the target. When the laser pulse ends, the shock wave evolves into a blast wave, causing the system to decelerate, resulting in RTI in the reference system of the interface. In this paper the open-source radiation MHD simulation code (FLASH) is used to simulate the RTI generated by a laser-driven modulation target. The evolution of RTI under no magnetic field, under Biermann self-generated magnetic field, and under different applied magnetic fields are systematically investigated and compared with each other. The simulation results show that the Biermann self-generated magnetic field and the applied magnetic field parallel to flow direction do not change the interface dynamics in the evolution process of RTI. Nevertheless, the applied magnetic field perpendicular to flow direction can stabilize RTI and the Kelvin-Helmholtz vortex at the tail of the RTI spike. Magnetic pressure plays a decisive role. The present results provide a reference for the follow-up study of target physics related to ICF and deepen the understanding of the fluid mixing process.

Keywords: magnetic field, Rayleigh-Taylor instability, Kelvin-Helmholtz instability

PACS: 47.20.Ma, 47.20.Ft, 75.40.Mg, 52.30.Cv

DOI: [10.7498/aps.71.20220362](https://doi.org/10.7498/aps.71.20220362)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12175018, 12135001, U1930108, 12075030, 11903006, 12005305), the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDA25030700), and the Key Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. QYZDJ-SSW-SLH050).

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