

# 激光驱动平面含混合层 Richtmyer-Meshkov 不稳定性增长实验研究\*

袁永腾<sup>1)</sup> 姚立<sup>1)</sup> 宋洋<sup>2)</sup> 涂绍勇<sup>1)†</sup> 尹传盛<sup>1)</sup> 于承新<sup>2)</sup>  
蒲昱东<sup>1)</sup> 李志超<sup>1)</sup> 杨冬<sup>1)</sup> 杨家敏<sup>1)</sup> 缪文勇<sup>1)</sup>

1) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 等离子体物理全国重点实验室, 绵阳 621900)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2025 年 10 月 21 日收到; 2025 年 12 月 16 日收到修改稿)

金属材料内爆压缩过程中, 材料动态破坏形成的喷射物质会在材料界面之间形成具有密度分布的混合层, 该混合层会对后期的流体力学不稳定性发展及混合产生重要影响, 因此, 准确预测高能量密度条件下具有混合层的 Richtmyer-Meshkov 不稳定性增长及其引起的湍流混合, 对于理解天体物理中的多种现象和惯性约束聚变中的工程设计有着重要作用. 与激光装置上流体力学不稳定性实验研究常用的 X 射线背光成像方式相比, 本工作利用超环面弯晶测量泡沫材料中钛原子 K 壳层荧光信号, 实现了流体力学不稳定性增长过程中低密度混合层界面混合增长的测量. 基于神光 III 原型激光装置, 开展了预热实验研究, 证实通过降低入射激光功率和掺杂的方式, 基本消除了预热对铝材料界面初始状态的影响. 在此基础上开展了不同密度混合层条件下的 Richtmyer-Meshkov 不稳定性实验研究, 实验结果显示, 在界面粗糙度相同的条件下, 阿特伍德数越大, 混合层与铝层界面非线性增长阶段的  $\theta$  值越大, 低密度的混合层材料更有利于压缩, 扰动界面处存在更高的密度梯度和压力梯度, 从而在扰动界面处生成更多的涡量, 因此较低混合层密度条件下的 Richtmyer-Meshkov 不稳定性增长速度更快.

**关键词:** 混合, Richtmyer-Meshkov 不稳定性, 预热, 阿特伍德数

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251432](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251432)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251432](https://cstr.net/urn:csdn:CSTR:32037.14.aps.75.20251432)

## 1 引言

高能量密度物理 (HEDP) 是快速发展的一个新的物理学研究领域, 高能量密度流体物理主要用流体观点来分析流体流动的多样性, 研究高能量密度物质相互作用的动力学规律. Richtmyer-Meshkov (RM) 不稳定性是冲击波经过两种不同密度流体界面导致的界面失稳现象, RM 不稳定性及其引起的非线性复杂流动是高能量密度流体物

理研究的重要内容, 也是激光聚变内爆和天体物理研究的关键物理问题之一<sup>[1-4]</sup>. 在金属材料内爆压缩等物理问题中, 多次瞬态冲击作用使得金属表面形成微喷射, 因此压缩晚期流体动力学失稳诱导湍流混合发生前, 在金属界面与低密度材料区域间会形成具有一定密度分布的复杂混合层<sup>[5,6]</sup>, 这使得金属材料界面混合增长过程与经典 RM 诱导湍流混合存在明显的差异. 对于这类实际问题, 这种复杂动力学条件引起的变密度混合层效应会影响界面流动失稳与混合过程, 因此准确预测预制混合层

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2023YFA1608400)、国家自然科学基金 (批准号: 12575256, 12205273) 和重点实验室稳定支持项目 (批准号: JCKYS2024212802) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [tushaoyong@163.com](mailto:tushaoyong@163.com)

条件下的 RM 不稳定性增长及其引起的湍流混合, 对于理解天体物理中的多种现象和惯性约束聚变 (ICF) 中的工程设计有着重要作用. 近年来, 随着实验条件的改进, 特别是诊断技术的发展, 为开展高能量密度条件下的含混合层 RM 不稳定性及相关湍流混合研究提供了有利条件<sup>[7,8]</sup>.

高能激光装置上开展的流体力学不稳定性实验通常采用 X 射线背光成像技术获取界面不稳定性增长数据. 由于扰动界面两端材料种类、密度的差别, 实验通过选择合适的 X 射线背光能点获取材料界面扰动增长的 X 光图像. 常用的 X 射线背光成像技术适用于流体力学不稳定性增长的线性和弱非线性阶段测量, 但在强非线性及湍流混合阶段, 界面混合充分发展, 低不透明材料混入高不透明材料的结构将不易被测量, 如无法准确获取气泡的尺度和结构, 从而影响混合区宽度测量. 图 1 为模拟的透过铝和聚酰亚胺 (CH) 泡沫材料界面不稳定性增长的 X 射线背光图像, 图中黑色区域为铝样品 (初始表面预制粗糙度均方根偏差 rms 约为  $3 \mu\text{m}$ ). 界面的混合区宽度由尖钉宽度  $h_s$  和气泡宽度  $h_b$  共同决定, 图中高密度材料侵入低密度材料形成的尖钉结构受低密度材料影响小, 但低密度材料进入高密度材料形成的气泡结构和气泡顶端位置的获取则存在一定的不确定度, 因为界面不稳定性实验中 X 射线背光成像是利用高不透明材料对 X 光的衰减获取界面的扰动增长图像, X 射线在低不透明材料中几乎无衰减, 因此在测量气泡区结构时因气泡顶端密度低, 对应的 X 射线

背光图像中气泡精细结构易受周围高密度材料和噪声的影响, 从而无法准确获取气泡顶端位置. 在含混合层的 RM 不稳定性实验研究中, 处于金属层与泡沫层之间的混合层与两端样品的不透明度差别较小, 采用传统的 X 射线背光成像技术较难准确测量混合层材料界面的流体力学不稳定性增长.

针对 X 射线背光成像技术较难获取低不透明度材料界面扰动增长形貌的问题, Huntington 等<sup>[9]</sup>采用分裂 X 射线示踪技术, 在一发实验中同时测量高密度材料和低密度材料界面的流体力学不稳定性增长数据. 通过测量高密度材料进入低密度材料中的尖钉长度和低密度材料进入高密度材料中的气泡深度, 准确地给出界面混合区宽度. 该混合增长测量方式仍为 X 射线背光成像, 差别在于通过在高、低密度材料区分别掺杂高原子序数材料, 利用掺杂元素不透明度高的特点来获取不同密度材料区的 X 射线背光图像. 该方法的优点在于, 通过掺杂的方式利用传统的 X 射线背光成像技术获取了高、低密度材料的界面扰动增长 X 光图像, 准确地捕捉了界面扰动的尖钉-气泡结构; 但缺点在于, 高、低密度材料均为泡沫材料, 在研究金属材料与 CH 材料界面的不稳定性增长时则不适用.

为研究含混合层材料的界面 RM 不稳定性增长, 特别是含金属颗粒低密度 CH 材料混合层混入金属材料的结构和深度, 本文将 X 射线荧光成像技术应用用于 RM 不稳定性引起的混合增长测量, 解决了传统 X 射线背光成像技术无法测量金属材料与含金属颗粒泡沫材料界面混合增长的问题. X 射线荧光成像技术具备流体示踪特性和局域诊断能力, 且搭配弯晶成像设备可同时获得较高信号强度、能谱分辨、空间分辨和较低的本底水平的 X 光图像. 荧光成像中荧光信号强度与该处发射荧光物质的密度近似成正比, 而 X 射线背光成像获取的 X 光信号强度随样品密度  $e$  指数衰减, 考虑到成像系统动态范围的限制, 荧光成像技术可用于密度差别达 2 个量级的材料混合区密度反演. 本工作基于神光 III 原型装置的驱动能力设计并开展了 RM 不稳定性实验, 在低密度 CH 泡沫中掺钛作为混合层, 通过测量钛原子产生 K 壳层荧光, 获取铝样品与掺金属颗粒低密度材料界面的混合增长实验数据, 研究不同阿特伍德 (Atwood) 数条件下 RM 不稳定性增长过程中低密度材料区的界面混合增长规律.

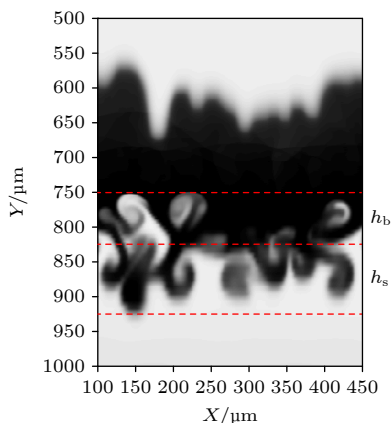


图 1 模拟单冲击条件下铝与 CH 泡沫界面的混合增长 X 射线背光图像

Fig. 1. Simulated X-ray backlighting image of mixing growth at the Al-CH foam interface induced by the single-shock.

## 2 X 射线荧光成像技术

X 射线荧光成像是特定元素原子发射的 X 射线荧光进行时空分辨成像的诊断技术, X 射线荧光产生的原理如图 2 所示. 外来泵浦 X 射线辐照特定荧光元素原子, 当泵浦 X 射线能量超过荧光原子的 K 壳层电离阈能时, 泵浦 X 射线以一定概率和荧光原子发生光电效应, 将 K 壳层束缚电子电离并产生 K 壳层空穴; K 壳层空穴寿命为飞秒量级, 外壳层电子会迅速向 K 壳层空穴跃迁, 并发射特定能量的荧光光子或俄歇电子. 根据外壳层电子所处的能级, K 壳层荧光可划分为多个分支, 比如  $L \rightarrow K$ ,  $M \rightarrow K$  跃迁分别产生  $K\alpha$ ,  $K\beta$  系列荧光. 考虑到泵浦 X 射线产生的难易程度、泵浦 X 射线诱发光电效应截面大小以及荧光与本底噪声的能量差距, 本工作的泵浦-荧光元素选择为钒泵浦钛原子 K 壳层荧光 [10].

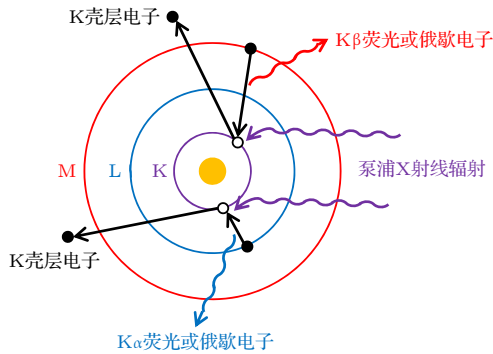


图 2 X 射线荧光产生示意图

Fig. 2. Schematic of the X-ray fluorescence generation.

荧光能量具有元素特异性, 借助准单能成像设备, X 射线荧光成像技术可追踪荧光发射区域的位置移动和形状变化, 进而实现流体示踪. 荧光诊断面临信号强度低、易受噪声和本底干扰的难题, 本工作采用超环面弯晶对钛原子  $K\alpha$  荧光进行高空间分辨 (约  $9 \mu\text{m}$ ) 成像, 如图 3 所示. 超环面弯晶诊断系统采用超环面面型反射式的成像方式, 实现高空间分辨与大视场成像, 结合晶体衍射分光原理获得高光谱分辨能力. 实验设置中, 在弯晶前添加光阑限制弯晶表面衍射区域范围, 进而平衡弯晶收光效率与能谱分辨, 在记录介质前使用飞行管限制记录介质的收光区域, 屏蔽靶点直穿辐射, 进而降低记录介质本底水平. 针对测量含金属颗粒混合层与金属层界面、混合层与低密度泡沫层界面混合

增长的需求, 本文将 X 射线荧光成像技术应用于高能量密度环境中较低不透明度材料界面的流体力学不稳定性增长测量. 与通过在 CH 材料中掺高原子序数材料、提升 X 光背光能点的方式测量低密度材料界面不稳定性增长的方法相比, 荧光成像的优点在于仅对含荧光材料的混合层进行 X 射线荧光成像, 消除了金属材料 and 泡沫材料的干扰, 获取的混合层与两端材料界面混合增长数据置信度更高.

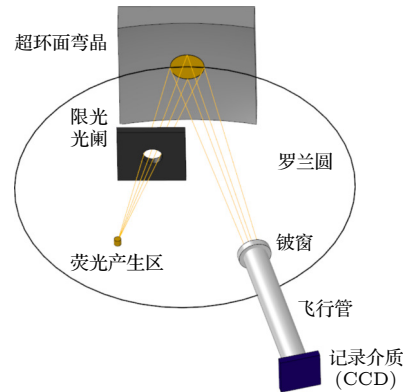


图 3 基于超环面弯晶的 X 射线荧光成像诊断示意图

Fig. 3. Schematic of the X-ray fluorescence imaging system based on the toroidally bent crystal.

## 3 含混合层的 RM 不稳定性诱导的混合增长实验设计

针对研究含混合层的 RM 不稳定性增长需求, 开展了 RM 不稳定性实验设计. 实验靶设计如图 4 所示, 靶结构从上到下依次为: 第一层为  $20 \mu\text{m}$  厚的 CH; 第二层为  $50 \mu\text{m}$  厚的 CH 掺溴样品 (掺溴原子比为 3%), 用于预热屏蔽; 第三层为  $80 \mu\text{m}$  厚的 CH; 第四层为  $35 \mu\text{m}$  厚的铝, 扰动面置于铝层后界面, 为使界面扰动增长迅速进入强非线性增长阶段, 铝扰动界面设计为粗糙界面, 界面轮廓算术平均偏差  $Ra$  为  $2.5\text{--}3.0 \mu\text{m}$ , 典型界面形貌如图 5 所示; 第五层为  $50 \mu\text{m}$  厚的掺钛泡沫; 第六层为  $800 \mu\text{m}$  厚的 CH 泡沫, 密度为  $70 \text{mg}/\text{cm}^3$ . 本实验设计在铝层与 CH 泡沫层之间增加掺钛泡沫, 模拟金属材料微喷射形成的混合层. 实验在神光 III 原型装置上开展, 该装置上、下各有四束激光, 实验中靶室上端四束激光以  $45^\circ$  倾角辐照多层靶上端面, 如图 4 所示, 产生的冲击波通过铝层与掺钛泡沫层界面时会引起界面发生 RM 失稳. 由于铝层界面为粗糙界面, 会导致进入掺钛泡沫层的冲击

波阵面扭曲, 进而将界面扰动从铝层馈入至掺钛泡沫层后界面, 使掺钛泡沫层前、后界面都发生 RM 不稳定性增长. 靶室下端四束激光根据测量需求, 采用短脉冲激光延时辐照下端背光靶钒膜, 产生的钒等离子体辐射 (He- $\alpha$  线: 5.2 keV) 穿过混合层时, 会诱发掺钛泡沫层中的钛原子产生 K 壳层荧光, 实验在赤道面处采用超环面弯晶设备记录混合层出射的荧光图像.

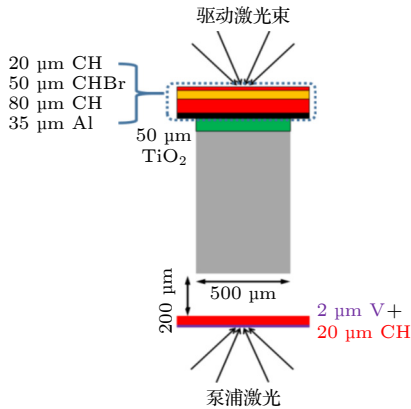


图 4 含混合层的 RM 不稳定性实验示意图  
Fig. 4. Sketch of the target package geometry of the RM instability experiment with a mixed layer.

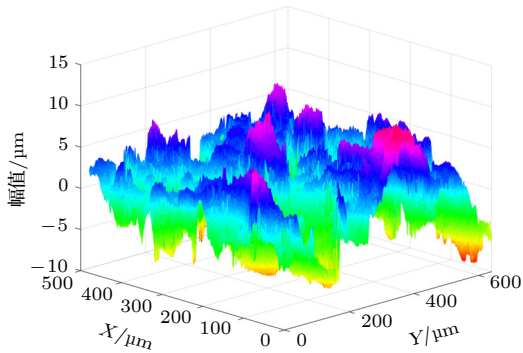


图 5 白光干涉仪测量的典型铝样品界面粗糙度形貌. 样品界面轮廓算术平均偏差  $Ra$  为 2.5—3.0  $\mu\text{m}$   
Fig. 5. Initial surface profile of rough aluminum foil, measured using white light interferometry. The interface profile arithmetic mean deviate ( $Ra$ ) of the aluminum foil was 2.5–3.0  $\mu\text{m}$ .

## 4 预热研究

直接驱动条件下激光烧蚀 CH 样品会在等离子体冕区产生高能 X 光和超热电子, 其具有较长的平均自由程. 在实验中, 高能 X 光和超热电子会在冲击波到达铝样品前穿透 CH 样品, 将能量沉积在铝样品内, 实现对波前物质的预热, 使铝样品熔

化, 从而改变扰动界面的初始状态<sup>[11]</sup>, 因此不利于流体力学不稳定性增长的分析. 在开展含混合层的 RM 不稳定性实验前进行了预热研究实验, 目的是选择合适的掺杂材料厚度和激光参数, 消除预热对铝样品扰动面初始状态的影响, 为后续开展初始扰动条件明确的含混合层的 RM 不稳定性实验奠定基础.

实验在神光 III 原型装置上进行, 实验排布如图 6 所示. 激光直接加载平面 CH 样品, 由于低原子序数材料的不透明度低, CH 样品对高能 X 光和超热电子的吸收较弱. 为消除预热影响, 可在 CH 材料中掺杂高原子序数材料, 利用其较高的不透明度来吸收预热成分. 实验在 CH 层后端放置台阶 CH 掺溴样品 (掺溴原子比 3%), 厚度分别为 50 和 80  $\mu\text{m}$ , 目的是评估不同厚度掺溴材料对预热的抑制效果. 神光 III 原型装置上端四束激光辐照 CH 样品, 烧蚀 CH 样品并产生冲击波, 实验采用任意反射面速度干涉仪 (VISAR) 测量铝样品后界面的自由面速度, 通过 VISAR 的条纹变化评估预热屏蔽层是否能有效阻挡高能 X 光及超热电子对铝样品的预热.

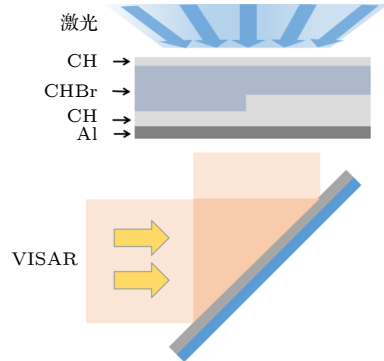


图 6 直接驱动条件下预热研究实验排布示意图  
Fig. 6. Schematic diagram of experimental arrangement for preheating study under laser direct-driven conditions.

实验采用两种驱动设置: 一种驱动条件为  $4 \times 800 \text{ J}/1 \text{ ns}$  方波, 激光功率密度为  $1.6 \times 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$ ; 另一种驱动条件为  $4 \times 500 \text{ J}/1 \text{ ns}$  方波, 激光功率密度为  $1 \times 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$ . 两种驱动条件下都采用焦距 500  $\mu\text{m}$  的连续相位板 (CPP), 目的是提升激光束的均匀性. 两种驱动条件下 VISAR 获取的干涉条纹如图 7 所示, 在入射激光功率密度  $1.6 \times 10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$  条件下, VISAR 条纹在 0.3 ns 消失, 说明两种厚度的 CHBr 均无法屏蔽预热, 导致冲击

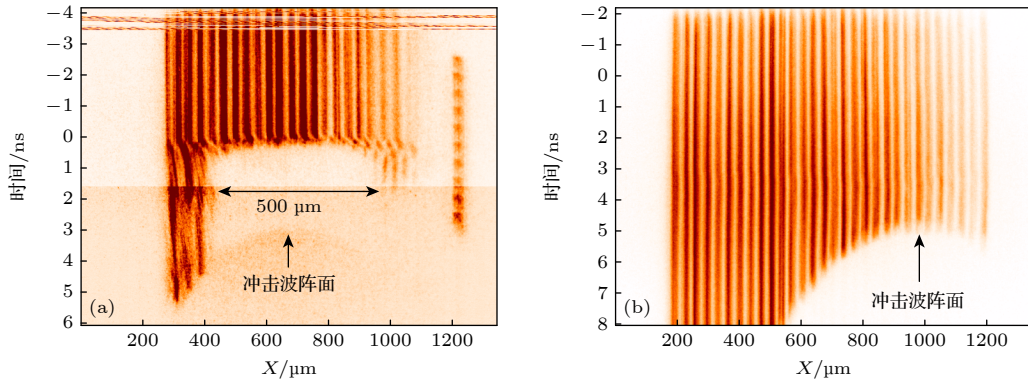


图 7 不同驱动条件下 VISAR 获取的干涉条纹图像 (a) 激光功率密度为  $1.6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ; (b) 激光功率密度为  $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$   
 Fig. 7. Interference fringe images acquired by a velocity interferometer system for any reflector (VISAR) under different driving conditions: (a) Laser power density  $1.6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ; (b) laser power density  $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ .

波抵达铝样品后界面前已将铝样品熔化, 从而使 0.3 ns 之后铝界面无法反射探针光, 造成干涉条纹消失. 实验中, 驱动源不均匀造成了图中冲击波卸载阵面的扭曲, 但预热引起的 VISAR 条纹消失具有较好的平整性; 预热引起的铝样品后界面熔化范围与激光光斑大小 ( $\Phi 500 \mu\text{m}$ ) 一致, 反映了预热源具有良好的方向性. 为消除预热影响, 实验采用降低驱动激光功率密度的方式减少超热电子和硬 X 光; 当激光功率密度降至  $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$  时, VISAR 图像中未见预热引起的铝样品界面状态变化, 仅观察到冲击波通过铝样品后界面造成的状态变化导致的干涉条纹消失. 这表明, 采用  $50 \mu\text{m}$  厚的 CHBr 作为预热屏蔽层, 且每束激光能量降至  $500 \text{ J/1 ns}$  时, 预热引起的铝材料后界面温升不足以使扰动面熔化, 未改变界面扰动的初始形貌, 因此可忽略预热对界面初始状态的影响<sup>[12]</sup>.

## 5 RM 不稳定性增长实验概况及结果

根据预热实验结果, RM 不稳定性实验预热屏蔽层 CHBr 厚度设为  $50 \mu\text{m}$ , 上端四束驱动激光束每束能量为  $500 \text{ J}$ , 波形为  $1 \text{ ns}$  方波. 为研究不同密度掺钛泡沫条件下 RM 不稳定性引起的混合层扰动增长的差异<sup>[13,14]</sup>, 本工作开展了两种掺钛泡沫密度条件下的 RM 不稳定性实验, 掺钛泡沫混合层密度分别为  $0.2$  和  $0.5 \text{ g/cm}^3$ , 掺钛密度分别为  $0.036$  和  $0.045 \text{ g/cm}^3$ . 实验中超环面弯晶采用的晶体型号为 Ge(400), 布拉格 (Bragg) 角为  $76.337^\circ$ , 集光立体角  $2 \times 10^{-4} \text{ sr}$ , 光阑尺寸为  $\Phi 3 \text{ mm}$ . 在此条件下, 超环面弯晶成像的能谱分辨  $E/\Delta E > 1000$ ,

其中  $E$  表示 X 光背光的中心能点,  $\Delta E$  为成像区域谱分辨方向的谱线半高宽, 能谱分辨高表明该成像方式具有较好的准单能成像特性. 由于超环面弯晶成像系统目前不具备时间分辨能力, 因此实验采用短脉冲激光辐照钒膜产生泵浦光; 实验中激光脉宽为  $0.5 \text{ ns}$ , 由此诱发的 K 壳层荧光发光时间约  $0.5 \text{ ns}$ . 实验通过多次、不同延时短脉冲激光打靶的方式, 获取了不同时刻的钛原子产生 K 壳层荧光图像, 如图 8 和图 9 所示. 由于钛原子仅存在于混合层中, 因此获取的荧光图像反映掺钛泡沫混合层的流体演化. 与 X 光背光成像相比, 荧光成像消除了混合层两端材料混合的干扰, 界面的扰动形貌变化仅反映含金属颗粒低密度混合层的界面不稳定性增长过程.

超环面弯晶诊断系统的能谱分辨率高, 本系统仅对  $4.5 \text{ keV}$  的 X 射线进行成像. 因此, 实验中在靠近泵浦源的区域设置中空的长方形掺钛泡沫作为定位标识, 该泡沫朝向扰动样品的一端紧贴金刀边, 目的是将实验中掺钛泡沫层荧光发光区域与金刀边的边界, 作为整幅荧光图像的绝对坐标基准. 本工作定义激光加载 CH 样品上端面为  $0 \mu\text{m}$  处, 该位置与定位标识上端面的距离为  $1040 \mu\text{m}$ . 实验中激光光斑尺寸为  $\Phi 500 \mu\text{m}$ , 样品的横向尺寸为  $500 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ ; 部分实验发次因打靶精度的问题, 激光光斑中心相对样品中心向左偏离, 造成掺钛泡沫层左端运动较快、右端运动较慢. 因此在数据处理中, 选择样品扰动发展较为平整区域进行混合增长分析.

当冲击波通过扰动界面后, 会造成涡量在扰动界面沉积, 从而引发界面发生 RM 不稳定性增长.

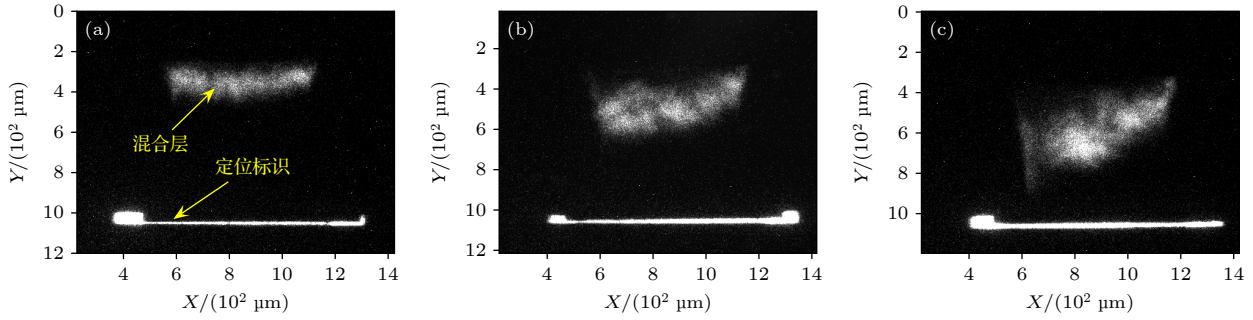


图 8 基于弯晶的 X 射线荧光成像诊断系统获取的密度  $0.2 \text{ g/cm}^3$  混合层不同时刻扰动增长图像 (a) 8 ns; (b) 10 ns; (c) 13 ns  
 Fig. 8. RM instability growth images of the  $0.2 \text{ g/cm}^3$  mixed layer acquired by the bent-crystal-based X-ray fluorescence imaging diagnostic system: (a) 8 ns; (b) 10 ns; (c) 13 ns.

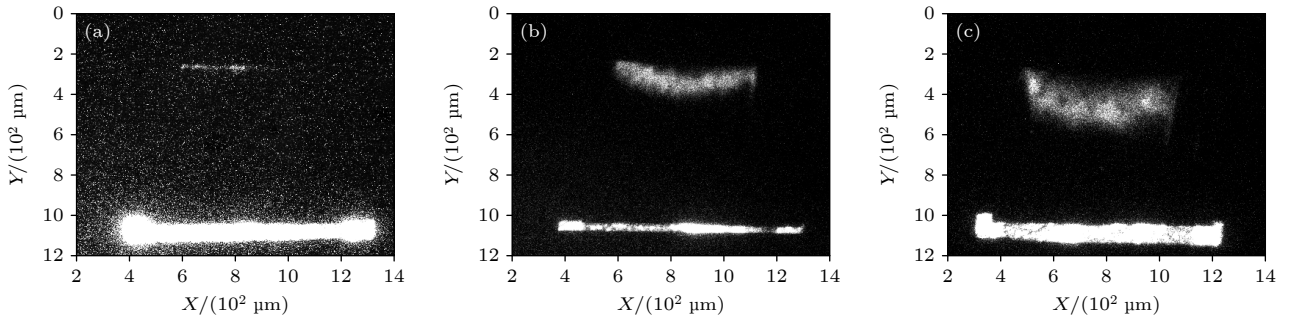


图 9 基于弯晶的 X 射线荧光成像诊断系统获取的  $0.5 \text{ g/cm}^3$  混合层不同时刻扰动增长图像 (a) 6 ns; (b) 8 ns; (c) 11 ns  
 Fig. 9. RM instability growth images of the  $0.5 \text{ g/cm}^3$  mixed layer acquired by the bent-crystal-based X-ray fluorescence imaging diagnostic system: (a) 6 ns; (b) 8 ns; (c) 11 ns.

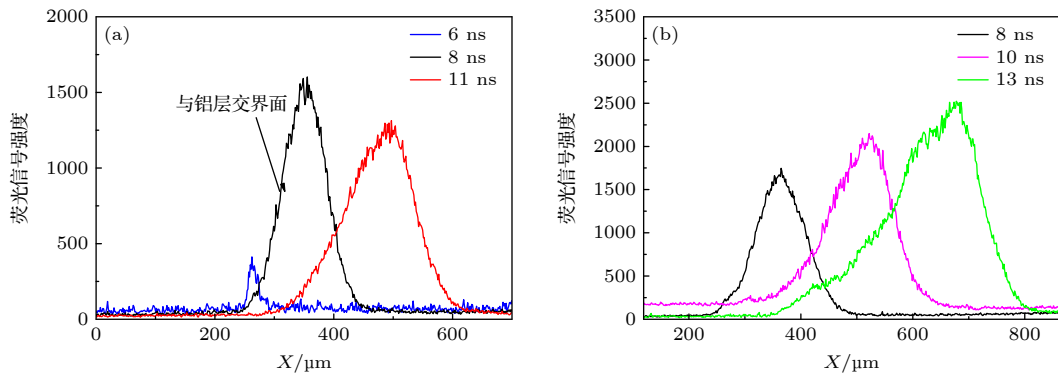


图 10 不同时刻不同密度掺钛泡沫层荧光图像光强纵向分布变化 (a) 密度  $0.5 \text{ g/cm}^3$ ; (b) 密度  $0.2 \text{ g/cm}^3$   
 Fig. 10. Longitudinal distribution of fluorescence intensity in titanium-doped foam layers with different densities at different time: (a) Density  $0.5 \text{ g/cm}^3$ ; (b) density  $0.2 \text{ g/cm}^3$ .

RM 不稳定性增长速度与界面初始扰动密切相关, 实验中采用粗糙样品, 旨在研究多模、宽谱条件下 RM 不稳定性增长规律. 由于样品初始扰动不是单模正弦扰动结构, 因此界面扰动增长未呈现规则的尖钉-气泡结构. 实验观测到掺钛泡沫层的多尺度结构, 反映了低密度材料界面不稳定性增长. 对图 8、图 9 中荧光信号平整的区域进行分析, 获取了不同掺钛泡沫密度条件下泡沫区荧光信号纵向强度分布, 如图 10 所示. 图中荧光信号半高宽增长反映

了掺钛泡沫的宽度变化, 荧光信号的上升沿反映混合层与铝层界面的混合增长, 荧光信号的下降沿反映混合层与泡沫层的界面混合增长.

## 6 混合区宽度增长分析

混合区宽度是描述界面混合程度的定量指标, 其定义方式多样, 例如通过体积分数定义<sup>[15]</sup>, 基于质量分数定义<sup>[16]</sup>以及基于扰动界面尖钉-气泡几

何间距定义等. 前两种定义方式需要通过实验测量混合区中两种物质的体积占比和密度分布, 但在高能密度物理实验中, 获取这类信息困难较大. 激光装置上开展的湍流混合实验通常采用 X 光背光照相的方式测量扰动界面的混合增长, 将 X 光背光图像中尖钉-气泡间距或整个扰动样品宽度作为

$$I_{\text{cell}}(X, Z) = N_p \frac{1}{4\pi l^2} T_p(E_p) \left[ \mu_{\text{Ti}}^{\text{ph,K}}(E_p) \rho_{\text{Ti}}(X) \omega_K f_K(E_F) \right] \cdot T_F(E_F) \\ = N_p \frac{1}{4\pi l^2} e^{-\mu_{\text{tot}}(E_p) \int_0^X \rho_{\text{tot}}(x, z) dx} \left[ \mu_{\text{Ti}}^{\text{ph,K}}(E_p) \rho_{\text{Ti}}(X, z) \omega_K f_K(E_F) \right] e^{-\mu_{\text{tot}}(E_F) \int_0^Z \rho_{\text{tot}}(X, z) dz}, \quad (1)$$

式中,  $N_p$  为泵浦源辐射强度;  $T_p(E_p)$  为能量为  $E_p$  的泵浦源传输到微元的透过率;  $T_F(E_F)$  为能量为  $E_F$  的荧光沿诊断方向从微元传输到泡沫表面的透过率,  $\mu_{\text{Ti}}^{\text{ph,K}}(E_p) \rho_{\text{Ti}}(X) \omega_K f_K(E_F)$  为局域荧光产生项;  $\rho_{\text{Ti}}$  为泡沫区钛原子密度;  $\rho_{\text{tot}}$  为掺钛泡沫区的材料总密度,  $\mu_{\text{Ti}}^{\text{ph,K}}(E_p)$ ,  $\omega_K$ ,  $f_K(E_F)$  分别为钛原子

混合区宽度<sup>[17-19]</sup>, 该定义反映的是高不透明度材料区的混合增长. 本实验采用荧光成像技术获取了低密度掺钛泡沫区的出射荧光信号. 假定 Z 轴垂直于纸面 (沿诊断视线方向), 将掺钛泡沫划分为多个小体积微元, 考虑泵浦 X 射线传输衰减和荧光自吸收, 不同位置微元出射荧光强度可表示为

的 K 壳层光电吸收截面、K 壳层荧光产额、荧光分支比; X 表示微元离掺钛泡沫界面 (靠近泵浦光一侧) 的距离, Z 表示诊断视线方向微元离掺钛泡沫界面 (远离诊断设备一端) 的厚度;  $l$  表示泵浦源与体积微元之间的距离. 假设掺钛泡沫区沿诊断视线方向的密度不变, X 处出射的荧光总强度可表示为

$$I(X) = N_p \frac{1}{4\pi l^2} \exp\left(-\mu_{\text{tot}}(E_p) \int_0^X \rho_{\text{tot}}(x) dx\right) \left[ \mu_{\text{Ti}}^{\text{ph,K}}(E_p) \rho_{\text{Ti}}(X, z) \omega_K f_K(E_F) \right] \left( \int_0^W e^{-\mu_{\text{tot}}(E_F) \rho_{\text{tot}}(X) z} dz \right) \\ \propto \frac{1}{l^2} \exp\left(-\mu_{\text{tot}}(E_p) \int_0^X \rho_{\text{tot}}(x) dx\right) \rho_{\text{Ti}}(X) \frac{1 - e^{-\mu_{\text{tot}}(E_F) \rho_{\text{tot}}(X) W}}{\mu_{\text{tot}}(E_F) \rho_{\text{tot}}(X)} \\ \propto \frac{1}{l^2} \exp\left(-\mu_{\text{tot}}(E_p) \int_0^X \rho_{\text{tot}}(x) dx\right) \left(1 - e^{-\mu_{\text{tot}}(E_F) \rho_{\text{tot}}(X) W}\right), \quad (2)$$

式中,  $W$  表示沿诊断视线方向的掺钛泡沫样品的厚度. 从图 10 可知实验中掺钛泡沫层宽度由于界面混合的发展, 实际的宽度约为初始宽度的 2—5 倍, 基于质量守恒可知荧光沿诊断方向的光学厚度  $\mu_{\text{tot}}(E_F) \rho_{\text{tot}}(x) W < 0.2$ , 沿泵浦光传播路径上位置 X 处的泵浦光对应的光学厚度  $\mu_{\text{tot}}(E_p) \int_0^X \rho_{\text{tot}}(x) dx < 0.15$ , (2) 式可近似表示为

$$I(X) \propto \frac{1}{l^2} \left[ 1 - \mu_{\text{tot}}(E_p) \int_0^X \rho_{\text{tot}}(x) dx \right] \rho_{\text{tot}}(X) W. \quad (3)$$

从上式可知不同位置 X 处出射荧光强度受该处掺钛泡沫层密度  $\rho_{\text{tot}}(X)$ ,  $l$  和沿泵浦源传播到 X 处掺钛泡沫层的光学厚度  $\mu_{\text{tot}}(E_p) \int_0^X \rho_{\text{tot}}(x) dx$  有关. RM 不稳定性增长引起的掺钛泡沫向铝区运动形成气泡结构, 扰动界面由于混合增长造成界面处的密度有量级的变化, 在扰动界面附近混合区

宽度内光学厚度变化不大, 因此, 混合区范围内的  $\mu_{\text{tot}}(E_p) \int_0^X \rho_{\text{tot}}(x) dx$  值可近似为常数. 沿泵浦光传播方向靠近界面处掺钛泡沫层的光学厚度  $\mu_{\text{tot}}(E_p) \int_0^X \rho_{\text{tot}}(x) dx < 0.15$ , 远离界面位置对应的光学厚度更低, 因此, 掺钛泡沫材料混合区范围内不同位置处的  $1 - \mu_{\text{tot}}(E_p) \int_0^X \rho_{\text{tot}}(x) dx$  值近似为  $> 0.85$  的常数, 远离混合区位置的  $1 - \mu_{\text{tot}}(E_p) \int_0^X \rho_{\text{tot}}(x) dx$  值的范围为 0.85—1.00, 因此 (3) 式可近似表示为

$$I(X) \propto \frac{1}{l^2} \rho_{\text{tot}}(X) W, \quad (4)$$

上式表明, 出射荧光信号的强度与该处的掺钛泡沫密度成正比; 而 X 射线背光成像获取的 X 光信号强度随密度 e 指数衰减. 因此, 荧光成像技术可用于大动态范围密度的反演, 能够捕捉较低密度条件

下的扰动增长形貌,有助于气泡顶端位置的精确定定,进而提升混合区宽度测量的精度.基于此,可通过荧光信号的强度变化定义掺钛泡沫层界面扰动增长的混合区宽度,将混合层与铝层扰动面出射荧光光强下降 10% 的位置,与下降 90% 的位置之间的间距,定义为铝与掺钛泡沫界面的混合区宽度.该宽度近似反映掺钛泡沫区域密度从峰值密度的 90% 降至 10% 区间的宽度,表征低密度材料混入高密度材料的混合程度.根据上述定义,相同驱动条件下 RM 不稳定性实验铝与掺钛泡沫层界面混合区宽度增长情况如图 11 所示.测量结果表明,低密度掺钛泡沫层的混合区宽度增长速度高于高密度掺钛泡沫层.

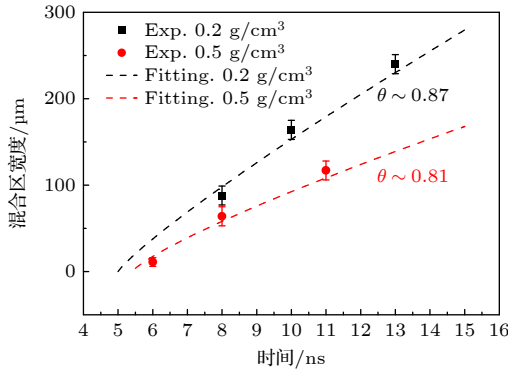


图 11 密度 0.2 g/cm<sup>3</sup> 和 0.5 g/cm<sup>3</sup> 掺钛泡沫材料与粗糙铝界面的混合区宽度增长对比.图中带误差棒的离散数据点为实验测量结果.虚线为采用 RM 不稳定性非线性增长解析公式拟合的混合区宽度随时间的演化

Fig. 11. The mixing width of the interface between the aluminum layer and the mixed layer with different density. The squares and circles show data points for 0.2 g/cm<sup>3</sup> and 0.5 g/cm<sup>3</sup> mixed layer, respectively. The dash lines denote the fitting results of the mixing width using the formula for the nonlinear growth phase.

根据多模扰动界面的 RM 增长解析模型<sup>[20,21]</sup>,冲击波通过扰动界面后,界面混合增长首先呈线性增长趋势,其表达式为  $h = h_0 + 2\alpha A \Delta v t$ ,  $t \leq t^*$ ,随着扰动的持续发展,界面扰动增长速度逐渐减缓,进而进入非线性增长阶段,其表达式为

$$h = h^* \left[ 1 + \dot{h}^* / (\theta h^*) (t - t^*) \right]^\theta, \quad t \geq t^*,$$

式中,  $\alpha$  表示线性增长常数,  $A$  表示 Atwood 数,  $t^*$  为非线性增长的开始时刻,  $h^*$  为  $t^*$  时刻的混合区宽度,  $\theta$  表示非线性增长常数.由于实验中界面初始扰动为粗糙界面,界面扰动增长迅速进入非线性增长阶段.采用上述非线性增长公式对扰动增长数

据进行拟合,可获取不同 Atwood 数条件下的  $\theta$  值.拟合曲线如图 11 中虚线所示, 200 mg/cm<sup>3</sup> 掺钛泡沫层界面的非线性增长  $\theta$  值为 0.87, 500 mg/cm<sup>3</sup> 掺钛泡沫层界面的非线性增长  $\theta$  值为 0.81.拟合结果表明,在界面扰动粗糙度相同的条件下, Atwood 数越大,非线性增长阶段的  $\theta$  值越大.

扰动界面的混合增长与界面初始状态密切相关.线性电机 (linear electric motor) 实验中显示 Atwood 数为 0.5,界面初始扰动为窄带谱时, RM 非线性增长  $\theta \approx 0.275$ <sup>[22]</sup>; Dimonte 等<sup>[23]</sup>在 Nova 激光装置上开展的宽谱粗糙界面 (rms 约为 (4.6±1) μm) RM 实验中,非线性增长  $\theta \approx 0.6 \pm 0.1$ .本实验扰动界面为粗糙界面,且测量对象为低密度泡沫界面的混合增长,传统的 X 光背光成像会低估低密度材料进入高密度材料的气泡区深度,而荧光成像获取的图像完全不受高密度材料的干扰,因此本实验测得的非线性  $\theta$  值更大.

当冲击波通过扰动界面时,涡量沉积的大小与 RM 不稳定性增长直接相关.斜压黏性流体的涡动力学弗里德曼-赫姆霍兹方程为

$$\frac{d\omega}{dt} = (\omega \cdot \nabla) u - \omega (\nabla \cdot u) + \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p + \nu \nabla^2 \omega, \quad (5)$$

式中,  $\omega$  表示涡量;  $\rho$  表示密度;  $u$  表示速度;  $p$  表示压力;  $\nu$  表示黏性系数.上式右端第一项是涡量的拉伸项,由于速度场的空间非均匀,涡结构会发生拉伸和扭曲,进而导致涡量场发生变化;第二项为速度散度项,它描述了流体压缩性对涡量的影响,低密度掺钛泡沫层更易压缩,造成的体积改变会增强涡量生成;第三项是涡量的斜压产生项,界面处的压力梯度和密度梯度越大,产生的涡量越多;最后一项表示涡量扩散导致的涡量改变,大小与黏性有关.对单次冲击 RM 不稳定性增长而言,冲击波通过扰动界面前的瞬间涡量  $\omega = 0$ ,此时涡动力学方程仅与斜压项有关.基于此推导得出, RM 不稳定性单模、多模线性阶段的扰动增长速度与界面处 Atwood 数、界面运动速度成正比<sup>[21,24]</sup>.与高密度掺钛泡沫条件下的界面扰动增长相比,低密度掺钛泡沫与铝层界面处的 Atwood 数更高,冲击波过界面后,界面处有更高的密度梯度和压力梯度.根据 (5) 式可知,此时会有更多的涡量沉积在扰动界面处,因此较高 Atwood 数条件下界面扰动增长速度更快.

根据上述分析可知,混合层密度差异会导致铝

层与混合层界面的 Atwood 数发生改变, 而界面处的 Atwood 数直接影响界面混合的增长速度. 在小 Atwood 数条件下, 尖钉区和气泡区宽度近似相等<sup>[22,24]</sup>; 而在较大 Atwood 数条件下, 混合层密度较低, 材料更易压缩, 尖钉区的涡量沉积速度快于气泡区, 这造成尖钉区与气泡区宽度出现差异, 进而发展出更长的尖钉区域, 因此较大 Atwood 数条件下  $\theta$  值更大.

## 7 结 论

与常用的 X 射线背光成像方式相比, 本工作利用超环面弯晶测量泡沫材料中钛原子 K 壳层荧光图像, 实现了流体力学不稳定性增长研究中低密度材料界面混合增长的定量测量, 消除了高密度材料区对成像的干扰. 通过开展预热效应研究, 证实采用降低入射激光功率和掺杂结合的方式, 可基本消除预热对界面初始状态的影响. 在此基础上, 开展了不同混合层密度条件的 RM 不稳定性实验. 实验结果显示, 在界面粗糙度相同的条件下, 界面处 Atwood 数越大, 非线性增长阶段的  $\theta$  值越大. 低密度的泡沫材料有利于压缩, 且扰动界面处存在更高的密度梯度和压力梯度, 更有利于涡量的产生, 因此低密度混合层条件下, 铝层与混合层界面的 RM 不稳定性增长速度更快.

## 参考文献

- [1] Do A, Casey D T, Clark D, Bachmann B, Baker K L, Braun T, Briggs T M, Chapman T D, Celliers P M, Chen H, Choate C, Dewald E L, Divol L, Fathi G, Fittinghoff D N, Hall G N, Hartouni E, Holunga D M, Khan S F, Kritcher A L, Landen O L, MacPhee A G, Millot M, Marley E V, Milovich J L, Nikroo A, Pak A E, Schlossberg D J, Smalyuk V A, Stadermann M, Strozzi D J, Tommasini R, Weber C R, Woodworth B N, Yanagisawa D K, Birge N W, Danly C R, Durocher M, Freeman M S, Geppert-Kleinrath H, Geppert-Kleinrath V, Kim Y, Meaney K D, Wilde C H, Gatu Johnson M, Allen A, Ratledge M, Kong C, Fehrenbach T, Wild C 2023 *Phys. Plasmas* **30** 112703
- [2] Remington B A, Drake R P, Ryutov D D 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 755
- [3] Casner A, Mailliet C, Rigon G, Khan S F, Martinez D, Albertazzi B, Michel T, Sano T, Sakawa Y, Tzeferacos P, Lamb D, Liberatore S, Izumi N, Kalantar D, Di Nicola P, Di Nicola J M, Le Bel E, Igumenshchev I, Tikhonchuk V, Remington B A, Ballet J, Falize E, Masse L, Smalyuk V A, Koenig M 2019 *Nucl. Fusion* **59** 032002
- [4] Swisher N C, Kuranz C C, Arnett D, Hurricane O, Remington B A, Robey H F, Abarzhi S I 2015 *Phys. Plasmas* **22** 102707
- [5] Song Y, Wang P, Wang L L, Ma D J, He A M, Chen D W, Fan Z F, Ma Z Q, Wang J G 2021 *Comput. Fluids* **229** 105061
- [6] Zellner M B, McNeil, Hammerberg J E, Hixson R S, Obst A W, Olson R T, Payton J R, Rigg P A, Routley N, Stevens G D, Turley W D, Veerer L, Buttler W T 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 123502
- [7] Pellone S, Rasmus A M, Di Stefano C A, Merritt E C, Doss F W 2024 *Phys. Plasmas* **31** 012304
- [8] Doss F W, Flippo K A, Merritt E C, DeVolder B G, Di Stefano C A, Huntington C M, Kline L, Kot L, Nagel S R, Rasmus A M, Schmidt D W 2020 *Phys. Plasmas* **27** 032701
- [9] Huntington C M, Raman K S, Nagel S R, MacLaren S A, Baumann T, Bender J D, Prisbrey S T, Simmons L, Wang P, Zhou Y 2020 *High Energy Density Phys.* **35** 100733
- [10] Yao L, Pu Y D, Wei M X, Zhan X Y, Zhang X, Yan J, Yang Y M, Hou L F, Ding Y K 2020 *Acta Opt. Sin.* **40** 0634001 (in Chinese) [姚立, 蒲昱东, 韦敏习, 詹夏宇, 张兴, 晏骥, 杨铁濛, 侯立飞, 丁永坤 2020 *光学学报* **40** 0634001]
- [11] Nilsen J, Kritcher A L, Martin M E, Tipton R E, Whitley H D, Swift D C, Döppner T, Bachmann B L, Lazicki A E, Kostinski N B, Maddox B R, Collins G W, Glenzer S H, Falcone R W 2020 *Matter Radiat. Extremes* **5** 018401
- [12] Liu W, Duan X X, Jiang S E, Wang Z B, Sun L, Liu H, Yang W M, Zhang H, Ye Q, Wang P, Li Y L, Yi L, Dong S 2018 *Phys. Plasmas* **25** 062707
- [13] Zhang S B, Zhang H H, Chen Z H, Zheng C 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 105202 (in Chinese) [张升博, 张焕好, 陈志华, 郑纯 2023 *物理学报* **72** 105202]
- [14] Sun B B, Ye W H, Zhang W Y 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 194701 (in Chinese) [孙贝贝, 叶文华, 张维岩 2023 *物理学报* **72** 194701]
- [15] Thornber B, Drikakis D, Youngs D L, Williams R J R 2010 *J. Fluid Mech.* **654** 99
- [16] Hill D J, Pantano C, Pullin D I 2006 *J. Fluid Mech.* **557** 29
- [17] Nagel S R, Raman K S, Huntington C M, MacLaren S A, Wang P, Bender J D, Prisbrey S T, Zhou Y 2022 *Phys. Plasmas* **29** 032308
- [18] Flippo K A, Doss F W, Kline J L, Merritt E C, Capelli D, Cardenas T, DeVolder B, Fierro F, Huntington C M, Kot L, Loomis E N, MacLaren S A, Murphy T J, Nagel S R, Perry T S, Randolph R B, Rivera G, Schmidt D W 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 225001
- [19] Welser-Sherrill L, Fincke J, Doss F, Loomis E, Flippo K, Offermann D, Keiter P, Haines B, Grinstein F 2013 *High Energy Density Phys.* **9** 496
- [20] Mikaelian K O 2011 *Physica D* **240** 935
- [21] Mikaelian K O 2015 *Shock Waves* **25** 35
- [22] Zhou Y 2017 *Phys. Rep.* **723** 1
- [23] Dimonte G, Frerking C E, Schneider M 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4855
- [24] Zhou Y 2017 *Phys. Rep.* **720** 1

# Experimental study of laser-driven planar Richtmyer-Meshkov instability with a mixed layer<sup>\*</sup>

YUAN Yongteng<sup>1)</sup> YAO Li<sup>1)</sup> SONG Yang<sup>2)</sup> TU Shaoyong<sup>1)†</sup>  
 YIN Chuansheng<sup>1)</sup> YU Chengxin<sup>2)</sup> PU Yudong<sup>1)</sup> LI Zhichao<sup>1)</sup>  
 YANG Dong<sup>1)</sup> YANG Jiamin<sup>1)</sup> MIAO Wenyong<sup>1)</sup>

1) (*National Key Laboratory of Plasma Physics, Laser Fusion Research Center,  
 China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

( Received 21 October 2025; revised manuscript received 16 December 2025 )

## Abstract

During the implosion of metallic materials, the ejecta formed where the fragments were ejected from the shocked metal surface, and a mixed layer with finite width appears between two fluids, the mixed layer significantly influences the subsequent development of hydrodynamic instabilities and mixing. In inertial confinement fusion (ICF), the shock that passes through the roughened metal interface also causes the formation of ejecta. Therefore, accurate prediction of the growth of Richtmyer-Meshkov (RM) instability involving the mixed layer is crucial for understanding various phenomena in astrophysics and optimizing ICF engineering designs. However, in the experimental studies of RM instability on metal interfaces RM instability with a mixed layer, the opacity difference between the mixed layer and the metal sample is relatively small, this makes it difficult to accurately measure the RM instability growth using traditional X-ray backlighting imaging techniques.

To address this issue, this study applies X-ray fluorescence imaging technology to the measurement of RM instability growth. This technique possesses fluid tracing characteristics and localized diagnostic capabilities. The K-shell fluorescence signals of titanium atoms in foam material are obtained by the curved bent crystal imaging system, it enables the measurement of the mixing evolution in low-density regions. More importantly, the signal intensity is approximately proportional to the density of the fluorescing material in X-ray fluorescence imaging, whereas the signal in traditional X-ray backlighting decays exponentially with material density. This allows fluorescence imaging to capture the perturbation structures of the mixing layer under much lower density conditions, obtain higher confidence data on the mixing growth at the interfaces between the mixing layer and the adjacent materials.

In laser direct-drive experiments, the hard X-rays and superhot electrons generated by the direct laser loading of CH samples can heat the metal perturbation sample ahead of the shock. Preheating modifies the initial state of the perturbed interface before the shock arrives, thereby complicating the analysis of hydrodynamic instability evolution that depends on these original conditions. A preheat calibration experiment is conducted at the Shenguang-III prototype laser facility, the experimental results show that a 50  $\mu\text{m}$  thick CH (3% bromine doping) layer and reducing the laser power can block the preheat, the increase in temperature before the arrival time of the shock wave is less than 200 K, which has little influence on the initial state of rear

\* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2023YFA1608400), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12575256, 12205273), and the Foundation of National Key Laboratory of Plasma Physics, China (Grant No. JCKYS2024212802).

† Corresponding author. E-mail: [tushaoyong@163.com](mailto:tushaoyong@163.com)

interface of the aluminum layer.

In an effort to better understand the RM instability with a mixed layer, a laser-driven RM instability experiment under two mixed layer density conditions (0.2 and 0.5 g/cm<sup>3</sup>) has been performed at the Shenguang-III prototype laser facility. The experimental results show that under the condition of the same interface roughness, a larger Atwood number leads to a larger  $\theta$  value during the nonlinear growth stage. The total amount of vorticity deposited by the shock wave determines the growth rate of the instability, the mixed layer with lower density exhibits better compressibility, and there are steeper density and pressure gradients. Therefore, the low-density mixed layer tends to deposit more vorticity at the interface, which in turn leads to a faster growth of RM instability.

**Keywords:** mix, Richtmyer-Meshkov instability, preheat, Atwood number

**DOI:** [10.7498/aps.75.20251432](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251432)

**CSTR:** [32037.14.aps.75.20251432](https://cstr.org/cstr/32037.14.aps.75.20251432)



## 激光驱动平面含混合层Richtmyer–Meshkov不稳定性增长实验研究

袁永腾 姚立 宋洋 涂绍勇 尹传盛 于承新 蒲昱东 李志超 杨冬 杨家敏 缪文勇

### Experimental study of laser-driven planar Richtmyer–Meshkov instability with a mixed layer

YUAN Yongteng YAO Li SONG Yang TU Shaoyong YIN Chuansheng YU Chengxin PU Yudong  
LI Zhichao YANG Dong YANG Jiamin MIAO Wenyong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 070501 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251432

CSTR: 32037.14.aps.75.20251432

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251432>

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

不同界面组分分布对Richtmyer–Meshkov不稳定性的影响

Influence of different interface component distributions on Richtmyer–Meshkov instability

物理学报. 2023, 72(10): 105202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222090>

密度扰动的类Richtmyer–Meshkov不稳定性增长及其与无扰动界面耦合的数值模拟

Numerical simulation study on growth of Richtmyer–Meshkov-like instability of density perturbation and its coupling with unperturbed interfaces

物理学报. 2023, 72(19): 194701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230928>

金属锡Richtmyer–Meshkov不稳定性的高应变率强度行为

High strain rate strength behavior of Richtmyer–Meshkov instability in Tin metal

物理学报. 2025, 74(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250699>

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>

耦合界面张力的三维流体界面不稳定性的格子Boltzmann模拟

Lattice Boltzmann simulation of three-dimensional fluid interfacial instability coupled with surface tension

物理学报. 2022, 71(4): 044701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212061>

通过关键参数调控Heliotron J装置中高能粒子驱动的不稳定性

Energetic-particle-driven MHD instability in Heliotron J adjusted via key plasma parameter

物理学报. 2026, 75(1): 044701 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251022>