

掺杂对 CH 样品 Rayleigh-Taylor 不稳定性增长的影响

袁永腾 王立峰 涂绍勇 吴俊峰 曹柱荣 詹夏宇 叶文华 刘慎业 江少恩 丁永坤 缪文勇

**Experimental investigation on the influence of the dopant ratio on ablative Rayleigh-Taylor instability growth**

Yuan Yong-Teng Wang Li-Feng Tu Shao-Yong Wu Jun-Feng Cao Zhu-Rong Zhan Xia-Yu Ye Wen-Hua Liu Shen-Ye Jiang Shao-En Ding Yong-Kun Miao Wen-Yong

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica 63, 235203 (2014) DOI: [10.7498/aps.63.235203](https://doi.org/10.7498/aps.63.235203)

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.235203>

当期内容 View Table of Contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/volumn/home.shtml>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[黏性、表面张力和磁场对 Rayleigh-Taylor 不稳定性气泡演化影响的理论分析](#)

李源, 罗喜胜

2014, 63(8): 085203. 全文: [PDF](#) (428KB)

[界面张力对 Rayleigh-Taylor 不稳定性的影响](#)

夏同军, 董永强, 曹义刚

2013, 62(21): 214702. 全文: [PDF](#) (331KB)

[非理想流体中 Rayleigh-Taylor 和 Richtmyer-Meshkov 不稳定性气泡速度研究](#)

霍新贺, 王立锋, 陶焯晟, 李英骏

2013, 62(14): 144705. 全文: [PDF](#) (640KB)

[任意 Atwood 数 Rayleigh-Taylor 和 Richtmyer-Meshkov 不稳定性气泡速度研究](#)

陶焯晟 王立锋 叶文华 张广财 张建成 李英骏

2012, 61(7): 075207. 全文: [PDF](#) (625KB)

# 掺杂对CH样品Rayleigh-Taylor不稳定性增长的影响

袁永腾<sup>1)</sup> 王立峰<sup>2)</sup> 涂绍勇<sup>1)</sup> 吴俊峰<sup>2)</sup> 曹柱荣<sup>1)</sup> 詹夏宇<sup>1)</sup> 叶文华<sup>2)</sup>  
刘慎业<sup>1)</sup> 江少恩<sup>1)</sup> 丁永坤<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, 绵阳 621900)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2014年4月22日收到; 2014年7月10日收到修改稿)

在神光II激光装置上进行了辐射驱动不同掺杂样品的单模Rayleigh-Taylor (RT) 不稳定性实验. 结果显示: 与纯碳氢(CH)样品相比, 掺Br的CH样品的扰动更早、更快地进入非线性区, 产生二次谐波, 并且掺Br比例越高, CH样品扰动进入非线性区的时间越早, 相同时刻扰动的二次谐波的幅度越高. 这是因为密度梯度效应抑制了二次谐波的产生, 掺Br比例越高, 密度梯度标长越小; 同时密度梯度效应还抑制三次谐波对基模增长的负反馈, 造成基模具有更大的线性增长, 导致线性饱和幅值大于经典值 $0.1\lambda$ .

**关键词:** 掺杂, Rayleigh-Taylor 不稳定性, 密度梯度效应, 弱非线性阶段

**PACS:** 52.57.Fg, 52.35.Mw, 47.20.Ma

**DOI:** 10.7498/aps.63.235203

## 1 引言

在惯性约束聚变(ICF)内爆过程中, 通常采用低原子序数材料作为烧蚀外壳, 例如碳氢(CH)或Be. 低原子序数材料作为烧蚀外壳, 可增大烧蚀速率, 烧蚀层容易被预热, 降低烧蚀层密度, 对抑制烧蚀Rayleigh-Taylor (RT) 不稳定性的增长有益, 但高能X光容易穿透低原子序数烧蚀材料, 直接加热氘氚(DT)燃料, 对DT燃料的高压缩不利. 因此抑制RT不稳定性的增长和实现DT燃料的低增熵高压缩是一对矛盾. 实际的ICF内爆设计必须寻求两者的平衡点. 在间接驱动点火靶设计中, 烧蚀层多采用掺杂的方式吸收高能X光, 以防止DT预热.

针对不同的烧蚀层材料, 掺杂的元素不同, 例如CH材料一般掺Br, Ge或Si, 而Be材料一般掺Cu. 不同掺杂比的烧蚀材料对RT不稳定性增长的影响不同, 因为不同掺杂比的烧蚀层材料具有不同的烧蚀速率、密度及X光不透明度, 因而在烧蚀

面附近具有不同的密度分布, 进而使得不同掺杂比的烧蚀材料的密度梯度致稳效应存在差异, 烧蚀面密度梯度越大, 其RT不稳定性的密度梯度致稳效应越低. 一般来说, 原子序数或等效原子序数越高的材料, 其烧蚀面附近的密度分布越陡, 即密度梯度越大. 同时, 原子序数或等效原子序数越高的材料, 烧蚀速率越低, 所以, 其烧蚀致稳效应越小. 对于点火靶丸结构, 烧蚀层原子序数或等效原子序数越低, 其X光不透明度越小, 因而对DT冰层的防预热能力越差, 使得DT冰层的压缩相对于防预热好的情况更低. 因此, 烧蚀层原子序数越低, 烧蚀层-DT主燃料界面上的密度梯度越小, 进而对流体力学不稳定性的影响越小.

针对上述效应, 原则上可以通过调节烧蚀层掺杂元素及其空间分布、控制相邻壳层材料的密度差来降低流体力学不稳定性增长对内爆点火的影响, 其机理是调节球壳中的密度分布, 使各层界面附近的密度分布变缓, 从而增大界面区域的密度梯度标长来实现致稳, 达到降低流体力学不稳定性增长的

† 通讯作者. E-mail: miaowenyong@sina.com

目的. 根据这些分析, 目前通常的倾向性方法是掺杂浓度沿径向变化: 烧蚀层中间部分掺杂浓度最高, 向两边掺杂浓度逐渐降低, 中心部分掺杂浓度高, 能维持较高的推进层密度, 提高流体力学效率, 并有效防止高能 X 光对 DT 的预热; 在烧蚀面附近, 不掺或少掺, 可增强烧蚀致稳; 在靠近 DT 主燃料的区域, 也少掺或不掺, 尽量降低界面两侧密度差、增大密度梯度标长.

目前国际上已通过间接驱动或直接驱动的方式研究了不同材料的 RT 不稳定性的线性增长和非线性增长过程<sup>[1-10]</sup>. 针对 CH 材料, 研究了不同密度的 CH 材料对 RT 不稳定性的影响. 但目前研究不同掺杂对 RT 不稳定性影响方面的工作较少. 本文主要通过实验获取 Br 掺杂比例不同的 CH 样品的 RT 不稳定性增长过程, 从而研究掺杂对 CH 样品 RT 不稳定性增长的影响.

## 2 实验方法

分解实验是研究流体力学不稳定性的重要手段, 为了研究掺杂对 RT 不稳定性增长的影响, 在上海神光 II 装置上进行了 Br 掺杂比例不同的 CH 样品的 RT 不稳定性增长实验, 测量采用面向背光照相方式获得各阶模的扰动增长过程<sup>[11,12]</sup>.

实验排布如图 1 所示, 背光靶及样品法线沿东西方向放置. 腔靶轴线沿南北方向放置, 驱动光束分成两组分别从两端注入金柱腔内, 加热腔壁附近的等离子体, 形成光斑. 等离子体吸收激光被加热后以较高的效率转换为 X 光. 其中, 一部分 X 光直接烧蚀紧挨转换区的较冷介质, 大部分 X 光以一定角分布向空腔发射, 辐照周围的冷腔壁, 冷腔壁吸收 X 光被加热, 经历烧蚀过程, 产生再发射. X 光通过腔壁吸收再发射形成较均匀的辐射场, 对装在侧壁的一维正弦平面调制样品产生烧蚀, 平面扰动样品结构如图 2 所示, 样品扰动面朝向腔内, 加热的物质向腔内飞散, 在加热和未加热物质之间, 形成烧蚀面, 这样在烧蚀面上就会产生 RT 不稳定性增长. 神光 II 装置的第九路激光经鹰眼透镜束匀化后从靶室正东水平上方 45° 辐照背光靶, 产生 X 光背光源, X 光背光通过扰动样品后把样品面密度的微小扰动在背光观察系统记录面上转换为较易测量的光强调制度大小, 实验通过 X 光分幅相机获得不同时刻背光照强调制度的变化, 进而获得样品不稳

定性的增长情况. 第九束激光脉冲宽度为 2 ns, 三倍频能量为 1200 J, 激光脉冲波形为方波.

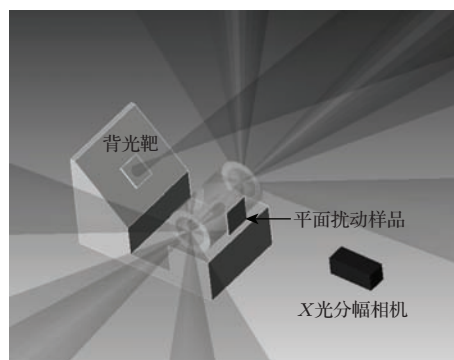


图 1 实验诊断排布示意图

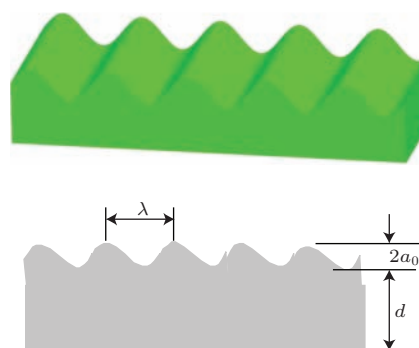


图 2 扰动样品示意图

## 3 实验结果

### 3.1 辐射温度测量

ICF 研究中依靠黑腔把入射激光转换为 X 光, X 光辐射在腔壁约束下, 经过多次吸收和再发射, 把能量输运到整个空腔内表面并产生光学厚的高温等离子体环境, 该环境使辐射场在空间均匀化, 并渐近热力学平衡, X 光能谱逼近黑体辐射的普朗克谱. 黑腔辐射温度是黑腔辐射源重要的特征物理量, 辐射温度决定了辐射烧蚀压的大小, 从而决定了样品的加速度及飞行轨迹, 而 RT 不稳定性的增长过程与样品的加速密切相关. 因此, 黑腔辐射温度是辐射烧蚀 RT 不稳定性增长的重要边界条件, 是数值模拟界面扰动增长不可缺少的参数.

流体力学不稳定性扰动增长实验采用的柱腔大小为  $\phi 1000 \mu\text{m} \times 1700 \mu\text{m}$ , 柱腔中部开两个对穿的诊断口, 诊断口大小都为  $\phi 500 \mu\text{m}$ , 样品贴于远离背光靶处的诊断口上, 柱腔靶的激光入射口大

小为  $\phi 500 \mu\text{m}$ . 实验中八束主激光从柱腔两侧注入腔内, 每束激光波长为  $351 \text{ nm}$ , 能量约为  $260 \text{ J}$ , 波形为  $2 \text{ ns}$  方波, 在与腔轴方向成  $30^\circ$  方位处采用平响应 X 光二极管测得的辐射温度时间波形典型结果如图 3 所示. 不同发次的峰值辐射温度如图 4 所示, 对图中所列发次的辐射峰值温度进行统计, 辐射温度均值及其不确定度为  $(151.0 \pm 2.1) \text{ eV}$ .

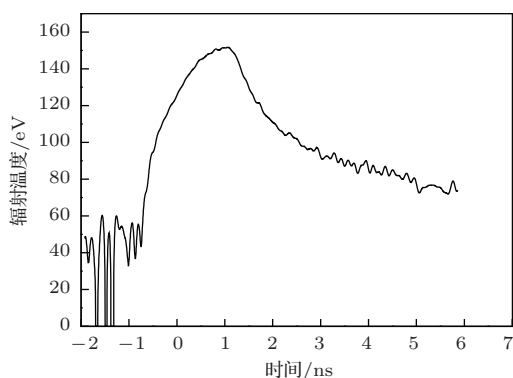


图3 2 ns 激光注入柱腔的辐射温度时间波形

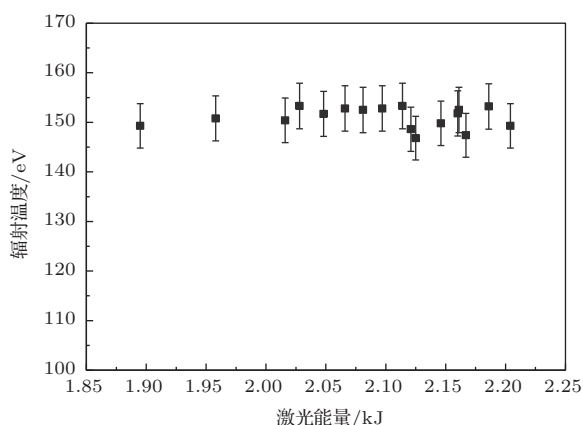


图4 不同发次 2 ns 激光注入柱腔的峰值辐射温度

### 3.2 Br 掺杂比例不同的 CH 样品的烧蚀 RT 不稳定性增长测量

实验采用 X 光分幅相机作为诊断设备<sup>[13]</sup>. 为了研究不同掺杂对 RT 不稳定性增长的影响, 实验对三种不同掺杂的 CH 样品的 RT 不稳定性增长进行了测量. 三种样品分别为纯 CH 样品、掺 Br 原子百分比为 3.2% 的 CH 样品和掺 Br 原子百分比为 6% 的 CH 样品. 三种样品的密度分别为  $1.1, 1.25$  和  $1.48 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ . 为了使样品在相同的驱动条件下获得相同的加速过程, 三种样品需具有相同的初始面密度, 因此扰动样品初始厚度  $d$  分别设计为

$28, 22$  和  $18 \mu\text{m}$ . 三种样品的正弦扰动波长  $\lambda$  都为  $50 \mu\text{m}$ , 初始扰动幅度  $a_0$  都为  $0.5 \mu\text{m}$ . 为了获得满足实验要求的平面扰动样品, 制作过程是先通过单点金刚石在 Cu 金属上加工出正弦调制的金属模板, 然后采用适当的工艺将模板表面的正弦调制复印到薄膜表面, 再经过脱膜即可获得正弦调制薄膜.

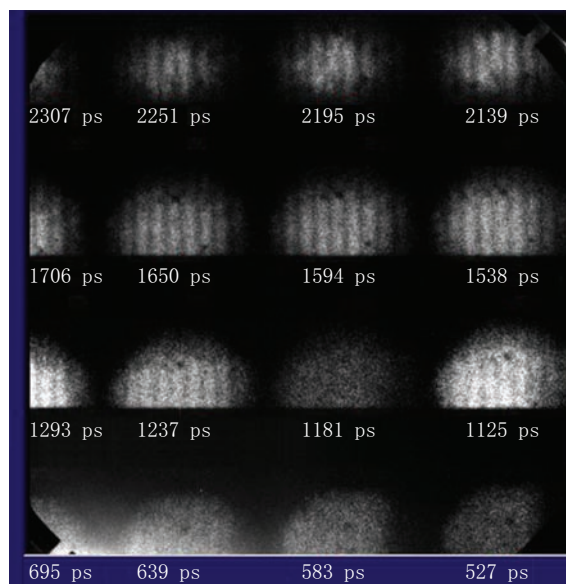


图5 纯 CH 样品的扰动增长过程的多幅背光图像

对纯 CH 样品, 实验中 X 光分幅相机获得的扰动增长背光图像如图 5 所示, 背光靶材料为 Cu. 由于激光光斑强度在空间尺度上具有不均匀性, 造成背光源空间强度分布不可避免地具有一定的不均匀性, 这将导致在有用的信号上叠加不均匀的背光信号, 因此图像数据处理方法是先拟合实际的背光分布, 从而消除背光源空间分布大尺度不均匀带来的影响, 然后利用傅里叶分析方法得到波峰、波谷处光强的比值, 进而完成对扰动幅度增长的计算<sup>[14]</sup>, 所得各发实验中样品扰动的基模幅度和二次谐波幅度的增长过程如图 6 所示, 扰动基模的增长因子 (GF) 约为  $5.4 (1.62 \text{ ns})$ . 图 6 显示, 约  $1.7 \text{ ns}$  之后, 扰动的基模幅度开始下降, 但是, 对应的二次谐波幅度并未增长, 而是保持在噪声水平. 在单模样品的 RT 不稳定性的增长过程中, 随着扰动从线性阶段进入非线性阶段, 基模的扰动增长逐渐偏离线性增长, 但仍会缓慢增长, 在样品未烧穿的情况下, 基模不会出现下降的现象. 根据实验测量的各阶模扰动增长数据, 结合 RT 样品的初始厚度, CH 样品基模幅度减小的这种变化并非样品被



X光烧穿所致, 而是由于诊断孔的缩孔效应, 孔沿 Au 等离子体飞散到孔中心附近汇聚碰撞产生一定的 X 光辐射, 使得测到的扰动条纹对比度下降. 实验中部分观测时间偏后的发次也不同程度地出现这种条纹对比度下降的现象. 现在的靶设计中是采用在诊断孔上粘贴低原子序数的 CH 膜对缩孔效应进行抑制, 这种方法对扰动增长前期的实验测量比较有效, 但时间偏长后缩孔效应仍然会对测量造成影响.

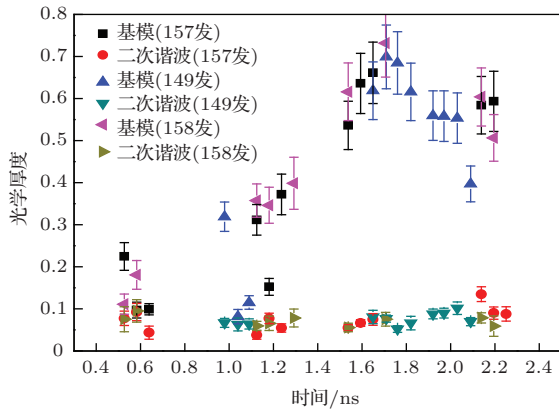


图6 (网刊彩色) 纯 CH 样品的 RT 扰动幅度随时间的变化

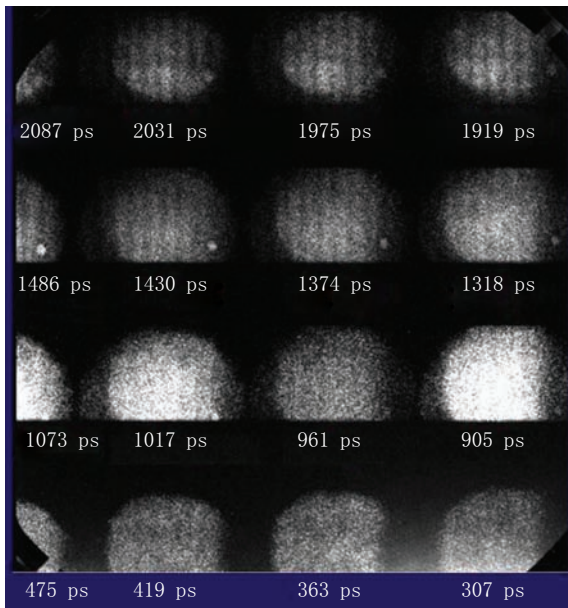


图7 CHBr 样品 (Br 原子百分比为 3.2%) 的扰动增长过程的多幅背光图像

对掺 Br 原子百分比为 3.2% 的 CH 样品, 实验所获取的 RT 不稳定性扰动增长过程的背光图像如图 7 所示. 样品扰动的基模幅度和二次谐波幅度的增长过程如图 8 所示, 扰动基模的 GF 约为 9 (2.7 ns). 实验数据包含了两轮实验的结果 (130 发、

134 发为同一轮实验数据, 147 发、156 发为另一轮实验数据), 从图 8 中可以看出, 两轮实验结果的一致性较好. 134 发结果的最后三个数据点 (2.8 ns 之后) 明显往下降, 其原因可能是测量时间太靠后以致发生了缩孔效应. 由于掺 Br 的 CH 样品的不透明度比纯 CH 样品高, 故选用的背光能区更高, 实验中采用 Mo 作背光靶材料, 所以在掺 Br 的 CH 样品的实验中缩孔效应影响出现的时间晚于纯 CH 样品的缩孔效应开始时间.

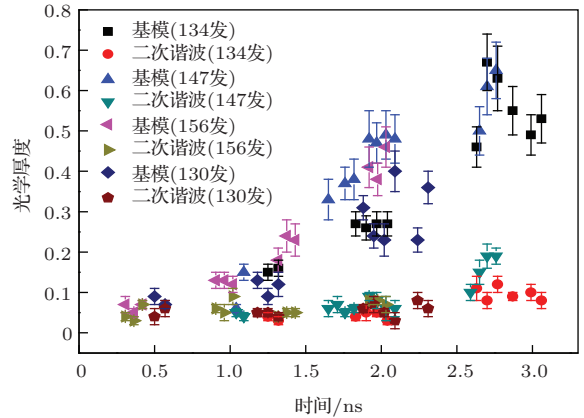


图8 (网刊彩色) CHBr 样品 (Br 原子百分比为 3.2%) 的 RT 扰动幅度随时间的变化

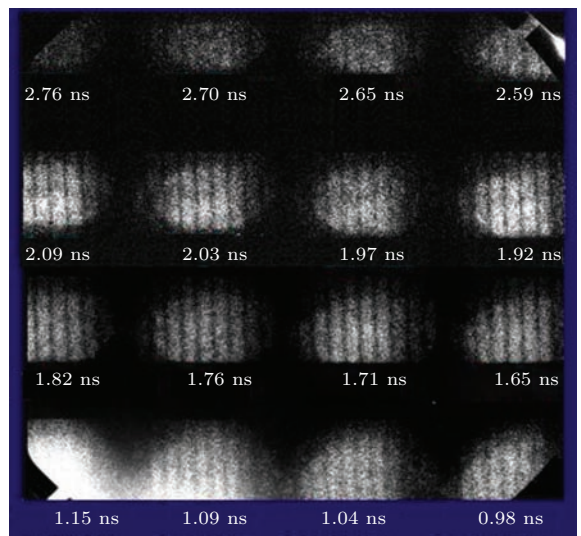


图9 CHBr 样品 (Br 原子百分比为 6.0%) 的扰动增长的多幅背光图像

对掺 Br 原子百分比为 6% 的 CH 样品, 实验所获得的扰动增长背光图像如图 9 所示. 样品扰动的基模幅度和二次谐波幅度的增长过程如图 10 所示, 扰动基模的 GF 约为 5.8 (2.09 ns). 从图 9 可以看出, 从约 1.6 ns 时开始, 扰动样品的背光图像就已呈现气泡逐渐变宽、尖刺逐渐变窄的非线性特征. 相应地, 在各时刻扰动空间分布的傅里叶分解

中, 则显示为高次谐波的出现及其幅度的增长, 如图 10 所示.

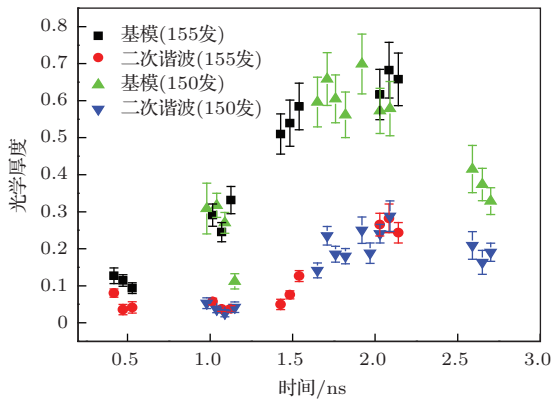


图 10 (网刊彩色) CHBr 样品 (Br 原子百分比为 6.0%) 的 RT 扰动幅度随时间的变化

### 4 实验结果分析

在弱非线性阶段单模正弦扰动增长可采用三阶扰动理论进行分析, 其基模、二次谐波、三次谐波增长可表示为 [15-17]

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \eta_L - \frac{1}{4}E(3k)k^2\eta_L^3, \\ \eta_2 &= \frac{1}{2}C(2k)k\eta_L^2, \\ \eta_3 &= \frac{3}{8}D(3k)k^2\eta_L^3, \end{aligned} \quad (1)$$

式中,  $\eta_1, \eta_2, \eta_3$  分别为基模、二次谐波和三次谐波的扰动幅度;  $k$  为扰动波数;  $\eta_L$  是扰动线性增长幅度,  $\eta_L = \eta_0 e^{\gamma t}$ , 其中,  $\eta_0$  是初始扰动幅度,  $\gamma$  是线性阶段的增长率;  $C(2k), D(3k), E(3k)$  分别为二次谐波系数、三次谐波系数和基模负反馈系数.

一般而言, 密度梯度变缓可抑制 RT 不稳定性的增长. 对三种  $L_D$  条件下的  $C(2k)$  值进行模拟, 结果如图 11 所示.  $L_D$  是密度梯度标长, 用于定义界面密度  $\rho_x$  变化,  $\rho_x = (\rho_L + \rho_r)/2 - [(\rho_L - \rho_r)/2]\tanh(x/L_D)$ , 其中,  $\rho_L, \rho_r$  分别为扰动界面两端重流体和轻流体的密度, 模拟中  $\rho_L = 4.25 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}, \rho_r = 0.5 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ , 加速度  $g = 17 \text{ }\mu\text{m}\cdot\text{cm}^{-2}$ . 从图 11 可以看出, 随着密度梯度标长的增加, 各个扰动波长的二次谐波系数  $C(2k)$  都逐渐降低, 也就是说, 密度梯度标长可有效抑制二次谐波的增长. 在扰动波长和初始扰动幅度相同的条件下, 实验获得的不同比例 Br 掺杂样品的扰动增长如图 12 所示. 相比于纯 CH 样品, CHBr 样品的扰动更早、更快地进入非线性区, 产生二次谐波, 并且掺 Br 比例越高的 CHBr 样品扰动进入非

线性区的时间越早, 相同时刻扰动的二次谐波的幅度越高. 对于纯 CH 样品, 其具有高的烧蚀速率和较低的密度, 在烧蚀面附近产生较高的密度梯度标长, 而掺 6% Br 的 CH 样品由于其低烧蚀和较高的密度, 在烧蚀面附近产生较低的密度梯度标长, 所以图 12 中掺 6% Br 的样品最早出现二次谐波, 掺 3.2% Br 的样品产生时间较晚. 而纯 CH 样品直到等离子体堵口开始时仍未观察到二次谐波产生.

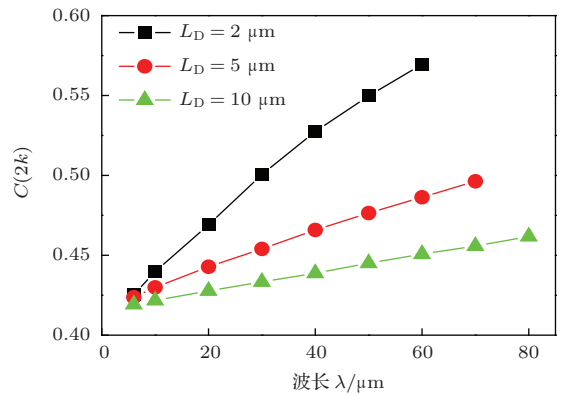


图 11 不同密度梯度标长  $L_D$  条件下的二次谐波系数  $C(2k)$  随波长的变化

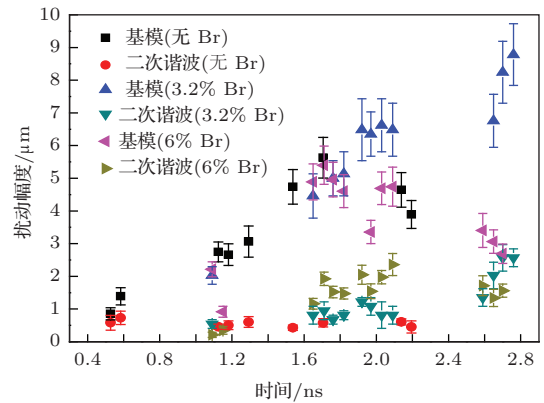


图 12 (网刊彩色) 不同掺杂比例的 CH 样品的扰动增长

对基模的非线性增长而言, 三次谐波的增长会抑制基模的增长. 对三种  $L_D$  条件下的  $E(3k)$  值进行模拟, 结果如图 13 (a) 所示. 随着密度梯度标长的增加, 负反馈系数  $E(3k)$  逐渐降低, 也就是说对基模的线性增长的抑制减弱, 样品将具有更大的线性饱和幅度, 如图 13 (b) 所示. 图 13 (b) 中  $\eta_s$  为饱和线性幅度, 一般定义基模扰动增长偏离线性增长 10% 时扰动进入非线性区域, 这时的扰动幅度为饱和线性幅度. 密度梯度效应和烧蚀致稳一样, 在样品的线性增长阶段可有效抑制 RT 不稳定性的增长, 但在非线性阶段, 密度梯度效应抑制了三次谐波对基模的负反馈, 因此, 基模将进行更长

时间的线性增长, 从而具有更大的线性饱和幅度. 大的线性饱和幅度易产生类似射流的长尖刺, 这会破坏内爆球壳的完整性. 综合三种靶的实验数据, 样品的基模扰动增长如图 12 所示, 图中掺 3.2% Br 的样品基模增长最大, 纯 CH 样品 1.7 ns 以后由于等离子体堵口效应的影响造成条纹对比度下降, 因此 1.7 ns 以后的数据已不可靠, 故未观察到纯 CH 样品具有最高的线性饱和幅值. 在 2.1 ns 附近, 对 Mo 背光靶而言, 还未观察到等离子体堵口效应, 掺 3.2% Br 的 CH 样品与掺 6% Br 的 CH 样品相比, 具有更大的密度梯度标长, 因此基模负反馈系数  $E(3k)$  更小, 对基模的线性增长抑制作用小, 造成实验中掺 3.2% Br 的 CH 样品具有更高的基模增长幅度. 这说明在非线性和非线性阶段, 密度梯度在抑制二次、三次谐波产生的同时, 会使基模进行更长时间的线性增长.

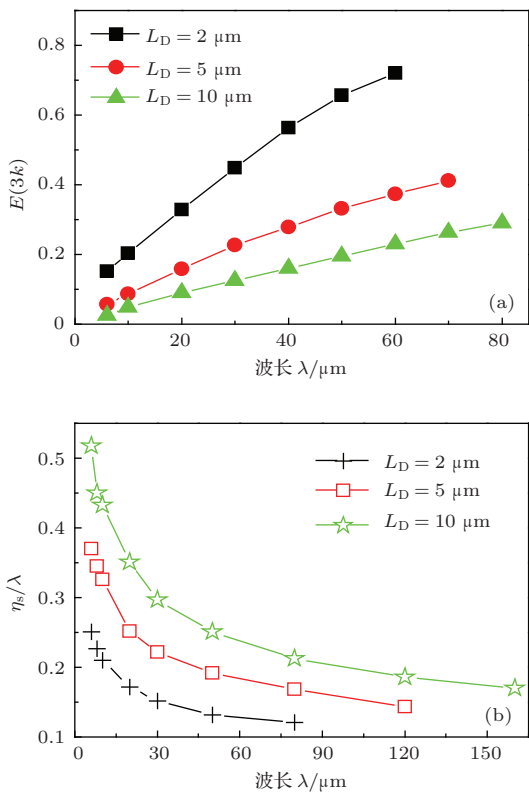


图 13 (a) 不同密度梯度标长  $L_D$  条件下的基模负反馈系数  $E(3k)$  随波长的变化; (b) 不同密度梯度标长  $L_D$  条件下线性饱和幅值  $\eta_s$  随波长的变化

## 5 结 论

本文在神光 II 装置 2 ns 辐射驱动源条件下进行了不同掺杂条件下的 RT 不稳定性增长实验, 实验中观察到与纯 CH 样品相比, 掺 Br 的 CH 样品的扰动增长更早、更快地进入非线性区, 产生二次谐

波, 并且掺 Br 比例越高的 CH 样品扰动进入非线性区的时间越早, 相同时刻扰动的二次谐波的幅度越高. 该现象与密度梯度效应有关, 密度梯度效应不仅可以抑制线性阶段的 RT 不稳定性增长, 在弱非线性阶段, 还可有效抑制二次谐波的增长, 并且密度梯度标长越大, 二次谐波系数  $C(2k)$  越小. 实验中样品掺 Br 比例越高, 其密度梯度标长越小, 因此二次谐波系数越大, 故扰动更早进入非线性阶段, 并且具有更高的二次谐波幅值. 实验中还观察到样品掺 Br 越少, 扰动的基模增长越大, 这是因为掺 Br 越少, 实验中样品的密度梯度标长就越大, 基模负反馈系数  $E(3k)$  越小, 对基模扰动增长的负反馈就越小, 从而引起基模有更大的线性增长.

不同的掺杂在烧蚀过程中会形成不同的密度梯度. 为了抑制 RT 不稳定性的增长, 在线性阶段希望产生更大的密度梯度标长以抑制 RT 不稳定性, 但随着扰动进入非线性阶段, 单模增长逐渐发展成多模增长, 密度梯度效应可有效抑制二次谐波的生成, 同时也抑制了三次谐波对基模的负反馈作用, 造成基模具有更大的线性增长. 也就是说, 为了抑制 RT 不稳定性的增长, 并非密度梯度标长越大, 总的 RT 增长就越小, 密度梯度效应在抑制线性阶段 RT 不稳定性增长的同时引起了基模具有更长的时间进行线性增长, 造成线性饱和幅值大于经典值  $0.1\lambda$ . 在点火靶设计中, 应根据黑腔内辐射能谱形状等实际情况, 选择合适的掺杂材料及掺杂比以平衡不同阶段的 RT 不稳定性增长.

## 参考文献

- [1] Remington B A, Weber S V, Marinak M M, Haan S W, Kilkenney J D, Wallace R J, Dimonte G 1995 *Phys. Plasmas* **2** 241
- [2] Park H S, Remington B A, Becker R C, Bernier J V, Cacallo R M, Lorenz K T, Pollaine S M, Prisbrey S T, Rudd R E, Barton N R 2010 *Phys. Plasmas* **17** 056314
- [3] Casner A, Galmiche D, Huser G, Jadaud J P, Liberatore S, Vandenboomgaerde M 2009 *Phys. Plasmas* **16** 092701
- [4] Budil K S, Lasinski B, Edwards M J, Wan A S, Remington B A, Weber S V, Glendinning S G, Suter L, Stry P E 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2344
- [5] Sakaiya T, Azechi H, Matsuoka M, Izumi N, Nakia M, Shigemori K, Shriaga H, Sunahara A, Takabe H, Yamanaka T 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 145003
- [6] Budil K S, Remington B A, Peyser T A, Mikaelian K O, Miller P L, Woolsey N C, Wood-Vasey W M, Rubenchik A M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4536

- [7] Casner A, Smalyuk V A, Masse L, Igumenshchev I, Liberatore S, Jacquet L, Chicanne C, Loiseau P, Poujade O, Bradley D K, Park H S, Remington B A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 082708
- [8] Marinak M M, Glendinning S G, Wallace R J, Remington B A, Weber S V, Hann S W, Collins G W 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3567
- [9] Shigemori K, Azechi H, Nakai M, Honda M, Meguro K, Miyanaga N, Takabe H, Mima K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 250
- [10] Watari T, Nakai M, Azechi H, Sakaiya T, Shiraga H, Shigemori K, Fujioka S, Otani K, Nagai K, Sunahara A, Nagatomo H, Mita K 2008 *Phys. Plasmas* **15** 092109
- [11] Wang R R, Chen W M, Wang W, Dong J Q, Xiao S L 2010 *Chin. Phys. B* **19** 075202
- [12] Fang Z H, Wang W, Jia G, Dong J Q, Xiong J, Zheng W D, Li Y S, Luo Q P, Fu S Z, Gu Y, Wang S J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7057 (in Chinese) [方志恒, 王伟, 贾果, 董佳钦, 熊俊, 郑无敌, 李永生, 罗庆平, 傅思祖, 顾援, 王世绩 2009 物理学报 **58** 7057]
- [13] Cao Z R, Miao W Y, Dong J J, Yuan Y T, Yang Z H, Yuan Z, Zhang H Y, Liu S Y, Jiang S E, Ding Y K 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 075213 (in Chinese) [曹柱荣, 缪文勇, 董建军, 袁永腾, 杨振华, 袁铮, 张海鹰, 刘慎业, 江少恩, 丁永坤 2012 物理学报 **61** 075213]
- [14] Yuan Y T, Hao Y D, Hou L F, Tu S Y, Deng B, Hu X, Yi R Q, Cao Z R, Jiang S E, Liu S Y, Ding Y K, Miao W Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 115203 (in Chinese) [袁永腾, 郝轶聃, 侯立飞, 涂绍勇, 邓博, 胡昕, 易荣清, 曹柱荣, 江少恩, 刘慎业, 丁永坤, 缪文勇 2012 物理学报 **61** 115203]
- [15] Wang L F, Ye W H, Li Y J 2010 *Phys. Plasmas* **17** 052305
- [16] Wang L F, Ye W H, He X T 2012 *Phys. Plasmas* **19** 012706
- [17] Fan Z F, Luo J S, Ye W H 2009 *Phys. Plasmas* **16** 102104

## Experimental investigation on the influence of the dopant ratio on ablative Rayleigh-Taylor instability growth

Yuan Yong-Teng<sup>1)</sup> Wang Li-Feng<sup>2)</sup> Tu Shao-Yong<sup>1)</sup> Wu Jun-Feng<sup>2)</sup> Cao Zhu-Rong<sup>1)</sup>  
 Zhan Xia-Yu<sup>1)</sup> Ye Wen-Hua<sup>2)</sup> Liu Shen-Ye<sup>1)</sup> Jiang Shao-En<sup>1)</sup> Ding Yong-Kun<sup>1)</sup>  
 Miao Wen-Yong<sup>1)†</sup>

1) (Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

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

( Received 22 April 2014; revised manuscript received 10 July 2014 )

### Abstract

Ablative Rayleigh-Taylor growth was measured with single-mode modulated planar CH foil with different ratio of Br dopant at Shenguang II laser facility. Results show that CH (6% Br) sample first enters the nonlinear regime and has the largest perturbation amplitude of second harmonic. The reason is that the density gradient effects can suppress the generation of the second harmonic, the more the Br is doped, the smaller the density gradient scale length can be achieved. The density gradient effects also suppress the feedback of third-order harmonic to the fundamental mode, which induces the nonlinear saturation amplitude to exceed  $0.1\lambda$ , as the classical prediction shows.

**Keywords:** dopant, Rayleigh-Taylor instability, density gradient effect, weakly nonlinear regime

**PACS:** 52.57.Fg, 52.35.Mw, 47.20.Ma

**DOI:** 10.7498/aps.63.235203

† Corresponding author. E-mail: miaowenyong@sina.com