

# 烧蚀材料对辐射烧蚀驱动的 Richtmyer-Meshkov 不稳定性影响\*

徐彬彬, 汤文辉, 马燕云, 杨晓虎, 葛哲屹, 赵媛

(国防科技大学理学院, 湖南长沙 410073)

**摘要:**在惯性约束聚变靶丸内爆过程中, 辐射烧蚀所产生的冲击波经过带有扰动的界面时, 会触发 Richtmyer-Meshkov 不稳定性。惯性约束聚变内爆靶丸一般使用掺杂的 CH 塑料或者掺杂的 Be 材料作为烧蚀层, 为了探索 Be 和 CH 塑料烧蚀层对 Richtmyer-Meshkov 不稳定性抵抗能力, 对界面预制单模正弦扰动的双层靶中 Richtmyer-Meshkov 不稳定性发展过程进行了理论分析与数值模拟。理论分析认为 Richtmyer-Meshkov 不稳定性线性增长率和 X 射线辐射温度、界面扰动波长、扰动振幅以及烧蚀层密度有较大关系。使用辐射流体力学程序对辐射温度高达 100 eV 的黑体谱 X 射线烧蚀界面带有扰动的双层靶进行了模拟。模拟结果表明, 在相同的辐射烧蚀条件下, CH 塑料/泡沫 (CH/Foam) 靶界面扰动增长比 Be/Foam 快, 密度较大的 Be 对 Richtmyer-Meshkov 不稳定性具有更强的抵抗能力。该研究结果对惯性约束聚变内爆靶丸的设计具有重要的参考价值。

**关键词:** Richtmyer-Meshkov 不稳定性; 辐射流体力学; 界面扰动; 烧蚀冲击波

**中图分类号:** O351.2    **文献标志码:** A    **文章编号:** 1001-2486(2017)02-171-07

## Radiation-driven Richtmyer-Meshkov instability with different material ablaters

XU Binbin, TANG Wenhui, MA Yanyun, YANG Xiaohu, GE Zheyi, ZHAO Yuan

(College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

**Abstract:** Fluid interface instability seriously affects the performance of ICF (inertial confinement fusion) capsule implosion, doped CH plastic or Be (Beryllium) ablator is generally employed in ICF capsule. The RM (Richtmyer-Meshkov) instability occurs when the radiation-generated shock penetrates the rippled inner surface of ablator. In order to explore the resistance ability to RM instability with Be or CH plastic as ablator, theoretical analysis and numerical simulation were carried on the evolution of RM instability. Theoretical analysis indicates that the linear growth rate of RM instability depends on the radiation temperature, the wavelength, the initial amplitude of perturbation and the density of ablator. The hydrodynamics process of high temperature (above 100 eV) blackbody spectrum X-ray ablating rippled interface of Be/Foam and CH/Foam target is simulated by a radiation hydrodynamic code. Simulation results show that the Be ablator with higher density has stronger resistance ability to RM instability than CH plastic ablator. The results are useful for capsule design in inertial confinement fusion.

**Key words:** Richtmyer-Meshkov instability; radiation hydrodynamic; interface perturbation; ablation shock wave

界面不稳定性是制约惯性约束聚变 (Inertial Confinement Fusion, ICF) 成功点火的一个重要因素<sup>[1]</sup>。间接驱动的 ICF 靶丸主要分三层: 外层是烧蚀层, 主要由掺杂的铍 (Be) 或者 CH 塑料等低 Z 材料组成; 中间层是聚变主燃料氘氚冰, 中心为形成热斑的氘氚气体<sup>[2]</sup>。靶丸在制造和装配过程中, 材料之间的界面会存在一定的缺陷, 辐射烧蚀所产生的冲击波向靶丸中心传播过程中, 会与带有缺陷的界面相互作用从而触发 RM (Richtmyer-Meshkov) 不稳定性<sup>[3-4]</sup>。RM 不稳定性

所放大的扰动成为 RT (Rayleigh-Taylor) 不稳定性<sup>[5-6]</sup>的种子, 在 RT 不稳定性作用下, 扰动呈指数增长, 这会引发烧蚀层材料和点火热斑的大量混合, 从而导致降低聚变能量增益, 甚至可能导致聚变点火失败。

高能激光的应用, 使得高能量密度条件下研究 RM 不稳定性成为可能。Dimonte 等使用 NOVA 激光器间接驱动产生辐射温度 100 eV 以上的 X 射线辐射界面预制单模扰动的铍/CH 泡沫 (Be/Foam) 靶, 在实验中观察到扰动相位改变、

\* 收稿日期: 2016-06-23

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11305264, 11175253)

作者简介: 徐彬彬 (1988—), 男, 湖南衡阳人, 博士研究生, E-mail: xubb2010@163.com;

汤文辉 (通信作者), 男, 教授, 博士, 博士生导师, E-mail: wenhuitang@163.com

线性增长、非线性饱和过程<sup>[7]</sup>。Casner 等使用直接驱动方式也观察到扰动界面由于 RM 不稳定性所导致的扰动相位改变过程<sup>[8]</sup>。Stefano 等为了避免 RM 不稳定性被 RT 不稳定性干扰,使用激光辐射特制的多层靶结构,来研究多模扰动耦合发展过程<sup>[9]</sup>。Aglitskiy 等使用激光直接烧蚀背面带有扰动的单层平面靶,在背面观察到了射流,认为射流是 RM 不稳定性所形成的扰动溢出到烧蚀面触发 RT 不稳定性所形成的<sup>[10]</sup>。Be 烧蚀层被认为比 CH 塑料的性能更优<sup>[11-14]</sup>,比如较低的辐射不透明度,较高的密度,较大的抗拉强度,更高的热传导率;由于 CH 塑料制作简单,可以方便地通过掺杂高 Z 元素来调制辐射不透明度,而且较容易充入氦气,因此 ICF 靶丸内爆实验中烧蚀层主要使用掺杂的 CH 塑料<sup>[15-18]</sup>。Be 和 CH 作为烧蚀层对 RT 不稳定性的影响已经有大量文献进行研究<sup>[18-20]</sup>,普遍认为 Be 比 CH 塑料有更强的 RT 致稳性。然而,很少有文献比较两者在 RM 不稳定性方面的差别。RM 不稳定性主要为 RT 不稳定性提供扰动种子,有效抑制 RM 不稳定性对实现 ICF 点火意义重大。因此研究影响 RM 不稳定性的影响因素以及考察 Be 和 CH 两种主要烧蚀层材料对 RM 不稳定性的影响对 ICF 靶丸设计具有重要的参考价值。

本文结合 RM 线性脉冲模型和烧蚀冲击波关系式对扰动线性增长的影响因素进行理论分析,探讨辐射温度、扰动波长、扰动振幅,以及烧蚀层密度对线性增长率的影响。在相同扰动以及辐射条件下,比较 Be 和 CH 塑料作为烧蚀层时 RM 不稳定性线性增长率,并使用辐射流体力学程序进行数值模拟验证。最后对理论结果以及一维二维模拟结果进行比对,认为 CH 塑料靶中 RM 线性增长率较高的主要原因冲击波过后界面速度较大。

## 1 理论分析

X 射线辐射烧蚀材料时,会在烧蚀材料中产生冲击波,冲击波经过烧蚀层与内部低密度材料界面时,透射冲击波并反射稀疏波,波系图如图 1(a)所示。如果界面带有扰动,会透射带有扰动的冲击波,同时反射带有扰动的稀疏波。透射冲击波波阵面的扰动随时间衰减,反射稀疏波以当地声速传播,因此稀疏波所携带的扰动也不会增长;而冲击波过后界面上的扰动由于 RM 不稳定性的影响,会随时间增长<sup>[19]</sup>。

冲击波经过扰动界面所触发的 RM 不稳定性

在线性增长阶段的增长率可以使用脉冲模型表示<sup>[3]</sup>:

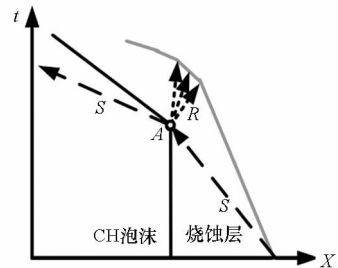
$$\frac{d\eta}{dt} = A^* U k \eta_0^* \quad (1)$$

其中: $A = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$  是 Atwood 数; $\rho_2, \rho_1$  分别表示内部材料与烧蚀材料的密度; $U$  是冲击波过后的界面速度; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  是扰动波数; $\lambda$  是扰动波长; $\eta_0$  是扰动初始振幅,;上标(\*)表示冲击波过后的值。

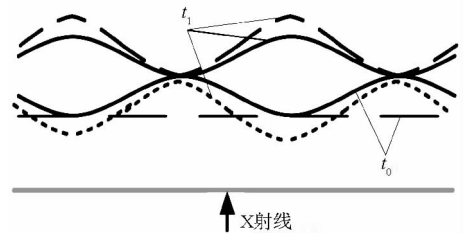
图 1(b)是冲击波通过正弦扰动界面示意图,X 射线驱动的冲击波在  $t_0$  时刻先到达扰动波谷处,在  $t_1$  时刻到达波峰处。由于扰动界面两边密度差较大,反射的稀疏波使界面速度大于冲击波在烧蚀材料中的传播速度,当冲击波完全穿过扰动界面时,扰动波峰和波谷位置发生改变。冲击波从初始界面波谷位置以速度  $D$  传播到波峰位置的时间为  $t_1 - t_0$ ,而  $t_0$  时刻界面波谷处的质点以速度  $U$  运动到  $t_1$  时刻界面波峰处的时间也是  $t_1 - t_0$ ,因此有:

$$t_1 - t_0 = \frac{2\eta_0}{D} = \frac{2(\eta_0 + \eta_0^*)}{U} \quad (2)$$

式(2)中  $D$  为冲击波在烧蚀材料中的速度,



(a) 冲击波从烧蚀层传播到 CH 泡沫(Foam)波系图  
(a) Wave figure of shock penetrating from ablator to foam



(b) 冲击波从重介质传播到轻介质时  
经过扰动界面示意图

(b) Schematic of shock interacting with rippled interface  
注:黑色实线表示界面,灰色实线表示烧蚀面,点线表示稀疏波,虚线表示冲击波。

图 1 辐射烧蚀双层靶示意图

Fig. 1 Schematic of radiation ablating the double-layers target

通过对式(2)进行时间微分可以得到冲击波经过扰动界面时振幅的变化速度:

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{U}{2} \quad (3)$$

式(3)说明冲击波经过扰动界面时,扰动振幅改变速率等于界面运动速率的一半。

通过式(2)可以得到冲击波经过界面后的扰动振幅  $\eta_0^*$ :

$$\eta_0^* = \left(\frac{U}{D} - 1\right) \eta_0 \quad (4)$$

把冲击波过后扰动振幅式(4)代入式(1)得到界面扰动线性增长速率为:

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \left(\frac{U}{D} - 1\right) \eta_0 U \frac{2\pi}{\lambda} \quad (5)$$

RM 线性增长率与扰动波长、初始振幅、冲击波在烧蚀层中的传播速度以及冲击波过后的界面速度相关。

冲击波速度  $D$  以及波后质点速度  $u$  可以使用冲击波关系式表示:

$$\begin{cases} D = \sqrt{\frac{p - p_0 \rho_1^*}{\rho - \rho_0 \rho_1}} \\ u = \sqrt{(p - p_0) \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{\rho_1^*}\right)} \end{cases} \quad (6)$$

式中: $p$  为冲击波波后压力; $\rho_1, \rho_1^*$  为冲击波波前以及冲击波过后的密度。如果界面两种材料初始密度相差较大,即 Atwood 数  $|A| \approx 1$  时,冲击波经过界面近似于冲击波在自由面反射。如果使用理想气体模型描述烧蚀层,这时相当于质点速度为  $u$  的烧蚀层在真空中进行自由飞散,可以得到界面飞散速度:

$$U = \frac{2}{\gamma - 1} c + u \quad (7)$$

其中, $c$  为冲击波过后烧蚀层中的声速, $\gamma$  为气体绝热指数。如果 Atwood 数不接近 1,界面速度则需要通过求解黎曼问题得到,冲击波通过界面时透射一个冲击波同时反射稀疏波,界面两边法向压力与速度相等,则可以通过解析求解得到界面速度:

$$\begin{cases} U = \frac{2c}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left(\frac{p'}{p}\right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right] + u \\ U = \frac{p' - p_0'}{\sqrt{\rho_0}} \sqrt{\frac{2}{(\gamma' + 1)p' + (\gamma - 1)p_0'}} \end{cases} \quad (8)$$

式中: $p, p'$  为冲击波在烧蚀层与内层材料中的压力; $\gamma, \gamma'$  分别为烧蚀层和内层材料气体绝热指数; $p_0'$  为内层材料中的初始压力,使用式(8)直接求出  $U$  的关系式比较困难,在已知烧蚀层冲击波压

力和初始密度的情况下可以通过简单迭代得到具体数值。

在驱动 ICF 条件下,X 射线所驱动的冲击波强度达到 10 Mbar 以上,冲击波波前压力  $p_0, \rho_0'$  相对冲击波波后压力  $p, p'$  可以忽略不计。在强冲击条件下,波后密度与波前密度存在近似关系:

$$\frac{\rho^*}{\rho} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \quad (9)$$

为了便于分析,假设在 Atwood 数约为  $-1$  时,界面运动速度可以近似使用式(7)代替,式(5)可以表示为:

$$\frac{d\eta}{dt} = -\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{3 - \gamma_1}{\gamma_1 + 1}\right) \eta_0 \cdot \quad (10)$$

$$\left[ \frac{2}{\gamma_1 - 1} \sqrt{\gamma_1 \frac{p \gamma_1 - 1}{\rho_1 \gamma_1 + 1}} + \sqrt{\frac{p}{\rho_1} \left(\frac{2}{\gamma_1 + 1}\right)} \right]$$

通过式(10)可以看出,在强冲击、Atwood 数接近于  $-1$  的条件下,界面扰动增长率和扰动波长、初始振幅、烧蚀层初始密度以及冲击波强度相关,扰动波长越大,初始振幅越小,冲击波强度越低或者入射材料密度越低,RM 线性增长率越小。辐射烧蚀所产生的冲击波强度与烧蚀材料的性质以及辐射温度相关,对于低  $Z$  材料存在定标关系<sup>[21]</sup>  $p = aT_r^{3.5}$ ,  $a$  是常数,  $T_r$  是辐射温度,因此辐射烧蚀温度越高烧蚀压越大,RM 线性增长率也越大。

CH 塑料烧蚀层靶丸制作方便,因此实验中一般使用 CH 塑料作为 ICF 靶丸的烧蚀层。Be 密度要比 CH 大得多,从抵抗 RM 不稳定性角度出发,依据式(10),密度较大的烧蚀层 RM 不稳定性线性增长率较低。在相同的辐射驱动和扰动条件下,相对于 CH 塑料,Be 作为烧蚀层具有较小的线性增长率,这意味着使用 Be 作为烧蚀层时,界面扰动增长较慢。

如果 Atwood 数不接近  $-1$ ,冲击波过后界面速度并不能简单使用式(7)近似,而是与烧蚀压力、烧蚀层密度以及透射材料密度相关,因此也不能简单使式(10)来判定扰动增长率与烧蚀材料密度的关系,而是需要先得到冲击波经过界面后界面的运动速度  $U$ ,再来评判烧蚀密度与 RM 不稳定性线性增长率之间的关系。冲击波过后界面速度  $U$  的值可以通过方程组式(8)进行简单迭代进行求解,或者可以通过一维流体力学模拟直接得到。对于固定的烧蚀层材料,辐射温度一定的情况下,可以估算出烧蚀压<sup>[22]</sup>,式(8)中烧蚀材料中冲击波过后的声速和质点速度可以通过理想气体状态方程得到,因此式(8)中只剩下冲击波过后界面速度  $U$ ,以及冲击波经过界面后界面处

的压力  $p'$  两个未知量。联立式(8)中两个方程进行简单迭代,可以得到冲击波过后界面速度  $U$  和冲击波经过界面后界面处的压力  $p'$ 。

### 2 辐射流体力学模型

为了验证前面理论分析所得到的结论,使用辐射流体力学程序对辐射温度 100 eV 以上的黑体谱 X 射线烧蚀双层平面靶板进行数值模拟。程序采用欧拉网格,使用三种不同温度分别描述电子、离子以及辐射,辐射输运方程使用多群扩散近似,状态方程使用理想气体状态方程近似,平均电离度和辐射不透明参数由 SNOP 程序<sup>[23]</sup> 计算得到。驱动 ICF 条件下的辐射烧蚀压高达 Mbar 以上,材料强度可以忽略,因此 X 射线烧蚀材料的动力学过程可以使用流体力学模型进行描述:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\rho) = 0 \\ \frac{\partial (\mathbf{u}\rho)}{\partial t} + \nabla p_{\text{total}} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}\rho) = 0 \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} (\rho E_{\text{tot}}) + \nabla \cdot [(\rho E_{\text{tot}} + P_{\text{tot}})\mathbf{u}] = \nabla \cdot \mathbf{q} \end{cases} \quad (11)$$

式中: $\rho$ ,  $\mathbf{u}$  分别为密度和速度; $P_{\text{tot}} = P_{\text{ion}} + P_{\text{ele}} + P_{\text{rad}}$  和  $E_{\text{tot}} = E_{\text{ion}} + E_{\text{ele}} + E_{\text{rad}}$  为总压强和总能量(分别包括离子、电子和辐射项,辐射项的贡献较低,一般可以忽略); $\mathbf{q} = \mathbf{q}_{\text{ele}} + \mathbf{q}_{\text{rad}}$  为总的热通量(包括电子热传导和辐射能流)。由于本文采用的是三温模型,式(11)中能量守恒方程可以拆分为电子、离子和辐射项。

$$\begin{cases} \frac{\partial (e_{\text{ion}}\rho)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\rho e_{\text{ion}}) + p_{\text{ion}} \nabla \mathbf{u} = \rho \frac{c_{v,\text{ele}}}{\tau_{\text{ei}}} (T_{\text{ele}} - T_{\text{ion}}) \\ \frac{\partial (e_{\text{ele}}\rho)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\rho e_{\text{ele}}) + p_{\text{ele}} \nabla \mathbf{u} = \rho \frac{c_{v,\text{ele}}}{\tau_{\text{ei}}} (T_{\text{ion}} - T_{\text{ele}}) - \nabla \cdot \mathbf{q}_{\text{ele}} - Q_{\text{emis}} + Q_{\text{abs}} \\ \frac{\partial (e_{\text{rad}}\rho)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\rho e_{\text{rad}}) + p_{\text{rad}} \nabla \mathbf{u} = \nabla \cdot \mathbf{q}_{\text{rad}} - Q_{\text{emis}} + Q_{\text{abs}} \end{cases} \quad (12)$$

式中: $c_{v,\text{ele}}$  为电子比热, $\tau_{i,e}$  为离子-电子平衡时间, $Q_{\text{abs}}$  是电子吸收的辐射能, $Q_{\text{emis}}$  是电子辐射的能量。程序中辐射输运采用多群扩散近似:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{c} \frac{\partial u_g}{\partial t} - \nabla \cdot \left( \frac{1}{3\sigma_{t,g}} \nabla u_g \right) + \sigma_{a,g} u_g \\ & = \sigma_{e,g} a T_e^4 \frac{15}{\pi^4} [P(x_{g+1}) - P(x_g)] \end{aligned} \quad (13)$$

式中: $g$  为表示光子从频率  $\nu_g$  到  $\nu_{g+1}$  的群; $u_g = \rho e_g$  为辐射能量密度; $\sigma_{t,g}$  为 Rossland 吸收系数; $\sigma_{a,g}$  为 Planck 吸收系数; $\sigma_{e,g}$  为 Planck 发射系数; $a$  是辐射常量; $T_e$  是电子温度; $P(x) = \int_0^x \frac{(x')^3}{e^{x'} - 1} dx'$  是 Planck 积分, $x = h\nu/k_B T_e$ 。

为了验证程序的可靠性,对文献[7]中 X 射线辐射烧蚀 Be/Foam 双层靶所导致的 RM 不稳定性进行模拟,双层靶界面存在波长为 50  $\mu\text{m}$ 、振幅 10  $\mu\text{m}$  的正弦扰动。图 2 比较了模拟结果和文献[7]中实验结果以及 CELE 程序结果。两种模拟结果吻合得非常好,和实验结果差别也不大,这说明程序所使用的模型可靠,在模拟 RM 不稳定性方面具有可信性。

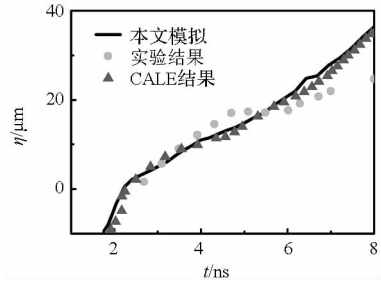


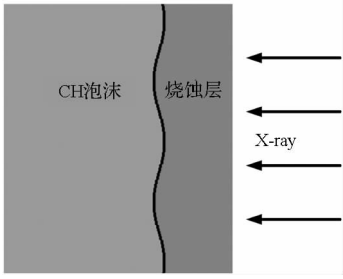
图 2 扰动振幅随时间的演化

Fig. 2 Evolution of perturbation amplitude

### 3 数值模拟结果及分析

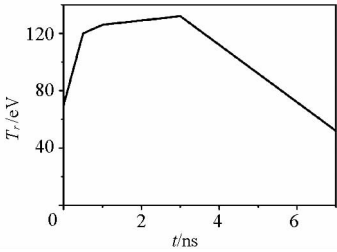
为探索 Be 和 CH 烧蚀层对 RM 不稳定性的影响,分别对两种材料作为烧蚀层的靶结构进行了数值模拟,如图 3(a)所示,黑体谱 X 射线从右边烧蚀双层靶,烧蚀层厚度为 100  $\mu\text{m}$ ,后面为无限厚 Foam,双层靶界面预制单模正弦扰动,扰动波长为 100  $\mu\text{m}$ ,初始振幅为 10  $\mu\text{m}$ ,作为烧蚀层的 Be 和 CH 密度分别取 1.73  $\text{g}/\text{cm}^3$  和 1.0  $\text{g}/\text{cm}^3$ ,Foam 密度取 0.12  $\text{g}/\text{cm}^3$ 。模拟计算区域为 1200  $\mu\text{m} \times 600 \mu\text{m}$ ,网格大小为 1  $\mu\text{m} \times 0.5 \mu\text{m}$ ,一共划分 1200  $\times$  1200 个网格,辐射分群数为 20。图 3(b)是烧蚀双层靶黑体谱 X 射线的辐射温度,在模拟中作为辐射右边界条件输入。

图 4 给出了不同时刻的靶的密度分布,图中黑色曲线表示 Be 与 Foam 界面。在 2.0 ns 时刻,辐射烧蚀所产生的冲击波刚好到达 Be/Foam 扰动界面波谷处,界面扰动还未发生变化;2.70 ns 时刻,冲击波已经完全通过扰动界面, $y = 0.0225 \text{ cm}$  在初始时刻处是扰动波谷位置,而这时已成为扰动波峰位置,这说明扰动相位发生了改变;在 2.70 ns 到 4.1 ns 期间,扰动成线性或者弱非线性发展,



(a) X 射线烧蚀双层靶结构示意图

(a) Schematic of X-ray irradiating double-layers target



(b) 烧蚀所使用的辐射温度

(b) Radiation temperature using for irradiation

图 3 模拟中辐射温度和靶示意图

Fig.3 Radiation temperature and sketch of target in simulation

扰动界面呈正弦形状或者近似正弦形状。4.1 ns 时刻,烧蚀面发生明显的扭曲,主要原因是:冲击波和界面相互作用所产生的带有扰动的稀疏波到达烧蚀面,扰动稀疏波和烧蚀面相互作用使烧蚀面带有扰动,同时加速了烧蚀面,从而触发了烧蚀面处的 RT 不稳定性,导致原本平整的烧蚀面发生扭曲。烧蚀界面的 RT 不稳定性随后馈入到材料界面与 RM 不稳定性发生耦合,这时两种不稳定性一起影响界面扰动的发展。在 6.2 ns 时刻,在两种不稳定性作用下,扰动进行非线性发展,扰动界面不再是正弦形状,尖钉与气泡已经开始出现。

图 5 是 X 射线烧蚀 CH/Foam 靶的密度分布图,由于 CH 烧蚀层密度较低,在冲击波强度相差不大的情况下,冲击波传播速度较快,在 1.6 ns 时刻,冲击波已经到达扰动界面波谷处,这比在 Be 中快了 0.4 ns。为了便于比较,图 5 中密度分布时刻比图 4 提前 0.4 ns。图 5 中界面扰动的变化过程和 X 射线烧蚀 Be 靶一致。扰动首先发生相位改变,然后进行线性增长,最后进行非线性增长。通过图 4 与图 5 的对比,可以看出 CH/Foam 靶界面运动速度要比 Be/Foam 界面快,根据式(1),界面速度与扰动线性增长率成正比,由此也可以推测使用密度较低的 CH 烧蚀材料扰动线性增长率要比 Be 大。从图 4 (d) 与图 5 (d) 也可以定性看出,扰动经历相同时间的发展,CH/foam

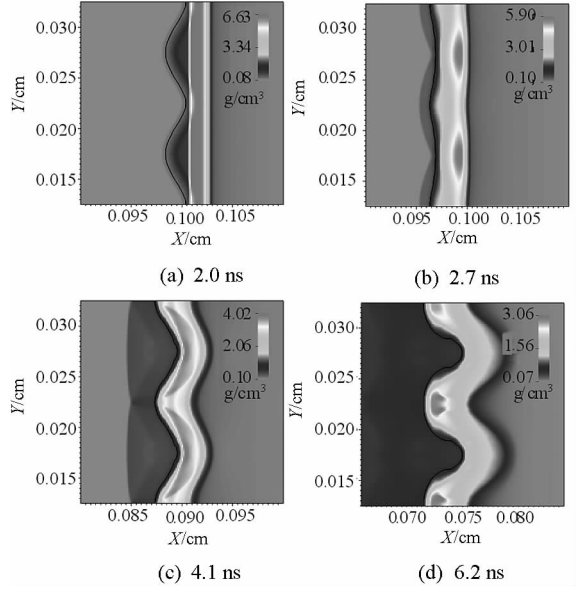


图 4 X 辐射烧蚀 Be/Foam 靶密度分布图

Fig.4 Density distribution of Be/Foam with radiation ablation driven

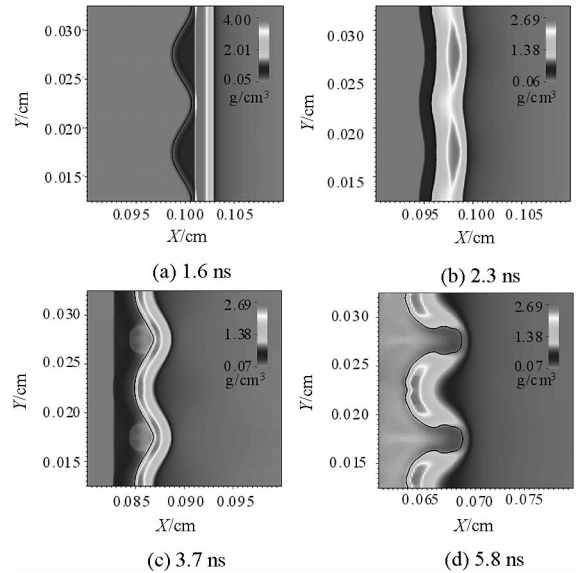


图 5 X 射线烧蚀 CH/Foam 靶

Fig.5 Density distribution of CH/Foam with radiation ablation driven

界面的扭曲程度比 Be/Foam 界面严重得多。

数值模拟时跟踪初始界面波峰和波谷处质点的位置  $a(x_a, y_a)$ ,  $b(x_b, y_b)$ , 两者 X 坐标差值的一半即是扰动振幅  $\left(\eta = \frac{x_a - x_b}{2}\right)$ 。图 6 是两种靶扰动振幅随时间的变化曲线,同样为了便于分析和比较,把 Be/Foam 靶的振幅曲线向前平移 0.4 ns,使两种模型的扰动在同一时刻发生变化。

图 6 中同样可以看出振幅变化所经过的三个阶段,第一个阶段是冲击波从扰动波谷运动到波峰的过程,这时振幅从最初的负值变为正值,说明

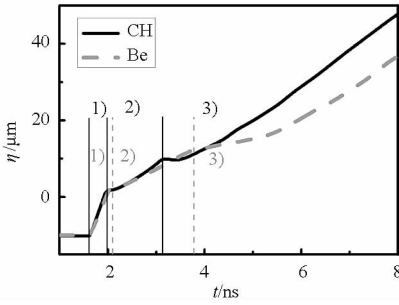


图 6 初始扰动振幅为 10 μm 时,扰动振幅随时间变化  
Fig. 6 Evolution of perturbation amplitude for the case of 10 μm initial amplitude

扰动相位发生了改变,在此阶段 CH/Foam 靶振幅增长曲线的斜率要比 Be/Foam 靶大,这和式(3)描述相吻合,扰动振幅的增长率与界面运动速度成正比,由于 CH/Foam 界面运动速度较大,所以其振幅曲线的斜率大;第二个阶段,两条曲线以一定斜率增长,这说明扰动处于线性增长阶段,图中可以看出 CH/Foam 曲线斜率也比 Be/Foam 大,这和式(10)所描述的情况吻合,即烧蚀材料密度较小时扰动线性增长率较大;第三阶段由于扰动馈出到烧蚀面触发 RT 不稳定性,RT 不稳定性的发展再馈入的界面,使界面的扰动在后期迅速增长。由于冲击波以及反射的稀疏波在 CH 烧蚀层中传播更快,烧蚀面的扰动更早馈入到界面,从而影响界面扰动的发展。从图 6 中也可以看出

CH/Foam 靶较早进入第三阶段,也就是 RT 不稳定性较早地与 RM 耦合到一起,由于扰动在 RT 不稳定性作用下呈指数增长,而且烧蚀 RT 不稳定性在 CH 烧蚀层中比在 Be 烧蚀层中增长要快<sup>[19]</sup>,因此后期 CH/Foam 靶扰动增长量要比 Be/Foam 靶大。在 8 ns 时刻,CH/Foam 靶界面扰动幅度为 48 μm,而 Be/Foam 靶为 36 μm。这说明密度较大的 Be 烧蚀层比 CH 塑料烧蚀层在抵抗不稳定性方面更有优势。

表 1 给出了两种靶的理论分析、一维模拟以及二维模拟所得到的各物理量和线性增长率结果。理论结果是在理想气体状态方程条件下,Be,CH 塑料以及 Foam 气体绝热指数取 5/3,击波过后 Atwood 数( $A^*$ )通过式(9)得到,烧蚀层中冲击波速度  $D$  和质点运动速度  $u$  通过式(6)得到,击波过后界面速度  $U$  通过式(8)进行数值迭代得到,RM 线性增长速率由式(5)得到。一维模拟中各物理量的值可以直接得到,扰动线性增长率通过式(5)得到;二维模拟所有物理量直接从模拟结果中得到,表 1 中各物理量的理论结果与一维以及二维数值模拟结果基本上相差不大,最后得到的扰动线性增长率也基本一致。Be/Foam 靶模型与 CH/Foam 靶模型相比,虽然 Be 密度较大,导致冲击波过后的 Atwood 数  $A^*$  较大,但冲击波过后的界面速度较小,最终得到 RM 线性增长率相对 CH/Foam 靶较小。

表 1 Be/Foam 与 CH/Foam 靶各物理量比较

Tab. 1 Comparison of various physical quantities with Be/Foam and CH/Foam target

模型	方法	$A^*$	$D/(\mu\text{m}/\text{ns})$	$u/(\mu\text{m}/\text{ns})$	$U/(\mu\text{m}/\text{ns})$	$\eta'/(\mu\text{m}/\text{ns})$
Be/Foam	理论值	-0.870	49.5	37.1	60.11	7.0
	一维模拟	-0.868	51.1	37.0	61.20	6.6
	二维模拟	-0.868	51.1	37.0	61.20	6.4
CH/Foam	理论值	-0.786	62.7	47.0	76.1	8.03
	一维模拟	-0.792	63.0	46.6	75.0	7.61
	二维模拟	-0.792	63.0	46.6	75.0	8.08

前面的模拟扰动波长为 100 μm,初始振幅为 10 μm,初始扰动振幅设置较大。为了进一步比较 Be 与 CH 烧蚀层对界面扰动发展的影响,对小振幅扰动进行了数值模拟,扰动波长设置为 100 μm,初始振幅设置为 2 μm,计算区域为 800 μm × 400 μm,网格大小为 1 μm × 0.2 μm,一共划分 800 × 2000 个网格。界面扰动振幅的变化如图 7 所示,图中振幅的发展与图 6 一样可以分为三个阶段。冲击波在 CH 烧蚀层中传播速度较快,因此扰动较早发生变化,CH/Foam 靶较早进入第三阶段,也就是较早进入 RT 不稳定性增长

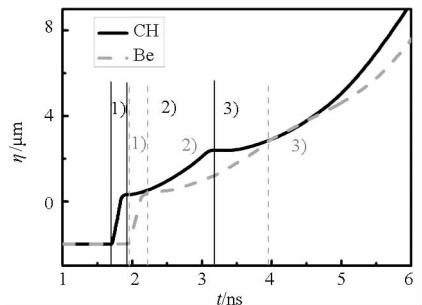


图 7 初始扰动为 2 μm 时,扰动振幅随时间变化  
Fig. 7 Evolution of perturbation amplitude for the case of 2 μm initial amplitude

阶段。小振幅扰动模拟结果也表明,使用 CH 烧蚀层时,界面扰动增长较快。

## 4 结论

从 RM 不稳定性的脉冲模型出发,结合烧蚀冲击波关系式,通过理论分析认为 RM 不稳定性线性增长率和辐射烧蚀温度、烧蚀材料密度、扰动波长和振幅相关,辐射温度越高、烧蚀材料密度越大、扰动波长越短、扰动振幅越长,扰动线性增长的速度越快。使用辐射流体力学程序对黑体谱 X 射线烧蚀界面带有单模正弦扰动的 Be/Foam 靶和 CH/Foam 靶所产生的 RM 不稳定性进行了数值模拟。结果表明:虽然 CH 与 Foam 密度差较小,Atwood 数较小,但由于冲击波过后界面速度较大从而使 RM 线性增长率增大。尤其在扰动发展后期,由于触发了扰动呈指数增长的 RT 不稳定性,CH/Foam 靶界面扰动被放大更多。因此可以认为 Be 烧蚀层比 CH 烧蚀层对 RM 不稳定性具有更强的抵抗能力,这可以为 ICF 靶丸的设计提供一定的参考。由于数值模拟以及理论分析使用的是理想气体状态方程,而且没有考虑烧蚀层掺杂的情况,实际状态方程以及烧蚀层掺杂对 RM 不稳定性发展的影响需要进行下一步研究。

## 参考文献 (References)

[1] Lindl J, Amendt P, Berger R L, et al. The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the national ignition facility[J]. *Physics of Plasmas*, 2004, 11(2): 339–491.

[2] Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J. The physics of inertial fusion[M]. New York, USA: Oxford University Press, 2007.

[3] Richtmyer R D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids [J]. *Communications on Pure & Applied Mathematics*, 1954, 13(2): 297–319.

[4] Meshkov E E. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave [J]. *Fluid Dynamics*, 1969, 4(5): 101–104.

[5] Rayleigh L. Investigations of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density [J]. *Proceedings of the London Mathematical Society*, 1882, s1–14(1): 170–177.

[6] Taylor G. Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube [J]. *Proceedings of the Royal Society of London: Series A*, 1953, 219(1137): 186–203.

[7] Dimonte G, Frerking C E, Schneider M, et al. Richtmyer-Meshkov instability with strong radiatively driven shocks [J]. *Physics of Plasmas*, 1996, 3(2): 614–630.

[8] Casner A, Masse L, Delorme B, et al. Progress in indirect and direct-drive planar experiments on hydrodynamic

instabilities at the ablation front [J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21(12): 122702.

[9] Di Stefano C A, Malamud G, Kuranz C C, et al. Richtmyer-Meshkov evolution under steady shock conditions in the high-energy-density regime [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 106(11): 114103.

[10] Aglitskiy Y, Metzler N, Karasik M, et al. Perturbation evolution started by Richtmyer-Meshkov instability in planar laser targets [J]. *Physics of Plasmas*, 2006, 13(8): 080703.

[11] Wilson D C, Bradley P A, Hoffman N M, et al. The development and advantages of beryllium capsules for the national ignition facility [J]. *Physics of Plasmas*, 1998, 5(5): 1953–1959.

[12] Krauser W J, Hoffman N M, Wilson D C, et al. Ignition target design and robustness studies for the national ignition facility [J]. *Physics of Plasmas*, 1996, 3(5): 2084–2093.

[13] Dittrich T R, Haan S W, Pollaine S, et al. NIF capsule design update[J]. *Fusion Technology*, 1997, 31(4): 402–405.

[14] Park H S, Hurricane O A, Callahan D A, et al. High-adiabat high-foot inertial confinement fusion implosion experiments on the national ignition facility [J]. *Physical review letters*, 2014, 112(5): 055001.

[15] Smalyuk V A, Casey D T, Clark D S, et al. First measurements of hydrodynamic instability growth in indirectly driven implosions at ignition-relevant conditions on the national ignition facility [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(18): 185003.

[16] Rygg J R, Jones O S, Field J E, et al. 2D X-ray radiography of imploding capsules at the national ignition facility [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(19): 195001.

[17] Smalyuk V A, Barrios M, Caggiano J A, et al. Measurements of an ablator-gas atomic mix in indirectly driven implosions at the national ignition facility [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(2): 025002.

[18] Drake R P, Davison L, Horie Y. High-energy-density physics: fundamentals, inertial fusion, and experimental astrophysics [M]. USA: Springer Berlin Heidelberg New York, 2006.

[19] Yi S A, Simakov A N, Wilson D C, et al. Hydrodynamic instabilities in beryllium targets for the national ignition facility[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21: 092701.

[20] Hammel B A, Haan S W, Clark D S, et al. High-mode rayleigh-taylor growth in NIF ignition capsules [J]. *High Energy Density Physics*, 2010, 6(2): 171–178.

[21] Michel D T, Goncharov V N, Igumenshchev I V, et al. Demonstration of the improved rocket efficiency in direct-drive implosions using different ablator materials [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111(24): 886–894.

[22] Lindl J. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain [J]. *Physics of Plasmas*, 1995, 2(11): 3933–4024.

[23] Eidmann K. Radiation transport and atomic physics modeling in high-energy-density laser-produced plasmas[J]. *Laser and Particle Beam*, 1994, 12(2): 223–244.