激光间接驱动聚变内爆流体不稳定性研究

张维岩^{①*}, 叶文华^{②③*}, 吴俊峰^②, 缪文勇^④, 范征锋^②, 王立锋^{②③}, 谷建法^②,
戴振生^②, 曹柱荣^④, 徐小文^②, 袁永腾^④, 康洞国^②, 李永升^②, 郁晓瑾^②,
刘长礼^②, 薛创^②, 郑无敌^②, 王敏^②, 裴文兵^②, 朱少平^②, 江少恩^④, 刘慎业^④,
丁永坤^④, 贺贤土^{②③*}

① 中国工程物理研究院, 绵阳 621900;

② 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094;

③ 北京大学应用物理与技术研究中心高能密度物理数值模拟教育部重点实验室, 北京 100871;

④ 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900

* 联系人, 张维岩, E-mail: zhang-weiyan@iapcm.ac.cn; 叶文华, ye-wenhua@iapcm.ac.cn; 贺贤土, xthe@iapcm.ac.cn

收稿日期: 2013-09-02; 接受日期: 2013-11-04

国家自然科学基金 (批准号: 10935003, 11075024, 11275031, 11105013, 11205017, 11274026) 和国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB-834100) 资助项目

摘要 激光间接驱动惯性约束聚变 (ICF) 内爆过程多层靶球各个界面发生的流体力学不稳定性是影响聚变点火成功的关键因素. 为深入了解内爆过程这样不稳定性的发生、发展和它对聚变点火的影响, 研制成了研究内爆多介质辐射流体力学过程的高精度二维 (局部三维) 大型 LARED-S 程序, 并在长期研究实践中不断发展和改善. 该程序模拟结果与不稳定性线性和弱非线性解析结果, 以及非线性激波管实验结果都很好符合. 应用这一程序, 进行了大量数值模拟研究, 结合理论模型分析, 获得了大量流体力学不稳定性发展和演化的重要结果和物理规律认识. 获得了具有不同密度、速度、磁场分布的 Rayleigh-Taylor (RT) 和 Kelvin-Helmholtz (KH) 不稳定性的线性增长率, 以及它们在不可压缩条件下的弱非线性发展的解析解, 表明了两者在不同 Froude 数、密度过渡层厚度、速度剪切层下的竞争关系; 通过数值模拟, 发现弱预热条件下烧蚀 RT 不稳定性二次谐波非线性发展导致不稳定增长尖钉 (Spike) 断裂的重要过程; 数值模拟进一步揭露了强预热条件下, 烧蚀 RT 不稳定性非线性发展导致不稳定增长尖钉出现射流状结构, 气泡发生加速; 还发现强烈的电子热传导使初始单模扰动的 KH 不稳定性大大削弱, 然而却可能使两模扰动非线性发展增大混合尺度. 在神光 II 激光装置上开展了一系列烧蚀 RT 不稳定性实验. 平面靶烧蚀加速飞行轨迹实验结果与 LARED-S 模拟结果的比较表明腔壁辐射源能流明显小于激光注入孔的辐射能流, 且辐射源的非平衡 Planckian 谱对靶的飞行轨迹和扰动增长有重要影响. 实验分别观测到初始小扰动幅度烧蚀 RT 明显的增长和初始大扰动幅度尖钉变窄和气泡变宽的清晰物理图像. 通过提高空间分辨率, 实验获得了二次和三次谐波的增长数据. 模拟结果与实验结果相符合. 神光 II 激光装置上开展的流体不稳定性实验考核了 LARED-S 程序的一维和二维计算. 在上述理论和实验认识基础上, 进行了 ICF 聚变点火靶物理研究. 主要研究靶丸内外表面单球谐模扰动、辐射不对称性、内爆热斑界面不稳定性、黑腔辐射 M 带以及氘氚 (DT) 主燃料低阶模面密度不均匀性等物理过程对 ICF 内爆流体不稳定性的影响. 对于 ICF 间接驱动初始烧蚀层外表面和 DT 冰内表面的单模粗糙度扰动和辐射驱动不对称性扰动, 获得了

引用格式: 张维岩, 叶文华, 吴俊峰, 等. 激光间接驱动聚变内爆流体不稳定性研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2014, 44: 1-23

Zhang W Y, Ye W H, Wu J F, et al. Hydrodynamic instabilities of laser indirect-drive inertial-confinement-fusion implosion (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2014, 44: 1-23, doi: 10.1360/SSPMA2013-00039

不稳定性增长规律, 提高了热斑界面扰动增长对点火影响和黑腔 M 带 X 射线能谱对内爆稳定性影响的物理认识. 模拟研究表明 DT 主燃料面密度不均匀严重影响内爆动能转换为燃料内能的效率和内爆惯性约束时间. 研究结果不仅对研究 ICF 内爆点火有重要参考价值, 而且对发生在天体和自然界中流体不稳定性的物理本质理解会有帮助.

关键词 激光惯性约束聚变, 流体力学不稳定性, 内爆, 高能量密度物理

PACS: 52.57.Fg, 52.57.Bc, 52.35.Py, 47.20.Ma, 47.20.Ft, 82.40.Ck

doi: 10.1360/SSPMA2013-00039

激光间接驱动惯性约束聚变(Inertial Confinement Fusion, ICF)内爆的目的^[1-5], 是通过球形聚心增压和提高内爆动能密度两种途径, 产生极高压力, 实现对聚变燃料的高压缩, 形成热核聚变燃烧波, 利用燃料的惯性约束, 在燃料飞散之前, 获得设计要求的聚变燃烧和放能. 内爆先通过预脉冲冲击波整形低熵压缩内爆壳物质到十多倍初始固态密度, 然后通过主脉冲 X 射线烧蚀(间接驱动)或激光烧蚀(直接驱动)加速内爆壳到高内爆速度, 从而形成很高的内爆动压, 进而再通过球内爆聚心增压, 获得实现聚变要求的高压. 在 1.5 MJ 能量的大型高功率激光器上实现激光聚变中心点火, 需要在球心区域产生 3000–4000 亿大气压的高压. 为此, 必须采用高收缩比(初始内爆靶丸外半径除以中心热斑半径)和高形状因子(烧蚀壳外半径除以加速期间壳厚度)的内爆设计. 理论上, 内爆收缩比越大, 获得的聚心增压越高; 内爆形状因子越大, 壳层越容易被加速到高内爆速度, 产生很高的内爆动能密度, 从而压缩 DT 燃料到很高密度, 这样聚变点火需要的驱动能量越小, 因此内爆效率越高. 然而内爆的高压缩是有条件的. 内爆中存在多种流体界面不稳定性, 如内爆中加速和减速引起的瑞利-泰勒(Rayleigh-Taylor, RT)不稳定性^[6,7]、冲击波压缩引起的瑞奇迈尔-莫西科夫(Richtmyer-Meshkov, RM)不稳定性^[8,9]、非均匀驱动产生的剪切流引起的开尔文-亥姆霍兹(Kelvin-Helmholtz, KH)不稳定性. 一般地, 内爆收缩比的提高受到低球谐模(如辐照不对称性和靶丸制作厚度不均匀及偏心等)扰动增长的限制, 内爆形状因子的提高受到中高球

谐模(如靶丸制作粗糙度和密度不均匀性等)扰动增长的限制. 只有在很好的驱动源对称性和很高的内爆材料表面光洁度和内部密度均匀性条件下, 才能获得聚变燃料的高压缩. 内爆中流体界面不稳定性的发展及其引起的混合, 严重影响内爆压缩效率, 降低内爆中心高温区热斑的体积和温度, 破坏聚变点火热斑的形成, 影响聚变燃烧和放能. 一旦由流体不稳定性引起的混合宽度超过物理设计的容忍度, 聚变燃烧波的形成发生困难, 聚变放能急剧下降, 导致惯性约束聚变的失败. 这种聚变放能急剧下降对应的窄带区域, 通常称为聚变悬崖. 紧靠悬崖的以内区域, 内爆效率最高, 但设计风险很大. 由于聚变悬崖的限制, 内爆驱动源空间不均匀性和内爆靶丸制作精度(如各界面粗糙度、材料内部不均匀性等)越差, 允许的流体不稳定性增长及混合宽度发展就越小, 从而允许的内爆收缩比和形状因子就越小, 对应的内爆效率越低. 内爆物理研究的核心之一, 就是要认识和定量把握聚变悬崖区域的位置, 使点火靶设计保持离悬崖有一定距离. 根据美国国家点火装置(National Ignition Facility, NIF)上最新的间接驱动中心点火实验研究报告, 内爆中流体不稳定性导致的大尺度密度不均匀和中小尺度材料混合, 是造成目前 NIF 点火实验失败的主要原因.

1 研究工作回顾

1.1 LARED-S 程序发展

对于 ICF 内爆多尺度辐射流体的计算, 传统的

拉格朗日流体方法,遇到不稳定剪切流导致网格扭曲计算中断的难以克服的困难,20世纪70年代以来国际上较多采用 ALE(Arbitrary Lagrangian Eulerian) 流体方法^[10],但 ALE 方法较多采用网格重分重映或非结构网格以适应多尺度复杂流动的计算要求,程序结构复杂,使用起来专业性要求很高.因此, LARED-S 程序^[11,12]采用20世纪90年代发展起来的先进高精度 AMR(Adaptive Mesh Refinement) 欧拉方法^[13],模拟 ICF 内爆中高能量密度等离子体复杂流动.目前 LARED-S 程序已具有较完备的 ICF 内爆物理建模,包括可压缩欧拉流体动力学、电子和离子热传导、多群扩散辐射输运、多群扩散带电粒子输运、电子与离子能量交换、电子与光子能量交换、带电粒子与电子和离子能量交换、激光光路追踪和能量沉积、多聚变反应通道的热核燃烧、K-L 湍流混合模型、内爆高压等离子体实际状态方程和辐射不透明度参数,模拟的坐标系包括一、二、三维平面、柱和球.1999 年完成了平面坐标系单介质多群扩散辐射输运流体力学版本程序,2008 年完成了平面、柱和球几何多介质多群辐射和多群带电粒子扩散输运流体力学版本程序,实现了 MPI 并行计算,2012 年在北京应用物理与计算数学研究所高性能计算平台 JASMIN 上完成了 AMR 自适应版本程序,明显提高了计算效率和空间分辨率.

在 LARED-S 程序研制过程中,针对 ICF 内爆多介质辐射流体力学方程组非守恒和强非线性等特点,重点解决了多介质辐射流体方程组的分裂算法、非守恒型辐射流体力学方程组流体部分的高精度算法、球几何中多介质辐射流体界面追踪 VOF(Volume of Fluid) 和混合网格多介质流体算法、多物理过程强非线性辐射流体方程组的高效迭代算法、非线性辐射扩散方程离散后强刚性矩阵的并行迭代算法和并行 AMR 自适应算法. LARED-S 程序早期采用了二阶精度 FCT 高精度流体算法^[14],后改进为三阶 Godunov PPM 算法和 WENO 算法^[15,16],现采用对大密度比和强冲击波健壮性好的二阶 Godunov 单步欧拉算法^[17].

1.2 LARED-S 程序考核

LARED-S 程序的纯流体计算部分经过了一维黎

曼问题精确解、一维球 Sedov 自相似解、二维黎曼问题、二维 RT 和 RM 不稳定性线性及弱非线性精确解等的严格考核,二维烧蚀流体计算经过了与烧蚀 RT 不稳定性线性理论、国外同类程序模拟、激光装置烧蚀 RT 和 RM 实验的考核,多模流体不稳定性计算经过了激波管 RT 和 RM 实验、国外同类程序模拟、冲击波与轻气泡和重介质球作用实验等考核.

图 1 给出 LARED-S 程序的纯流体和不同预热条件下烧蚀流体 RT 不稳定性线性增长率和理论结果^[18,19]的比对.其中 CRTI 代表纯流体 RT 不稳定性; WPRTI 代表弱预热条件下烧蚀 RT 不稳定性; SPRTI 代表强预热条件下烧蚀 RT 不稳定性.对于纯流体 RT 不稳定性线性增长率, LARED-S 程序可以给出和理论预计非常吻合的结果.对于烧蚀流体 RT 不稳定性,由于解析模型的过多理想假设, LARED-S 程序与解析理论一般符合.

图 2 给出 LARED-S 程序的纯流体 RT 不稳定性线性非线性饱和阈值和理论结果^[19]的比对.可以看出, LARED-S 程序可以给出和理论预计非常吻合的结果.

图 3 给出了 5 ns 时刻纯流体 RM 不稳定性的密度分布图,并且与国外程序 RAGE, Front-Tracking 和 FLASH 的计算结果^[20]进行比较,可以看出我们的计算结果与国外的计算结果较好符合.这里冲击波强度取为 15 Ma,界面扰动波长为 100 μm ,整个计

图 1 (网络版彩图) LARED-S 程序的纯流体和不同预热条件下烧蚀 RT 不稳定性线性增长率和理论结果的比对

Figure 1 (Color online) Comparisons of the linear growth rates of the classical RT instability and the ablative RT instability from the LARED-S code with that from the predictions of the RT instability theories.

图2 LARED-S 程序的纯流体 RT 不稳定性非线性饱和阈值和理论结果的比对

Figure 2 Comparisons of the linear growth rates of the classical RT instability and the ablative RT instability from the LARED-S code with that from the predictions of the RT instability theories.

图3 LARED-S 程序的纯流体 RM 不稳定性线性非线性演化结果与国外 RAGE, Front-Tracking 和 FLASH 程序的比对

Figure 3 Comparison of the nonlinear evolutions of the classical RT instability from the LARED-S code and that from the codes of RAGE, Front-Tracking, and FLASH.

算区域分布着个均匀网格. 左侧物质是泡沫塑料 (Foam), 初始密度为 0.12 g/cm^3 , 波前压力为 0.1 Mbar , 绝热指数为 1.45 , 右侧物质是铍 (Be), 初始密度为 2.4 g/cm^3 , 波前压力为 0.1 Mbar , 绝热指数为 1.8 , 扰动界面初始扰动幅度为 $25 \text{ }\mu\text{m}$.

冲击波通过非均匀区域 (即该区域的声阻抗与周围存在差别, 通常为介质中存在的缺陷) 会产生复杂的相互作用, 通常非均匀区域最为典型的代表就是球形的气泡或高密度球, 这里对两种情况进行了数值模拟, 即冲击波分别与轻、重气泡相互作用. (I) 对于轻气泡情况, 冲击波强度为 1.22 Ma , 氦 (He) 气泡初始密度为 $1.67 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^3$, 波前压力为 1.0 bar , 绝热指数为 1.63 , 周围空气的初始密度为 $1.22 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, 波前压力为 1.0 bar , 绝热指数为 1.4 , 图 4(a) 比较了实验和数值模拟^[21]的结果, 对应的时间为 $t = 0.564 \text{ ms}$; (II) 对于重气泡情况, 冲击波强度为 1.17 Ma , 氟化硫 (SF_6) 气泡初始密度为 $6.2 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, 波前压力为 1.0 bar , 绝热指数为 1.076 , 周围空气的初始密度为 $1.22 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, 波前压力为 1.0 bar , 绝热指数为 1.4 , 图 4(b) 比较了实验^[21]和数值模拟的结果, 对应时间为 $t = 0.642 \text{ ms}$. 从图 4 可以看出, 对于两种情况, 实验和数值模拟结果符合得很好, 气泡得变形与实验结果非常近似.

目前 LARED-S 程序能够直接模拟 ICF 内爆和其他高能量密度多介质复杂流动现象, 包括 ICF 直接和间接驱动内爆、ICF 快点火预压缩内爆、实验室多介质高能量密度复杂等离子体流动、天体物理中一些高能量密度多尺度流动等. 该程序在 ICF 内爆物理研究、ICF 点火靶设计、神光系列装置流体不稳定性实验理论设计和分析、高能量密度流体不稳定性基本问题模拟研究、高能量密度流体不稳定性实验模拟研究和实验设计及结果分析等方面, 正在发

图4 LARED-S 程序的冲击波与轻、重气泡相互作用结果与实验结果的比对

Figure 4 Comparison of the interaction of a shock wave with a light/heavy bubble from the LARED-S code and that from the experiments.

挥重要作用.

1.3 以往物理研究积累

在 LARED-S 程序研制的同时, 开展了大量的数值模拟研究工作, 获得了 ICF 内爆相关流体不稳定性的物理认识. 通过物理研究牵引并带动程序研制中物理模型、模拟方法的不断发展. 不同预热烧蚀流体不稳定性模拟研究获得了深入物理认识. 烧蚀 RT 不稳定性模拟研究表明预热除增强已有的烧蚀对流和密度梯度波长致稳作用外, 还存在烧蚀面 Atwood 数降低引起的致稳作用, 由此我们得到了考虑预热烧蚀 Atwood 数降低致稳效应的烧蚀 RT 不稳定性线性增长新的拟合公式^[12,22], 修正了以往国际上 ICF 研究广泛应用的 Takabe-Lindl 公式. 修改后的公式与实验和数值模拟结果吻合得很好, 特别适合于预热条件下的烧蚀 RT 不稳定性线性增长预测^[12,22]. 模拟研究表明: 内爆冲击波整形阶段冲击波预热、快电子预热对激光刻痕 (Imprint) 和烧蚀 RM 不稳定性的增长起重要致稳作用; ICF 中心点火靶内爆的外表面和中心热斑界面的预热烧蚀致稳作用较强, 而中间烧蚀层与 DT 冰层界面只存在弱预热烧蚀, 流体不稳定性发展严重; 预热烧蚀产生大尺度结构性混合, 破坏内爆对称性, 而弱预热烧蚀情况以小尺度混合为主. 将朗道的弱非线性唯象公式和流动稳定性研究中较多使用的斯图亚特 (Stuart) 的弱非线性展开方法, 推广到烧蚀 RT 不稳定性研究, 由此发展了预热烧蚀 RT 不稳定性的弱非线性理论, 获得了一些物理研究结果^[23]. 模拟研究发现烧蚀面附近状态方程对 RT 不稳定性增长有重要影响, 考虑电子简并效应的实际状态方程的烧蚀 RT 不稳定性增长明显加快^[24]. 模拟研究了柱内爆中的流体不稳定性问题^[25], 模拟研究了直接驱动点火靶内爆减速阶段流体不稳定性发展^[26]. 加速阶段烧蚀面扰动增长后耦合到中心热斑界面, 在内爆减速阶段球收缩几何效应、前两次冲击波减速的 RM 不稳定性 and 后面持续减速的 RT 不稳定性共同作用下, 热斑界面快速增长. 内爆减速阶段的电子热传导烧蚀和后面的聚变 α 粒子加热烧蚀, 对热斑界面的扰动增长产生明显致稳作用; 内爆速度越高, 减速阶段的中心热斑升温越快, 电子和 α 粒子烧

蚀致稳作用增强, 热斑界面扰动的增长时间越短, 越有利于中心点火热斑的形成, 因此高内爆速度能放宽对点火靶丸的辐照不对称性和制作中存在的不均匀性的设计指标要求; 预脉冲阶段占总驱动能量的份额虽然很少, 但预脉冲阶段辐照不对称引起的扰动增长对点火热斑形成的影响比主脉冲阶段的严重, 因此预脉冲阶段辐照不对称性需要重点控制^[27].

2 近来 ICF 内爆相关流体不稳定性的应用基础研究

ICF 内爆过程涉及的流体不稳定性主要有 RT 不稳定性、RM 不稳定性和 KH 不稳定性. 它们对内爆压缩和点火燃烧产生严重影响, 是决定点火成败的关键因素和最大科学风险之一.

2.1 RT, RM 和 KH 不稳定性解析理论研究

2.1.1 空间变密度和速度分布的 RT 和 KH 不稳定性线性增长的解析理论研究

20 世纪 80 年代, 为了考虑界面密度分布不可压流体 RT 线性增长本征方程, 美国利弗莫尔实验室 (LLNL) Mikaelian 发展了求解该本征方程解析解的变分方法^[28]. 然而, 考虑流体压缩性的本征方程和同时考虑密度、速度分布的 RT 和 KH 综合不稳定性的本征方程比较复杂, 因此采用变分法获得解析解比较困难. 我们发展了通过变分法求解解析解的技术方法, 首先得到了考虑流体压缩性的 RT 不稳定性线性增长解析公式, 表明流体压缩性增大不稳定性增长^[29]. 其次推导了同时考虑密度和速度分布 RT 和 KH 综合不稳定性线性增长的速度势本征方程

$$\begin{aligned} 0 = & (n + iku_0)^2 \left(\rho_0 \frac{d^2 \tilde{v}}{dy^2} + \frac{d\rho_0}{dy} \frac{d\tilde{v}}{dy} - k^2 \rho_0 \tilde{v} \right) \\ & - ik(n + iku_0) \left(\frac{d\rho_0}{dy} \frac{du_0}{dy} + \rho_0 \frac{d^2 u_0}{dy^2} \right) \tilde{v} \\ & + k^2 g \frac{d\rho_0}{dy} \tilde{v}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中, g 是加速度, n 是本征值, $i = \sqrt{-1}$ 是虚数单位, k 是扰动波数, $u_0(y)$ 是剪切速度分布, $\rho_0(y)$ 是密度分布^[30-32].

一方面 (1) 式中令 $u_0(y) = 0$, 得到考虑密度分布 RT 不稳定性的 Chandrasekhar 方程^[33]:

$$0 = n^2 \left(\rho_0 \frac{d^2 \tilde{v}}{dy^2} + \frac{d\rho_0}{dy} \frac{d\tilde{v}}{dy} - k^2 \rho_0 \tilde{v} \right) + k^2 g \frac{d\rho_0}{dy} \tilde{v}. \quad (2)$$

另一方面令 $g = 0$ 得到, 得考虑密度和速度分布的 KH 不稳定性本征方程:

$$0 = (n + iku_0)^2 \left(\rho_0 \frac{d^2 \tilde{v}}{dy^2} + \frac{d\rho_0}{dy} \frac{d\tilde{v}}{dy} - k^2 \rho_0 \tilde{v} \right) - ik(n + iku_0) \left(\frac{d\rho_0}{dy} \frac{du_0}{dy} + \rho_0 \frac{d^2 u_0}{dy^2} \right) \tilde{v}. \quad (3)$$

采用如下形式的速度势:

$$\tilde{v}(y) = [n + iku_0(y)]e^{-k|y|}. \quad (4)$$

对于加速度场 $g = -g\hat{y}$ 中经典的间断界面情况:

$$\rho_0 = \begin{cases} \rho_1, & y > 0, \\ \rho_2, & y < 0, \end{cases} \quad (5)$$

$$U_0 = \begin{cases} U_1, & y > 0, \\ U_2, & y < 0. \end{cases} \quad (6)$$

其中, U_1 和 U_2 是上下两层流体的速度; ρ_1 和 ρ_2 是上下两层流体的质量 ($\rho_1 > \rho_2$). 得到经典 RT 和 KH 综合不稳定性线性解析解

$$n = \gamma_{\text{RT-KH,c}} - i\omega_{\text{KH,c}}, \quad (7)$$

$$\gamma_{\text{RT-KH,c}}^2 = \frac{\rho_1 \rho_2 k^2 (U_1 - U_2)^2 + kg(\rho_1^2 - \rho_2^2)}{(\rho_1 + \rho_2)^2}, \quad (8)$$

$$\omega_{\text{KH,c}} = k \frac{\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2}{\rho_1 + \rho_2}. \quad (9)$$

其中, $\gamma_{\text{RT-KH,c}}$ 是经典 RT 和 KH 综合的线性增长率, $\omega_{\text{KH,c}}$ 是 KH 不稳定性的波动频率. 对于实际 ICF 研究中经常采用的指数加常数拟合分布:

$$\rho_0 = \begin{cases} \rho_1 - \frac{\rho_1 - \rho_2}{2} e^{-y/L_\rho}, & y > 0, \\ \rho_2 + \frac{\rho_1 - \rho_2}{2} e^{y/L_\rho}, & y < 0, \end{cases} \quad (10)$$

$$u_0 = \begin{cases} U_1 - \frac{U_1 - U_2}{2} e^{-y/L_u}, & y > 0, \\ U_2 + \frac{U_1 - U_2}{2} e^{y/L_u}, & y < 0. \end{cases} \quad (11)$$

其中, L_u 是密度过渡层的特征宽度; L_ρ 是速度过渡层的特征宽度. 得到考虑速度和密度分布的 RT 和 KH 综合不稳定性线性解析解^[30-32]

$$n = \gamma - i\omega, \quad (12)$$

$$\gamma^2 = \gamma_{\text{RT}}^2 + \gamma_{\text{KH}}^2, \quad (13)$$

$$\omega = \omega_{\text{KH}}, \quad (14)$$

$$\gamma_{\text{RT}}^2 = \frac{Akg}{1 + kL_\rho},$$

$$\begin{aligned} \gamma_{\text{KH}}^2 = & \frac{\rho_1 \rho_2 \Delta \omega^2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} - \frac{A \Delta \omega (\bar{\omega} - \omega_0)}{1 + 1/kL_\rho} - \frac{1}{4} \frac{A^2 \Delta \omega^2}{(1 + 1/kL_\rho)^2} \\ & - \frac{1}{4} \frac{A^2 \Delta \omega^2}{(1 + 1/kL_u)^2} - \frac{2}{1 + 1/kL_u} \frac{\rho_1 \rho_2 \Delta \omega^2}{(\rho_1 + \rho_2)^2} \\ & + \frac{1}{4} \frac{\Delta \omega^2}{1 + 2/kL_u} + \frac{A \Delta \omega (\bar{\omega} - \omega_0)}{1 + 1/kL_\rho + 1/kL_u} \\ & - \frac{1}{4} \frac{A^2 \Delta \omega^2}{(1 + 1/kL_\rho + 1/kL_u)^2} \\ & - \frac{1}{2} \frac{A^2 \Delta \omega^2}{(1 + 1/kL_\rho)(1 + 1/kL_u)} \\ & + \frac{1}{2} \frac{A^2 \Delta \omega^2}{(1 + 1/kL_\rho)(1 + 1/kL_\rho + 1/kL_u)} \\ & + \frac{1}{2} \frac{A^2 \Delta \omega^2}{(1 + 1/kL_u)(1 + 1/kL_\rho + 1/kL_u)}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \omega_{\text{KH}} = & \omega_0 - \frac{1}{2} \frac{A \Delta \omega}{1 + 1/kL_\rho} - \frac{1}{2} \frac{A \Delta \omega}{1 + 1/kL_u} \\ & + \frac{1}{2} \frac{A \Delta \omega}{1 + 1/kL_\rho + 1/kL_u}. \end{aligned} \quad (16)$$

这里 γ 是 RT 和 KH 综合不稳定性线性增长率, ω 是频率; γ_{RT} 是 RT 不稳定性线性增长率, γ_{KH} 是 KH 不稳定性线性增长率, ω_{KH} 是 KH 不稳定性频率. 其中 $A = (\rho_1 - \rho_2)/(\rho_1 + \rho_2)$, $\Delta \omega = k(U_1 - U_2)$, $\omega_0 = k(\rho_1 U_1 + \rho_2 U_2)/(\rho_1 + \rho_2)$, $\bar{\omega} = k(U_1 + U_2)/2$.

2.1.2 连续密度、磁场分布下 RT 不稳定性线性增长的解析研究

磁场对于经典 RT 不稳定性有很好的致稳作用^[33]. 对于短波长的扰动, 磁场甚至能完全抑制短波长 RT 不稳定性的发展. 这里讨论连续密度和磁场分布情况下, 磁场过渡层效应对 RT 不稳定性的影

响. 通过线性化理想磁流体力学方程组, 我们得到关于扰动速度 $\tilde{v}$ 的二阶本征方程^[34,35]:

$$n^2 \rho_0 \frac{d^2 \tilde{v}}{dy^2} + n^2 \frac{d\rho_0}{dy} \frac{d\tilde{v}}{dy} - k^2 n^2 \rho_0 \tilde{v} + k^2 g \frac{d\rho_0}{dy} \tilde{v} = \frac{1}{\mu_0} \left(-k^2 B_0^2 \frac{d^2 \tilde{v}}{dy^2} - 2k^2 B_0 \frac{dB_0}{dy} \frac{d\tilde{v}}{dy} + k^4 B_0^2 \tilde{v} \right), \quad (17)$$

其中 B_0 是磁场分布. 考虑常数加上指数分布的密度和磁场分布, 得到本征值 n 的表达式

$$n^2 = \frac{A_T k g}{k L_p + 1} - \frac{k^2}{\mu_0 (\rho_1 + \rho_2)} \times \left[B_1^2 + B_2^2 - \frac{(B_1 - B_2)^2}{1 + 1/k L_B} + \frac{(B_1 - B_2)^2}{2 + 4/k L_B} \right]. \quad (18)$$

如果忽略磁场, 并且假设界面是陡峭的, (18) 式可以退化到经典 RT 不稳定性的线性增长率^[33]. 对于连续界面分布, (18) 式可以退化为考虑密度梯度效应的 RT 线性增长率^[30-32]. 研究表明磁场效应会抑制 RT 不稳定性的线性增长, 特别对于段波长扰动. 磁场过渡层效应会抹平磁场强度, 减弱磁场效应对于 RT 不稳定性的致稳效应. RT 不稳定性的线性增长率会随着磁场过渡层宽度的增加而增加, 特别是当磁场过渡层宽度比较窄时, 磁场过渡层宽度的增加会显著增加 RT 不稳定性的线性增长率^[34].

2.1.3 不可压流体 RT 不稳定性弱非线性理论研究

采用不可压流体速度势方法, 利用不稳定界面两侧的压力和法向速度连续条件, 首先得到了任意 Atwood 数情况的三阶 RT 不稳定性弱非线性解析公式, 包括二次和三次谐波产生、三阶基模负反馈修正, 以及基模三阶弱非线性饱和幅度^[36]. 结果表明减小界面 Atwood 数对线性和弱非线性增长起抑制作用. 进而又推导了任意 Atwood 数情况 RT 不稳定性的各次谐波增长的高阶 (10 阶) 展开公式. 通过引入基模增长的高阶饱和幅度概念, 分别得到了基模增长的 5, 7, 9 阶修正的饱和幅度公式. 进而又引入二次谐波的高阶饱和幅度的概念, 分别得到了二次谐波增长的 4, 6, 8, 10 阶修正的饱和幅度公式^[37]. 无论是实际 ICF 内爆, 还是激光装置 RT 不稳定性实验或天体物理情况, 初始扰动都先通过冲击波作用的 RM 不稳定性增长, 然后过渡到 RT 不稳定性的增长. 所以在

RT 不稳定性增长的开始时刻, 同时存在界面扰动和速度扰动. 我们详细推导了同时考虑界面和速度扰动的 RT 不稳定性弱非线性耦合公式^[38], 仔细讨论了界面和速度扰动的弱非线性耦合关系, 并利用得到的弱非线性耦合公式, 分析了美国亚里桑那大学 Jacobs 教授的激波管弱非线性 RT 不稳定性实验结果^[39], 研究表明为了得到与实验自洽的弱非线性拟合结果, 需要同时考虑界面和速度扰动的弱非线性耦合.

2.1.4 柱几何不可压流体 RT 和 RM 不稳定性弱非线性理论研究

收缩几何中 RT 不稳定性弱非线性增长, 是 ICF 内爆和超新星爆炸研究的重要问题^[5]. 我们推导了柱几何不可压流体的 RT 不稳定性弱非线性谐波增长公式, 对几何效应进行了深入物理分析和讨论^[40]. 结果表明: (1) 存在重要的二阶零级量修正项, 修正后界面半径变小, 对应扰动波长变小, 增长加快; (2) 重流体在外, 轻流体在内, 二次和三次谐波增长加快, 导致尖钉增长加快, 气泡变慢; (3) 轻流体在外, 重流体在内, 二次和三次谐波增长变慢, 导致尖钉增长变慢, 气泡增长加快; (4) 小 Atwood 数情况会出现气泡的增长快于尖钉现象; (5) 小 Atwood 数情况出现二次、三次谐波变相现象.

RM 不稳定性弱非线性的收缩几何效应, 对于理解 ICF 内爆和超新星爆炸中的流体不稳定性问题也有重要意义. 我们推导了柱几何不可压流体的 RM 不稳定性四阶弱非线性谐波增长公式, 进行了物理分析和讨论^[41]. 结果表明: (1) 柱几何内爆 RM 不稳定性存在重要的二阶零级量修正项; (2) 尖钉 (或气泡) 向内, 其增长加快, 反之, 尖钉 (或气泡) 向外, 其增长变慢; (3) 柱几何情况基模增长的饱和幅度变小, 非线性作用增强.

2.2 预热烧蚀 RT 不稳定性弱非线性和非线性模拟研究

对于烧蚀 RT 不稳定性, 过去 40 多年的研究主要集中在线性增长阶段^[42-44], 弱非线性阶段的研究刚开始不久^[45,46], 而非线性研究几乎是空白, 许多问题有待深入探索. 通过抑制 RT 不稳定性的增长,

一方面可以提高内爆速度, 另一方面通过冲击波、快电子、高能 X 射线和聚变 α 粒子等预热, 可显著抑制 RT 不稳定性的增长, 是 ICF 点火靶设计普遍采用的抑制 RT 不稳定性增长的重要方法。

自 20 世纪 80 年代中期以来, 国际上已有一些烧蚀 RT 弱非线性和非线性模拟研究, 但模拟中主要采用经典局域电子热传导的 Spitzer-Härm (SH) 模型^[47]。2002 年以来, 国际上发展了烧蚀 RT 弱非线性理论, 但采用 SH 电子热传导模拟, 并采用烧蚀面间断密度假定, 发展了预热烧蚀模型, 能较好反映烧蚀面前预热舌头, 预热烧蚀模型的 RT 不稳定性模拟结果与实验很好符合。预热烧蚀最显著的特点是拉宽烧蚀面密度分布, 增大烧蚀面密度梯度致稳。虽然国际上预热烧蚀 RT 不稳定性线性增长已有较多研究, 但预热烧蚀的弱非线性增长和非线性发展过程的研究还几乎没有开展。

对比经典 RT 不稳定性三阶弱非线性理论

$$\eta_1 = \eta_L - \frac{1}{16}(3A^2 + 1)k^2\eta_L^3, \quad (19)$$

$$\eta_2 = \frac{1}{2}Ak\eta_L^2, \quad (20)$$

$$\eta_3 = \frac{1}{2}\left(A^2 - \frac{1}{4}\right)k^2\eta_L^3, \quad (21)$$

其中 η_1 , η_2 和 η_3 分别是前三次谐波振幅, η_L 是基模 (一次谐波) 线性增长振幅。定义预热烧蚀 RT 不稳定性的二次和三次谐波产生系数 $C(k)$ 和 $D(k)$ 、三阶基模反馈系数 $E(k)$ ^[48, 49]

$$\eta_1 = \eta_L - \frac{1}{4}E(k)k^2\eta_L^3, \quad (22)$$

$$\eta_2 = \frac{1}{2}C(2k)k\eta_L^2, \quad (23)$$

$$\eta_3 = \frac{3}{8}D(3k)k^2\eta_L^3. \quad (24)$$

把驱动条件和材料性质引起的变化反映在谐波产生系数和基模反馈系数中, 而保留模耦合的物理定标率, 这种表述方法能很好符合预热烧蚀 RT 不稳定性数值模拟的实际情况。图 5 给出弱预热烧蚀 RT 不稳定性二次和三次谐波产生系数、基模三阶反馈系数和归一化基模非线性增长饱和幅度的模拟结果。预热降低烧蚀面的密度, 降低界面的 Atwood 数; 增强烧

蚀面密度梯度致稳效应; 增大烧蚀速度, 增强对流烧蚀致稳效应。随着扰动的发展, 当其特征幅值与扰动波长可比时, 由于模耦合作用高次谐波 (比如二次和三次谐波) 被激发, 一次谐波 (基模) 振幅明显偏离指数增长, 初始对称的余弦扰动界面明显不对称, 扰动进入弱非线性阶段。预热烧蚀情况二次和三次谐波的产生和增长受到较大抑制。三次谐波产生系数出现凹坑现象, 存在最小三次谐波产生的波长。对基模的三阶反馈同样受到预热烧蚀的抑制, 但与经典 RT 不稳定性不同的是, 在扰动线性增长截止波长附近, 出现基模三阶修正的正反馈现象。预热烧蚀 RT 不稳定性的三阶非线性饱和幅度普遍大于经典 RT 的 0.1λ , 在短波长区域甚至大于 0.3λ 。

对于预热烧蚀 RT 不稳定性的强非线性阶段研究, 主要依靠数值模拟。图 6 给出了四个不同时刻纯流体、弱预热和强预热烧蚀流体 RT 不稳定性密度场的非线性演化。对于纯流体情况, 尖钉头部很快发展成为蘑菇状结构, 大量小尺度结构被激发; 相比纯流体情况, 中等预热 RT 不稳定性尖钉头部的蘑菇状结构有所发展, 但被明显地抑制; 强预热情况的 RT 不稳定性尖钉头部没有出现明显的蘑菇状结构, 形成射流状尖钉。

2.3 预热烧蚀 RT 不稳定性射流状尖钉 (Spike) 形成机制研究^[50]

模拟发现预热烧蚀导致 RT 不稳定性非线性阶段射流状尖钉的形成。烧蚀 RT 不稳定性射流状尖钉的发展迅速减小中心点火热斑体积, 导致中心热斑无法达到一个 α 粒子自由程的 0.3 g/cm^2 的点火面密度条件, 因此直接导致中心点火失败^[2, 51]。对于天体物理中的 Eagle 星云象鼻结构, 现国际上普遍接受 Spitzer 烧蚀 RT 残骸的解释^[51]。因此烧蚀 RT 射流状尖钉的形成机制研究是 ICF 中心点火和天体物理的重要研究课题。

首先把烧蚀 RT 射流状尖钉的形成分解成三个阶段: 烧蚀 RT 线性和弱非线性阶段, 烧蚀 KH 不稳定性阶段和射流状尖钉形成的烧蚀 RT 非线性后期阶段。围绕烧蚀 RT 射流状尖钉的形成, 对以上三个阶段开展了大量分解物理研究。预热烧蚀 RT 射流状尖钉的形成: 预热烧蚀 RT 不稳定性的谐波产生被抑

图5 弱预热条件下烧蚀 RT 不稳定性二次 ($C(2k)$) 和三次 ($D(3k)$) 谐波产生系数、三阶对基模反馈系数 ($E(k)$) 和归一化基模非线性增长饱和幅度 (η_s/λ)

Figure 5 Coefficients of the second ($C(2k)$) and the third ($D(3k)$) harmonics and the third-order feedback to the fundamental mode ($E(k)$), and the normalized linear saturation amplitude (η_s/λ) at different perturbation wavelengths for the ablative RT instability in the presence of weak preheating.

图6 不同预热烧蚀和经典 RT 不稳定性非线性发展比较, (a) 经典无烧蚀情况; (b) 中等预热; (c) 强预热

Figure 6 Comparison of the nonlinear evolutions of the classical RT instability with that of the ablative RT instability in the presence of different preheating. (a) Classical RT instability; (b) ablative RT instability with weak preheating; (c) ablative RT instability with strong preheating.

制, 导致非线性饱和幅度增大, 基模增长明显占优; 尖钉边缘 KH 不稳定性增长被预热烧蚀有效抑制, RT 和 KH 增长的竞争中 RT 增长起主要作用, 物质向横向的流动减弱, 向加速度方向的流动加强, 尖钉长度继续增大; 后期出现预热烧蚀 RT 非线性阶段的气泡加速现象, 虽然尖钉头部被预热烧蚀蒸发掉一些, 但气泡的明显加速进一步增大了尖钉的长度, 最后导致射流状尖钉结构的形成 [52-54]。我们射流状尖钉结构形成的总结性研究论文最近发表在等离子体物理专业期刊 (*Physics of Plasmas*) 上并被该杂志社选为编辑推荐论文 (2012 年共 24 篇) [52]。

2.4 弱预热烧蚀 RT 不稳定性尖钉断裂模拟研究 [55]

弱预热烧蚀 RT 不稳定性线性增长率存在明显的尖峰。尖峰附件波长的单模扰动在非线性阶段发展成为长尖钉。对于两倍尖峰波长以上的初始单模扰动, 当扰动发展进入弱非线性区, 各阶谐波被快速激发, 之后这些谐波快速增长并发生非线性作用。首先线性增长尖峰波长附近的谐波增长最快, 形成尖峰波长特征的谐波“气泡-尖钉”结构, 谐波“气泡-尖钉”结构快速发展, 在与主模“气泡-尖钉”结构发生的非线性作用中占优, 从而导致主模“气泡-尖钉”增长的变慢和主模 spike 的断裂。弱预热尖钉的断裂现象有助于理解 ICF 点火靶中间烧蚀层与 DT 冰层材料界面的弱预热多模不稳定性混合过程。

2.5 烧蚀 KH 不稳定性模拟研究 [56,57]

对于经典 RT 和 RM 不稳定性非线性发展阶段, 尖钉的快速增长导致剪切速度场的产生和 KH 不稳定性的增长, 尖钉头部形成 KH 卷曲, 在卷曲中心形成湍流混合区。烧蚀 RT 和 RM 不稳定性情况, 由于尖钉头部的热流很强, KH 不稳定性的烧蚀致稳作用很强。考虑热传导烧蚀的 KH 不稳定性, 一般称为烧蚀 KH 不稳定性。国际上关于烧蚀 KH 不稳定性方面的研究非常少, 直接数值模拟方面的研究几乎没有。我们使用近稳恒流模拟研究了烧蚀 KH 不稳定性的线性增长和非线性发展。为了理解烧蚀 KH 不稳定性模拟结果, 首先开展了经典不可压流体 KH 不稳定性

的弱非线性研究。采用速度势方法和界面压力、法向速度连续条件, 推导了经典 KH 不稳定性的三阶弱非线性解析解 [58,59]。

图 7 给出了纯流体和烧蚀流体 KH 不稳定性的线性增长率和频率曲线。对于短波长扰动, 烧蚀流体线性增长被明显抑制, 存在截止波长; 频率被明显降低, 无截止频率; 对长波长烧蚀流体的线性增长率和频率退化为经典流体情况。线性增长表征扰动幅值在与界面垂直方向上的增长; 频率表征扰动在与界面平行的方向上的传播。也就是说, 当扰动在与界面垂直方向的不增长时, 扰动在界面方向的传播并没有停止。

图 8 给出了烧蚀流体和纯流体 KH 不稳定性的前三次谐波幅值随时间的演化, 表明烧蚀抑制弱非线性 KH 不稳定性二次和三次谐波的产生和发展。烧蚀有效抑制二次和三次谐波的产生和发展。烧蚀效应抑制 KH 不稳定性中小尺度结构的产生和发展。

图 7 纯流体和烧蚀流体 KH 不稳定性线性增长率 (a) 和频率曲线 (b)

Figure 7 Linear growth (a) and frequency (b) for the classical and ablative KH instabilities.

图8 烧蚀流体和纯流体KH不稳定性的前三次谐波幅值随时间的演化

Figure 8 Temporal evolution of the amplitudes of the first three harmonics for classical and ablative KH instabilities.

3 神光II激光装置上间接驱动烧蚀RT不稳定性实验

在ICF靶丸内爆的加速阶段,烧蚀面是RT不稳定的.为了理解烧蚀RT不稳定性物理过程,校核中心点火靶设计程序,世界主要ICF研究单位都首先开展平面靶烧蚀RT不稳定性实验^[60-63].

本节介绍最近在神光II激光装置上开展间接驱动平面靶烧蚀RT不稳定性实验的,同时利用辐射流体力学程序LARED-S对实验进行了数值模拟比较.数值模拟与实验结果很好符合,考核了LARED-S程序的可靠性.神光II装置总共有9路三倍频(3ω ,波长351 nm)激光使用其中的8路作为主激光,从金柱形黑腔两端注入(与黑腔对称轴成 45°)形成辐射场,8路的总能量为2.4 kJ,每路300 J,脉宽2 ns,而第9路作为背光源,是能量1.2 kJ、脉宽2 ns的方波,同时为了保证背光源的空间均匀性,第9路激光使用了蝇眼透镜进行束匀化.平面靶使用了掺杂溴(Br)的塑料CH(Br),采用机械精密加工在平面靶表面刻上不同初始扰动幅度的单模扰动,掺杂溴的目的在于控制黑腔辐射场中高能光子对平面靶的预热,这种预热过程对流体不稳定性的增长有重要影响.实验包含二部分内容:平面靶烧蚀飞行轨迹的测量和扰动平面靶烧蚀RT不稳定性增长的测量.

间接驱动烧蚀RT不稳定性线性增长率由一般

由Takabe-Lindl拟合公式给出

$$\gamma = \alpha \sqrt{\frac{kg}{1 + kL}} - \beta kv_a, \quad (25)$$

式中是 k 波矢, g 是加速度, v_a 是烧蚀速率, L 是烧蚀面特征标长, α 和 β 是拟合参数(根据具体流场参数确定).其中加速度 $g = P/(\rho\Delta x)$ 主要由烧蚀压和平面靶面密度决定,烧蚀速率 $v_a = \dot{m}/\rho_a$ (式中 $\dot{m}$ 是烧蚀面的质量烧蚀率, ρ_a 是烧蚀面的密度)和烧蚀面最小密度梯度标长 $L = |\rho/(d\rho/dy)|$ 与烧蚀过程有关,如辐射源强度、材料的辐射不透明度和状态方程.烧蚀RT不稳定性实验之前,先进行平面烧蚀靶飞行轨迹实验.目的是获取飞行实验数据,用于分析一维零阶量特征,以及考核程序的一维烧蚀模拟.平面靶烧蚀飞行轨迹测量对于校验烧蚀材料辐射参数和评估辐射驱动源测量的精度具有重要意义.烧蚀RT不稳定性增长实验的目的是获得RT不稳定性的增长因子,评估影响烧蚀RT不稳定性增长的各种物理因素,从而有助于改善ICF内爆过程的稳定性.

平面靶飞行轨迹测量实验的目的是获得平面靶在黑腔辐射场烧蚀作用下的飞行轨迹.平面靶飞行轨迹实验排布如图9所示,平面靶样品放置在柱形黑腔的侧向腔壁上,靶材料是掺杂Br的CH,Br的掺杂浓度为3%,密度为 1.25 g/cm^3 ,厚度为 $25 \mu\text{m}$.黑腔的直径为1 mm,长度为1.7 mm,黑腔的侧向腔壁上开了直径为 $500 \mu\text{m}$ 的圆形孔,平面靶样品放置在这个孔上.8路驱动激光从黑腔的激光注入孔(LEH)进入,在黑腔内转换X射线烧蚀放置在腔壁侧向的平面靶,X射线烧蚀烧蚀产生的压力推动平面靶向外加速飞行.为了获得靶的飞行轨迹,采用侧向X射线照相技术,使用一台X射线条纹相机(XSC)放置在靶

图9 (网络版彩图) 平面靶飞行轨迹实验排布简略图

Figure 9 (Color online) Schematic of the experimental setup for the planar foil trajectory.

飞行的垂直方向上记录飞行轨迹, 第 9 路激光作为背光源照射在钼 (Mo) 背光靶上产生能量为 2.3–2.9 keV 的 X 射线.

3.1 平面烧蚀靶飞行轨迹实验

图 10 给出了 XSC 记录的实验图像, 横轴表示时间, 从左向右是时间增加的方向, 右下方的亮条纹是时标光, 用来标定时间的绝对值, 纵轴表示空间, 空间方向有两条暗条纹, 下面的暗条纹是靶的成像, 靶的位置随时间发生变化, 上面的暗条纹是钨丝的成像, 钨丝放置在平面靶样品的后方, 直径 50 μm , 中心与靶背面的垂直距离为 190 μm , 钨丝用来标定平面靶的空间飞行距离.

辐射源对靶的烧蚀飞行轨迹有重要影响, 对于烧蚀材料, 辐射源的流温度 (即辐射能流的大小) 以及能谱分布会影响烧蚀压力的大小和辐射能的吸收效率. 实验中使用一台 Dante 谱仪从黑腔的激光注入孔方向 (与黑腔的对称轴夹角为 30°) 测量黑腔内辐射场的流温度 T_r 的时间变化. 数值模拟结果表明, 注入孔方向的流辐射温度 T_{rLEH} 与腔壁侧向 (即样品放置位置) 的流辐射温度 T_{rSide} 存在一些差别, 图 11(a) 给出了两个辐射温度时间变化曲线, T_{rLEH} 的峰值为 158 eV, 而 T_{rSide} 的峰值为 145 eV, 二者相差大约 9%, 对应的辐射能流相差 40%. 同时, 腔壁侧向的辐射源 (T_{rSide}) 不是严格的平衡 (Planck) 谱, 能谱分布如图 11(b) 所示, 为了避免高能 X 射线的预热效应, 靶材料使用了掺 Br 的 CH 材料, 掺杂浓度为 3%.

图 12(a) 中, 给出了靶飞行轨迹的实验和数值模

图 10 (网络版彩图) 第 141 发飞行轨迹实验图像

Figure 10 (Color online) A sample of backlighting image from the No. 141 shot showing a foil trajectory.

图 11 (网络版彩图) T_{rLEH} 与 T_{rSide} 的时间变化 (a) 以及 T_{rSide} 的谱分布 (b)

Figure 11 (Color online) (a) Radiation temperatures at the LEH inferred from the Dante measurement and at the side obtained from calculation. (b) Energy spectra at the side.

拟结果比较, 其中黑色与红色方块分别是第 139 与 141 发的实验结果, 两发的实验结果基本重合在一起. 黑腔辐射场烧蚀 CH 平面靶产生的冲击波在 1.2 ns 时刻从靶背面透射, 然后靶开始向后加速飞行. 在图 12(a) 中, 利用不同方向的辐射驱动源进行了数值模拟, 其中灰色实线使用注入孔方向的辐射温度源 (T_{rLEH}), 绿色实线使用腔壁侧向 (即平面靶样品位置处) 的辐射温度源 (T_{rSide}), 而蓝色实线同样使用辐射温度源 T_{rSide} , 但是能谱分布是非平衡的. T_{rLEH} 给出靶飞行距离远大于实验结果, 这是因为 T_{rLEH} 不是样品真实感受到辐射场, 它的峰值温度高于腔壁侧向的辐射温度 T_{rSide} , 而 T_{rSide} (包括 Planck 谱和非 Planck 谱) 给出的靶飞行距离与实验结果很接近, 差别不大. 图 12(b) 给出了平衡谱和非平衡谱的能量吸收变化过程, CH(Br) 材料对平衡谱的能量吸收略多, 这是由于非平衡谱比平衡谱更“硬”一些, 高能光子份额偏高导致能量吸收效率的下降.

图 12 (a) 平面靶飞行轨迹实验结果与数值模拟比较; (b) CH(Br) 靶吸收的辐射能量

Figure 12 (a) Comparison of the foil position from the side-on radiography with that from the LARED-S code. (b) Absorbed energy of the CH(Br) foil using Planck and non-Planck spectra.

3.2 平面调制靶烧蚀 RT 不稳定性实验

平面靶烧蚀 RT 不稳定性实验排布如 13 图所示, 与平面靶烧蚀飞行轨迹实验基本相似, 只是诊断方式不同, 这里使用正向 X 射线照相技术, 使用一台 X 射线分幅相机 (XFC) 放置在扰动平面靶的后方, 背光靶产生的 X 射线通过黑腔以及腔壁上的样品正向投射到 XFC 上, 样品扰动表面的波峰位置具有较大的光程, 波谷位置具有较小的光程, 样品表面不同位置的光程差在 XFC 上对应曝光量不同的明、暗相间的条纹。

3.2.1 小扰动幅度烧蚀 RT 不稳定性实验

小扰动幅度烧蚀 RT 不稳定性实验的目的是获得扰动在线性阶段的 RT 不稳定性增长因子。平面靶使用相同掺杂浓度的 CH(Br) 材料, 扰动波长 $50\ \mu\text{m}$, 初始扰动幅度 $0.5\ \mu\text{m}$, 靶厚度 $24\ \mu\text{m}$ 。

小扰动 RT 不稳定性实验重复了两发 (第 147 发和第 156 发), 实验图像如图 14 所示, 实验图像分为

图 13 烧蚀 RT 不稳定性增长实验排布简略图

Figure 13 Experimental geometry for indirect drive planar RT instability experiments.

4 个微带 (时间从下到上), 每个微带有 4 幅图像 (时间从右向左), 第 147 发记录的时间范围是 $0.98\text{--}2.76\ \text{ns}$, 第 153 发记录的时间范围在 $0.3\text{--}2.1\ \text{ns}$ 。在流体不稳定性的初期, 由于初始扰动幅度比较小, 即 $a_0 = 0.01\lambda$, 明、暗相间条纹的对比度很差, RT 不稳定性发展到后期, 界面扰动幅度显著增大, 条纹对比度逐渐清晰。实验图像经过数据处理后, 获得了各个时刻的对比度大小, 与 LARED-S 程序计算的 RT 不稳定性数值模拟结果的进行了比较。图 15 给出 RT 不稳定性实验结果与 LARED-S 程序数值模拟结果的比对。图 15 中, 第 147 发和第 156 发的实验数据具有很好的重复性, 在流体不稳定性的线性阶段, 实验数据与程序的计算结果基本符合, 同时数值模拟结果也表明, 对于掺杂的 CH 材料, 非 Planck 谱驱动源的预热效应不是非常显著, 两条曲线 (即 Planck 谱和非 Planck 谱驱动源) 偏离不大。

3.2.2 大扰动幅度烧蚀 RT 不稳定性实验

大扰动幅度烧蚀 RT 不稳定性实验主要关注 RT 不稳定性从线性阶段到非线性阶段的转变过程, 研究非线性过程中模耦合相互作用。平面靶仍然使用掺杂 Br 的 CH 材料, 掺杂浓度 3%, 密度 $1.25\ \text{g/cm}^3$, 扰动波长 $50\ \mu\text{m}$, 初始扰动幅度 $3\ \mu\text{m}$, 初始扰动幅度与波长的比值是 0.06, 接近经典 RT 不稳定性的非线性阈值 0.1λ , 靶厚度 $24\ \mu\text{m}$ 。

大扰动幅度烧蚀 RT 不稳定性实验获得了两发 (第 153 发和第 154 发) 有效数据, 图 16 中给出了两

图 14 小幅度扰动实验结果. (a) 第 147 发的原始图像, (b) 第 156 发的原始图像

Figure 14 Raw data of small-amplitude RT instability experiments for Nos 147 (a) and 156 (b), respectively.

图 15 (网络版彩图) 实验的基模幅值与数值模拟结果的比对

Figure 15 (Color online) Comparison of the amplitude of the fundamental mode from experiments and simulations.

图 16 大幅度扰动实验结果. (a) 第 153 发的原始图像, (b) 第 154 发的原始图像

Figure 16 Results of large-amplitude RT instability experiments for Nos 153 (a) and 154 (b), respectively.

发的实验图像, 与图 14 类似, 时间发展方向从下往上, 从右向左, 第 153 发记录的时间范围是 0.03–1.8 ns, 第 154 发记录的时间范围是 0.13–1.9 ns. 由于初始扰动幅度很大, 整个过程中明、暗条纹清晰可见, 在流体不稳定性发展的后期阶段 (从下往上第四微带上), 明条纹变得很宽, 暗条纹变得很窄.

第 153 发和第 154 发实验数据经过后处理程序处理, 获得了基模、二次谐波以及三次谐波对比度随时间变化的曲线, 二次谐波和三次谐波的波长分别是 $25\ \mu\text{m}$ 和 $16.7\ \mu\text{m}$, 三次谐波的获得有效验证了测量系统的可靠性和高分辨率. 在基模的图像中, 实验数据具有很好的重复性, 在 2 ns 时刻, 基模的增长到达峰值, 从 2 ns 到 2.5 ns, 基模的发展进入非线性饱和区, 而二次谐波的发展保持增长, 但是增长速率在减慢, 三次谐波仍然保持快速增长.

通过神光 II 上的烧蚀 RT 不稳定性实验, 初步建立了 LARED-S 程序对间接驱动烧蚀 RT 不稳定性实验的理论设计能力以及对实验数据的处理和分析能力. 数值模拟与实验数据较好符合, 考核了 LARED-S 程序的一维和二维辐射驱动的计算.

4 间接驱动点火靶丸内爆流体力学不稳定性问题研究

间接驱动中心点火方式通过激光与黑腔高 Z 材料金壁相互作用产生的 X 射线烧蚀驱动内爆, 进而在内爆中心形成聚变点火热斑, 燃烧波烧掉部分 DT 燃料, 释放聚变能量. 由于激光器造价的限止, 目前驱动激光器能量有限, 因此内爆需要产生数千亿大气压的高压, 压缩 DT 燃料到很高密度, 从而形成点火热斑. 过程通过提高内爆动压和球聚心内爆增压, 产生形成点火热斑需要的高压. 内爆动压是内爆壳密度与内爆速度平方的乘积. 内爆速度的提高受限于内爆加速阶段 RT 不稳定性增长的限制. 内爆过程中通过多冲击波整形实现内爆壳的近等熵压缩以提高壳密度, 但壳的高密度增大壳飞行阶段外表面 (烧蚀面) 的 Atwood 数, 降低密度梯度致稳和烧蚀致稳. 因此冲击波整形高压压缩与提高内爆速度相互矛盾. 内爆收缩比的提高受到内爆中低阶模 (辐射驱动不对称性和靶丸制作中厚度不均匀等大尺度) 扰动球内爆收缩几何增长的限制. 球内爆球几何效应表现为: 低阶模扰动波长正比于内爆壳所处位置的半径, 而流体不稳定性增长反比于扰动波长, 在内爆减速阶段壳半径变小, 扰动增长变大. 内爆收缩几何效应表现为: 流体不稳定性线性增长倍数正比于内爆收

缩比的 1.5 次方, 而模耦合系数正比于收缩比的高次方, 因此收缩几何中流体不稳定性的增长加快, 非线性作用增强, 收缩比越高, 流体不稳定性非线性作用越强, 高收缩比内爆容易导致减速阶段流动的失控.

研究的间接驱动中心点火靶丸点材料和尺寸如图 17(a) 所示, 最外面是 CH 烧蚀层, 密度 1.0 g/cm^3 , 里面是冷冻 DT 冰, 密度 0.25 g/cm^3 , 最里面是 DT 气体, 密度 0.3 mg/cm^3 . 采用图 17(b) 四台阶整形辐射源实现靶丸的低熵压缩. 使用平衡 Planck 谱辐射驱动源, 峰值辐射温度 300 eV . 使用多介质欧拉辐射流体力学 LARED-S 程序模拟研究 CH 层外表面、DT 冰内表面和辐射驱动不对称性扰动的发展. 间接驱动点火靶丸存在三个界面: 最里面 DT 冰层和 DT 气体界面 (内爆过程中发展成为点火热斑界面), 中间 DT 冰层和 CH 层的材料界面, 外面是 CH 烧蚀层界面. 在内爆过程中这三个界面都是流体不稳定的.

间接驱动激光聚变的黑腔 X 射线辐射靶丸外表面, 烧蚀 CH 外表面物质, 形成向内传播的冲击波和向外膨胀的稀疏波, 其烧蚀面是流体不稳定的. 四个整形冲击波在 DT 冰内界面内侧不远处汇合, 形成很强的冲击波加热中心 DT 气体区. 在内爆过程中, 当中心聚心冲击波在 DT 冰内界面多次反射, 中心区温度、密度和压力不断升高, 首先电子热传导, 其次是聚变 α 粒子烧蚀 DT 冰内侧物质进入热斑, 成为热斑物质的主要部分, 在 DT 冰主燃料内侧形成烧蚀面, 即热斑界面. 热斑界面在内爆减速阶段是流体不稳定的. 中间材料界面在冲击波传播期间和内爆后期加速期间是流体不稳定的.

图 17 (网络版彩图)(a) 研究的点火靶丸材料和尺寸; (b) 辐射驱动源温度曲线

Figure 17 (Color online) (a) Schematic diagram of the point-design (PT) target. (b) Curve of the radiation temperature.

4.1 初始 CH 烧蚀层外表面单球谐模二维模拟研究

图 18(a)–(c) 给出了初始外表面加上单球谐模界面扰动后, CH 烧蚀层烧蚀面和中间材料界面扰动幅度的增长, 以及热斑界面单球谐模扰动的线性增长率.

图 18(a) 给出了冲击波整形阶段烧蚀面单球谐模扰动幅度的增长情况. 中高阶模 ($L > 75$) 的幅度增长出现明显烧蚀 RM 不稳定性的振荡解特征和后期的反相增长. 图 18(b) 给出了内爆加速阶段不同球谐模扰动在 CH 烧蚀面和中间材料界面的增长. 低阶模 $L = 8$ 扰动增长达 20 倍, 且烧蚀面的增长始终大于中间材料界面的增长, 原因是初始烧蚀面的扰动在耦合到内界面时有些衰减. 对于 $L = 100$ 和 150 的高阶模, 内爆前期烧蚀层密度大于 DT 冰层密度, 中间材料界面不出现 RT 不稳定性, 这期间材料界面的扰动增长来自烧蚀面的向内耦合. 由于高阶模扰动的波长较短, 耦合中有很强衰减, 因此烧蚀面的高阶模扰动增长明显大于材料界面. 在加速后期, 球聚心效应导致密度反转, 烧蚀层密度小于 DT 冰层密度, 因此材料界面 RT 不稳定的. 由于材料界面温度较低, 烧蚀致稳作用很弱, 高阶模扰动增长很快, 在内爆加速后期出现中间材料界面高阶模扰动增长大于烧蚀面的情况. 图 18(c) 是内爆减速阶段热斑界面有无 α 粒子烧蚀致稳的 RT 不稳定性线性增长率比较. 没有 α 粒子烧蚀情况的线性增长率明显大于有 α 粒子烧蚀的情况, 其扰动增长截止模数为 32, 远大于有 α 粒子烧蚀的截止模数 17. 结果表明 α 粒子烧蚀对不稳定性增长有显著抑制作用.

图 19(a) 和 (b) 给出了初始外表面中等阶模和较低阶模单模扰动引起热斑界面扰动的增长. 如图 19(a) 所示, 热斑界面中等阶模扰动增长倍数高, 其尖钉的快速生长, 迅速减小热斑体积, 热斑无法达到点火要求的 0.3 g/cm^3 左右的面密度, 从而直接导致中心点火失败 (热斑变形点火悬崖). 如图 19(b) 所示, 热斑界面较低阶模扰动的增长, 产生很不均匀的空间各向异性密度和动量分布, 严重影响内爆动能转化为内能的效率, 影响热斑温度、压力和面密度的提高; 同时气泡快速向外运动, 严重影响了内爆的惯性约束. 因此, 热斑界面较低阶模扰动的快速增长, 直

图 18 初始外表面单球谐模界面扰动的模拟。(a) 冲击波整形阶段 CH 烧蚀面扰动幅度增长; (b) 中间材料界面扰动幅度增长; (c) 内爆减速阶段热斑界面有无 α 粒子烧蚀 RT 不稳定性线性增长率比较

Figure 18 Simulation results of the instability initiated by a single-mode spherical Fourier perturbation at the out surface of the target. (a) Perturbation growth at the ablation front with the shock transit period. (b) Perturbation growth at the ablator-fuel interface. (c) Comparison of the average linear growth rates between the cases with- α and without- α heating.

图 19 初始外表面界面扰动引起热斑界面的变形。(a) $L=16$; (b) $L=8$. 两幅图均匀刻度, 显示区域长等于宽等于 $60 \mu\text{m}$

Figure 19 Density contours of the hot spot initiated by outer surface perturbations for $L = 16$ (a) and $L = 8$ (b). Scales are the same for the two plots and the zone is $60 \mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$.

接导致中心点火失败 (主燃料面密度不均匀点火悬崖). 初始外表面中高阶模扰动增长引起中间材料界面的 DT 冰层与 CH 烧蚀层的混合, 引起 DT 主燃料的增熵, 降低了其压缩密度, 从而严重影响了对热斑的做功, 降低了热斑的温度、密度和压力, 也直接导致中心点火失败 (主燃料与烧蚀层材料混合点火悬崖). 当然, 如果中间材料界面扰动增长太多, 会导致烧蚀层材料直接混入热斑, 显著增大热斑的韧致辐射降温, 也会导致中心点火失败 (热斑烧蚀层材料混合点火悬崖).

4.2 初始 DT 冰内表面单球谐模二维模拟研究

当整形冲击波在 DT 冰内表面卸载后, 内表面扰动出现 RM 不稳定性增长, 并且内表面扰动经过向外传播的稀疏波带到中间材料界面和 CH 层烧蚀面, 在内爆加速阶段, 这些稀疏波向外传出的扰动在中间材料界面和 CH 层烧蚀面经过 RT 不稳定性的较大放大, 然后又重新耦合到热斑界面. 初始 DT 冰内表面高阶粗糙度扰动模, 由于其波长短, 不能耦合到中间材料界面和 CH 层烧蚀面. 同时由于热斑界面的烧蚀致稳和半径变小波长变短, 初始 DT 冰内表面高阶粗糙度扰动模在内爆过程中的增长可忽略.

图 20 和图 21 分别给出了初始 DT 冰内表面粗糙度单模扰动在内爆速度最大时刻和内爆阻滞时刻 CH 烧蚀面、CH 烧蚀层和 DT 冰物质界面、以及主

图 20 (网络版彩图) 内爆速度最大时刻的扰动增长倍数

Figure 20 (Color online) Growth factors at times of the maximum implosion velocity.

图 21 (网络版彩图) 阻滞时刻的扰动增长倍数

Figure 21 (Color online) Growth factors at times of the stagnation.

燃料和热斑内界面的增长倍数. 对于热斑界面 (内界面) 最大增长倍数的模数分别为 20 和 12. 初始 DT 冰内表面粗糙度单模扰动引起中间材料 (物质) 界面扰动在最大内爆速度和阻滞时刻的最大增长倍数的球谐模都为 32, 而引起的 CH 烧蚀面在最大内爆速度时刻的最大增长倍数球谐模为 20. $L = 12$ 的扰动模在热斑界面的增长最大, 对点火热斑形成最敏感, 初始幅度 $1.22 \mu\text{m}$ 的内界面扰动使得聚变产能降低一半.

4.3 辐射驱动不对称性单模模拟研究

模拟中发现: CH 烧蚀面附近辐射流不对称性较好反映靶丸感受到的驱动不对称性. 模拟中仅考

虑 P_1 , P_2 , P_4 , P_6 和 P_8 辐射驱动不对称性. 这里 P 代表勒让德 (Legendre) 多项式, $P_1 = \cos \theta$, $P_2 = (3\cos 2\theta + 1)/4$. 由于模数较低, 波长较长, 在内爆冲击波整形阶段和内爆加速阶段驱动不对称扰动在 CH 烧蚀面和中间材料界面的增长较小, 辐射驱动不对称扰动的增长主要发生在内爆的减速阶段.

P_1 辐射驱动不对称对靶丸点火很敏感, 需要单独设计. 增大 P_1 辐射驱动不对称性, 热斑压力 and 高温区体积明显减少, 热斑质量急剧减小. 图 22(a) 和 (b) 给出了 P_1 辐射驱动不对称性扰动引起的热斑密度和温度的变形. 尽管从热斑外围看热斑仍很圆, 但密度和温度已很不均匀. 模拟给出了聚变产能降低一半的 P_1 辐射驱动流不对称性的单模指标为 1.31%. 点火靶丸冲击波整形辐射驱动源前 2 ns 不对称性对点火影响十分敏感, 主要原因是前 2 ns 辐射驱动不对称性扰动的增长时间长, 且早期缺乏不稳定性烧蚀致稳, 后面的辐射驱动不对称性扰动增长赶不上早期 2 ns 的增长. 我们进行了早期 2 ns 辐射驱动流不对称性指标要求的初步设计.

4.4 点火靶丸内爆热斑界面不稳定性模拟研究 [64]

通过 LARED-S 程序模拟, 重点比较了 CH 点火靶有无聚变 α 粒子自加热的热斑界面流体不稳定性增长差别.

图 23(a) 表明: 没有 α 粒子加热, 虽然热斑面密度能超过点火要求的 0.3 g/cm^2 , 但热斑温度不能超过 3 keV; 考虑 α 粒子加热后, 热斑温度和面密度不断升高, 在 α 粒子加热与力学做功比值 0.1 处有无 α 粒子加热的曲线发生分离, 之后随着 α 粒子不断加热, 热斑进入点火区. 图 23(b) 给出了热斑界面 $L = 12$ 扰动模幅度随时间的增长. 在 18.36 ns 时刻之前, 有无 α 粒子加热的 $L = 12$ 扰动模幅度增长完全重合, 因为 α 粒子加热还没有起作用. 随着 α 粒子的不断加热热斑和烧蚀热斑界面附近物质, $L = 12$ 扰动模幅度增长被明显抑制; 相反, 没有 α 粒子加热, 热斑界面 $L = 12$ 扰动模幅度随时间指数增长. 图 18c 给出了有无 α 粒子加热的热斑界面 RT 不稳定性线性增长率随模数变化的曲线. 没有 α 粒子加热, 线性增长率较大, 因为只有电子热传导烧蚀致稳, 扰动增长截止模

图 22 P1 辐射驱动不对称性扰动引起的热斑密度 (a) 的温度 (b) 的变形。两幅图均勾刻度, 显示区域长等于宽等于 $80 \mu\text{m}$

Figure 22 Density (a) and temperature (b) contours of the hot spot initiated by P1 radiation drive asymmetry. Scales are the same for the two plots and the zone is $80 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$.

图 23 (a) 有无 α 粒子加热的热斑面密度和温度曲线轨迹; (b) 热斑界面 $L=12$ 扰动模幅度随时间的增长

Figure 23 (a) Trajectory of the hot spot for the cases with- α and without- α in the $\rho R - T$ space. (b) Comparison of perturbation growth for $L = 12$ mode at the hot-spot/fuel boundary between the cases with- α and without- α heating.

数较高. 考虑 α 粒子加热后, α 粒子烧蚀致稳作用明显, 线性增长率明显降低, 扰动增长截止模数变小.

图 24 比较了有无 α 粒子加热的热斑界面一个量级扰动模的流体不稳定性增长, 图的左边和右边部分分别代表有无 α 粒子加热的情况. 考虑 α 粒子加热后, 热斑界面多模扰动发展速度明显减慢, 由于 α 粒子的预热烧蚀, 内爆阻滞时刻有所提前.

4.5 黑腔辐射 M 带能谱分布对 CH 点火靶丸内爆稳定性的影响研究 [65]

使用一维多群辐射输运流体力学内爆程序 RDMG, 系统地研究了辐射 M 带能谱分布对点火靶丸内爆不稳定性的影响. 黑腔辐射低能部分使用普朗克谱表征, 高能 M 带使用高斯谱分布描述, 峰值辐照温度 300 eV, 在 2.3–3 keV 区间改变黑腔 M 带能谱位置中心.

图 25(a) 给出了不同 M 带中心能量位置对应的材料界面密度分布. M 带能谱位置中心向高能区移动, CH 烧蚀层预热明显增强, 靠近 DT 冰燃料的纯 CH 层由于过度预热膨胀, 导致燃料与烧蚀层界面的 Atwood 数增大, 而 DT 冰层密度有所提高, 中间材料界面 Atwood 数明显增大, 意味着该界面上不稳定增长与混合现象加剧. 图 25(b) 给出了烧蚀面相对 Atwood 数以及密度梯度定标长度随 M 带中心能量位

图 24 有无 α 粒子自加热的多模 ($L=2-34$) 模拟比较

Figure 24 Comparison of the stagnation time density contours between the cases with- α and without- α heating.

图 25 (网络版彩图) (a) 加速阶段后期不同 M 带中心能量位置对应的材料界面密度分布; (b) 烧蚀面相对 Atwood 数和相对定标长度随 M 带中心能量位置改变的变化曲线

Figure 25 (Color online) (a) Comparison of the normalized density profile during acceleration phase for the different center energy of M-band Gaussian spectrum. (b) Fuel-ablator Atwood number and density gradient scale length as functions of center energy of M-band Gaussian spectrum.

置改变的变化曲线. M 带能谱位置中心向高能区移动, CH 烧蚀面密度标长变长, 利于抑制 CH 烧蚀面 RT 不稳定性增长. 通过对一维模拟结果后处理, 提取 Takabe 公式所需的变量结果, 并代入该公式进行时间积分得到物质界面与烧蚀面的 RT 不稳定性增长的 e-folding 数; 计算结果表明: 物质界面的稳定性能对 M 带的能谱分布更加敏感. 此外, M 带能谱分布中心位置的改变还能够影响其他重要的内爆参数, 比如内爆速度、烧蚀层剩余质量、冲击波匹配、聚变产能等. 因此, 靶丸表面辐射流能谱分布的高精度结果对限制流体力学不稳定性增长以及优化点火靶设计至关重要.

4.6 DT 主燃料低阶模面密度不均匀性对点火设计阈值因子 ITF 影响的定标研究和修正

使用二维辐射多群扩散流体力学程序 LARED-S 对不同靶型的点火靶进行了一系列的低阶模驱动不对称性 (包括 P2, P4, P6 与 P8 模) 模拟计算, 建立了二维低阶模扰动的数据库. 通过研究发现: 靶丸主燃料层的低阶模面密度不均匀扰动是聚变产能降低的一个重要因素. 它能够降低靶壳动能的转换效率, 从而降低热斑压强. 在内爆速度最大时刻, 内爆动能主要集中在较厚的高密度尖钉区域, 而较低密度的薄气泡区域动能较少. 在内爆减速阶段, 球中心反射冲击波与壳的作用导致热斑界面的减速, 热斑界面流体不稳定性快速增长, “气泡 - 尖钉” 结构的宽度进一步增大, 主燃料壳的密度不均匀进一步加强. 气泡 - 尖钉的聚心时间明显不同步, 在尖钉继续向心运动时, 高密度尖钉区域的相当部分动能还没有来得及转化为燃料内能之前, 气泡区域已开始向外加速和膨胀, 由于对外膨胀做功, 热斑区域密度、温度和压力降低, 难以形成点火热斑. 因此需要对主燃料面密度不均匀性幅度进行限制. 在低阶模驱动不对称模型下, 点火设计皮实度评估的 ITF (Ignition Threshold Factor)^[5] 公式无法表征低阶模面密度不均匀性对点火的影响关系.

通过对临界靶 (产能为 1 MJ) 的二维数据库进行拟合, 发现是二次方关系. 对 ITF 公式进行了修改, 加入了低阶模面密度不均匀性的影响项:

$$\text{ITF}_{\text{mod}} = 3 \left(\frac{M_{\text{DT}}}{M_0} \right) \left(\frac{V}{V_0} \right)^8 \left(\frac{\alpha}{\alpha_0} \right)^{-4} \left(1 - \frac{\Delta R_{\text{hs}}}{R_{\text{hs}}} \right)^4 \times \left(1 - \frac{\Delta \rho R}{\rho R} \right)^2. \quad (26)$$

图 26 给出了点火设计评估的阈值因子 ITF 公式的修改前后聚变产能分散度比较. (a) 图表明聚变产能随修改前的 ITF 值变化的分散度较大, 而 (b) 图表明聚变产能随修改后的 ITF 值变化的分布较集中, 说明在 ITF 公式中引入密度不均匀性一项的重要性. 修改后的 ITF 公式能够更加准确地表征点火靶设计的皮实度.

图 26 点火设计评估的阈值因子 ITF 公式的修改前后聚变产能分散度比较, (a) 修改前, (b) 修改后

Figure 26 Ignition threshold factor without considering (a) and considering (b) the low-mode areal-density nonuniform.

5 结论

我们解决了 ICF 内爆高能量密度流动的多介质辐射流体的高精度欧拉计算方法和模拟技术问题, 研制了 ICF 内爆复杂流动的 LARED-S 程序. 该程序经过了解析解、不同程序模拟比较、流体不稳定性实验的系统考核, 与 RT 和 RM 不稳定性线性理论、弱非线性解析以及非线性激波管实验很好符合. 在 ICF 内爆物理研究、ICF 点火靶设计、激光装置上高能量密度实验的理论设计及分析中, LARED-S 程序发挥了重要作用. 在程序研制的同时, 通过数值模拟研究, 获得了大量 ICF 内爆相关高能量密度流体不稳定性物理认识.

针对 ICF 内爆相关流体不稳定性问题, 开展了许多应用基础研究. 在同时考虑密度和速度空间分布的 RT 和 KH 综合不稳定性、磁化等离子体 RT 不稳定性的磁场和量子效应、不可压流体 RT 和 KH 弱非线性、柱几何 RT 和 KH 不稳定性弱非线性等研究中获得了解析解, 通过解析解的分析深化了物理认识. 在预热烧蚀 RT 不稳定性弱非线性、预热烧蚀 RT 不稳定性射流状尖钉形成、弱预热烧蚀 RT 非线性演化、烧蚀 KH 不稳定性线性和非线性增长等研究中, 获得了创新性研究成果.

通过间接驱动点火靶丸内爆过程中 CH 烧蚀层外表面粗糙度、DT 冰内表面粗糙度和辐射驱动不对称性单模扰动流体不稳定性的大量模拟研究, 首次获得了大量模拟数据集, 对模拟结果进行了深入分析, 获得了许多重要物理认识. 研究结果在 2011 年间接驱动 CH 点火靶丸设计研究中起了重要作用. 发现了低阶模扰动面密度空间不均匀性严重影响内爆动能转化为聚变材料压缩能效率和惯性约束.

在神光 II 上开展了多轮间接驱动烧蚀 RT 不稳定性实验, 研究了 CH 调制靶掺溴 (Br) 浓度、初始扰动幅度对流体不稳定性增长的影响. 平面靶烧蚀加速实验结果的理论模拟分析表明: 黑腔壁烧蚀加速靶位置处辐射能流明显小于激光注入孔处能流; 辐射源的非平衡 Planck 谱对加速轨迹有重要影响. 神光 II 实验分别获得到了不同初始扰动幅度烧蚀 RT 增长的清晰图像, 并且可以分辨高次谐波. 神光 II 烧蚀 RT 不稳定性实验结果与模拟结果符合, 很好考核了 LARED-S 程序.

致谢

感谢中国工程物理研究院激光聚变研究中心靶制作室为多轮烧蚀 RT 不稳定性实验提供 CH(Br) 平面和调制靶. 感谢中国科学院上海光学精密机械研究所神光 II 运行组提供多轮烧蚀 RT 不稳定性实验的打靶发次.

参考文献

- 1 Lindl J D. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. *Phys Plasmas*, 1995, 2: 3933–4024
- 2 Lindl J D, Amendt P, Berger R L, et al. The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility. *Phys Plasmas*, 2004, 11: 339–491
- 3 Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J. *The Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction Hydrodynamics, Hot Dense Mater.* Oxford: Oxford University, 2004
- 4 He X T, Zhang W Y. Inertial fusion research in China. *Eur Phys J D*, 2007, 44: 227–231

- 5 Haan S W, Lindl J D, Callahan D A, et al. Point design targets, specifications, and requirements for the 2010 ignition campaign on the National Ignition Facility. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 051001
- 6 Rayleigh L. Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density. *Proc London Math Soc*, 1883, 14: 170–177
- 7 Taylor G I. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. I. *Proc R Soc Lond A*, 1950, 201: 192–196
- 8 Richtmyer R D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Commun Pre Appl Math* 1960, 13(2): 297–319
- 9 Meshkov E E. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave. *Fluid Dyn*, 1969, 4: 101–104
- 10 Bensen J. An efficient, accurate, simple ALE method for nonlinear finite element programs. *Comp Meth Appl Mech Eng*, 1989, 72: 205–350
- 11 Ye W H, Zhang W Y, Cheng G N. Numerical simulation of laser ablative Rayleigh-Taylor instability (in Chinese). *High Power Laser Part Beams*, 1998, 10(3): 403–408 [叶文华, 张维岩, 陈光南. 激光烧蚀瑞利-泰勒不稳定性模拟. *强激光与粒子束*, 1998, 10(3): 403–408]
- 12 Ye W H, Zhang W Y, He X T. Stabilization of ablative Rayleigh-Taylor instability due to change of the Atwood number. *Phys Rev E*, 2002, 65: 057401
- 13 Berger M, Oliger J. Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations. *J Comput Phys*, 1984, 53: 484–512
- 14 Boris J P, Book D L. Flux-Corrected Transport. III. minimal-error FCT algorithms. *J Comput Phys*, 1976, 20: 397–431
- 15 Colella P, Woodward P. Piecewise parabolic method (PPM) for gas-dynamical simulations. *J Comput Phys*, 1984, 54: 174–201
- 16 Jiang G S, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes. *J Comp Phys*, 1996, 126: 202–228
- 17 Colella P. A direct Eulerian MUSCL scheme for gas dynamics. *SIAM J Comput*, 1985, 6(1): 104–117
- 18 Goncharov V N, Betti R, McCrory R L, et al. Self-consistent stability analysis of ablation fronts with small Froude numbers. *Phys Plasmas*, 3(12): 4665–4676
- 19 Wang L F, Ye W H, Li Y J. Two-dimensional Rayleigh-Taylor instability in incompressible fluids at arbitrary Atwood numbers. *Chin Phys Lett*, 2010, 27(2): 025203
- 20 Holmes L, Dimonte G, Fryxell B, et al. Richtmyer-Meshkov instability growth: Experiment simulation and theory. *J Fluids Mech*, 1999, 389: 55–79
- 21 Levy K, Sadot O, Rikanati A, et al. Scaling in the shock-bubble interaction. *Laser Part Beams*, 2003, 21: 335–339
- 22 Ye W H, Zhang W Y, He X T. Preheating stabilization formula of linear growth rate for ablative Rayleigh-Taylor instability (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2000, 49(4): 762–767 [叶文华, 张维岩, 贺贤土. 烧蚀瑞利-泰勒不稳定性线性增长率的预热致稳公式. *物理学报*, 2000, 49(4): 762–767]
- 23 Fan Z F, Luo J S, Ye W H. Weakly nonlinear ablative Rayleigh-Taylor instability at preheated ablation front. *Phys Plasmas*, 2009, 16: 102104
- 24 Fan Z F, Xue C, Wang L F, et al. Influence of real gas effects on ablative Rayleigh-Taylor instability in plastic target. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 062108
- 25 吴俊峰. 收缩几何中惯性约束聚变流体不稳定性理论和数值模拟研究. 博士学位论文. 北京: 中国工程物理研究院, 2003
- 26 Yu X J, Ye W H, Wu J F. Numerical simulation of direct-drive ICF ignition in spherical geometry (in Chinese). *High Power Laser Part Beams*, 2006, 18(8): 1297–1301 [郁晓瑾, 叶文华, 吴俊峰. 直接驱动内爆点火的数值模拟研究. *强激光与粒子束*, 2006, 18(8): 1297–1301]
- 27 Yu X J, Wu J F, Ye W H. Numerical simulation of effect of laser nonuniformity on interior interface (in Chinese). *High Power Laser Part Beams*, 2007, 19(8): 1283–1286 [郁晓瑾, 吴俊峰, 叶文华. 激光非均匀性对内界面变形影响的研究. *强激光与粒子束*, 2007, 19(8): 1283–1286]
- 28 薛创. 界面物理量连续分布下的瑞利-泰勒不稳定性研究. 硕士学位论文. 北京: 中国工程物理研究院, 2009
- 29 Xue C, Ye W H. Destabilizing effect of compressibility on Rayleigh-Taylor instability for fluids with fixed density profile. *Phys Plasmas*, 2010, 17: 042705
- 30 Wang L F, Ye W H, Li Y J. Combined effect of the density and velocity gradients in the combination of Kelvin-Helmholtz and Rayleigh-Taylor instabilities. *Phys Plasmas*, 2010, 17: 042103
- 31 Ye W H, Wang L F, He X T. Competitions between Rayleigh-Taylor instability and Kelvin-Helmholtz instability with continuous density and velocity profiles. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 022704
- 32 Wang L F, Xue C, Ye W H, et al. Destabilizing effect of density gradient on the Kelvin-Helmholtz instability. *Phys Plasmas*, 2009, 16: 112104
- 33 Chandrasekhar S. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. London: Oxford University, 1961
- 34 Yang B L, Wang L F, Ye W H, et al. Magnetic field gradient effects on Rayleigh-Taylor instability with continuous magnetic field and density profiles. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 072111
- 35 Wang L F, Yang B L, Ye W H, et al. Stabilization of the Rayleigh-Taylor instability in quantum magnetized plasmas. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 072704

- 36 Wang L F, Ye W H, Fan Z F, et al. Nonlinear saturation amplitude for nonlinearity in the Rayleigh-Taylor instability at arbitrary Atwood numbers with continuous profiles. *Europhys Lett*, 2010, 90: 15001
- 37 Liu W H, Wang L F, Ye W H, et al. Nonlinear saturation amplitudes in classical Rayleigh-Taylor instability at arbitrary Atwood numbers. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 042705
- 38 Wang L F, Wu J F, Fan Z F, et al. Coupling between interface and velocity perturbation in the weakly nonlinear Rayleigh-Taylor instability. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 112706
- 39 Waddell J T, Niederhaus C E, Jacobs J W. Experimental study of Rayleigh-Taylor instability: Low Atwood number liquid systems with single-mode initial perturbations. *Phys Fluids*, 2001, 13: 1263–1273
- 40 Wang L F, Wu J F, Ye W H, et al. Weakly nonlinear incompressible Rayleigh-Taylor instability growth at cylindrically convergent interfaces. *Phys Plasmas*, 2013, 20: 042708
- 41 Liu W H, He X T, Yu C P. Cylindrical effects on Richtmyer-Meshkov instability for arbitrary Atwood numbers in weakly nonlinear regime. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 072108
- 42 Kull H. Incompressible description of Rayleigh-Taylor instabilities in laser-ablated plasmas. *Phys Fluids B*, 1989, 1: 170–182
- 43 Takabe H, Mima K. Self-consistent growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in an ablatively accelerating plasma. *Phys Fluids*, 1985, 28: 3676–3682
- 44 Betti R, Goncharov V N, McCrory R L, et al. Growth rates of the ablative Rayleigh-Taylor instability in inertial confinement fusion. *Phys Plasmas*, 1998, 5(5): 1446–1454
- 45 Ikegawa T, Nishihara K. Ablation effects on weakly nonlinear Rayleigh-Taylor instability with a finite bandwidth. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 115001
- 46 Sanz J, Ramírez J, Ramis R. Nonlinear theory of the ablative Rayleigh-Taylor instability. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 195002
- 47 Spitzer L J, Härm R. Transport phenomena in a completely ionized gas. *Phys Rev*, 1953, 89: 977–981
- 48 Wang L F, Ye W H, Sheng Z M, et al. Preheating ablation effects on the Rayleigh-Taylor instability in the weakly nonlinear regime. *Phys Plasmas*, 2010, 17: 122706
- 49 Wang L F, Ye W H, He X T. Density gradient effects in weakly nonlinear ablative Rayleigh-Taylor instability. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 012706
- 50 王立锋. 预热烧蚀瑞利-泰勒不稳定性中射流状尖顶形成机制研究. 博士学位论文. 北京: 中国矿业大学, 2011
- 51 Remington B A, Drake R P, Ryutov D D. Experimental astrophysical with high power lasers and Z pinches. *Rev Mod Phys*, 2006, 78: 755–807
- 52 Wang L F, Ye W H, He X T, et al. Formation of jet-like spikes from the ablative Rayleigh-Taylor instability. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 100701
- 53 Ye W H, Wang L F, He X T. Spike deceleration and bubble acceleration in the ablative Rayleigh-Taylor instability. *Phys Plasmas*, 2010, 17: 122704
- 54 Ye W H, Wang L F, He X T. Jet-like long spike in nonlinear evolution of ablative Rayleigh-Taylor instability. *Chin Phys Lett*, 2012, 27(12): 125203
- 55 Ye W H, He X T, Zhang W Y. The effect of preheating on the nonlinear evolution of the ablative Rayleigh-Taylor instability. *Europhys Lett*, 2011, 96: 35002
- 56 Wang L F, Ye W H, Li Y J. Numerical investigation on the ablative Kelvin-Helmholtz instability. *Europhys Lett*, 2009, 87: 54005
- 57 Wang L F, Ye W H, Don W S, et al. Formation of large-scale structures in the ablative Kelvin-Helmholtz instability. *Phys Plasmas*, 2010, 17: 122308
- 58 Wang L F, Ye W H, Li Y J, et al. Mode coupling in nonlinear Kelvin-Helmholtz instability. *Chin Phys B*, 2008, 17(10): 3792–3798
- 59 Wang L F, Ye W H, Fan Z F, et al. Weakly nonlinear analysis on the Kelvin-Helmholtz instability. *Europhys Lett*, 2009, 86: 15002
- 60 Marinak M M, Glendinning S G, Wallace R J, et al. Nonlinear Rayleigh-Taylor evolution of a three-dimensional multimode perturbation. *Phys Rev Lett*, 1998, 80(20): 4426–4429
- 61 Remington B A, Weber S V, Marinak M M, et al. Single-mode and multimode Rayleigh-Taylor experiments on Nova. *Phys Plasmas*, 1995, 2(1): 241–255
- 62 Sakaiya T, Azechi H, Matsuoka M, et al. Ablative Rayleigh-Taylor instability at short wavelengths observed with Moiré interferometry. *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 145003
- 63 Casner A, Galmiche D, Huser G, et al. Indirect drive ablative Rayleigh-Taylor experiments with rugby hohlraums on OMEGA. *Phys Plasmas*, 2009, 16: 092701
- 64 Fan Z F, Zhu S P, Pei W B, et al. Numerical investigation on the stabilization of the deceleration phase Rayleigh-Taylor instability due to alpha particle heating in ignition target. *EPL*, 2012, 99: 65003
- 65 Gu J F, Zou S Y, Li Y S, et al. Sensitivity study of ignition capsule implosion performance on the hard X-ray spectral distribution of hohlraum. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 122710

Hydrodynamic instabilities of laser indirect-drive inertial-confinement-fusion implosion

ZHANG WeiYan^{1*}, YE WenHua^{2,3*}, WU JunFeng², MIU WenYong⁴, FAN ZhengFeng²,
WANG LiFeng^{2,3}, GU JianFa², DAI ZhenSheng², CAO ZhuRong⁴, XU XiaoWen²,
YUAN YongTeng⁴, KANG DongGuo, LI YongSheng, YU XiaoJin², LIU ChangLi²,
XUE Chuang², ZHENG WuDi², WANG Min², PEI WenBing², ZHU ShaoPing²,
JIANG ShaoEn⁴, LIU ShenYe³, DING YongKun⁴ & HE XianTu^{2,3*}

¹ China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China;

² Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China;

³ HEDPS, Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China;

⁴ Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China

Hydrodynamic instabilities (HI) occurring at interfaces of a capsule in the process of laser indirect-drive inertial-confinement-fusion (ICF) implosion, plays an essential role in the success of the fusion ignition. In order to deeply understand the generation and growth of the HI and their influence on the fusion ignition, we have successfully developed the LARED-S code which is a high-order two-dimensional (local three-dimensional) radiation hydrodynamic code. The LARED-S code has been improved in our research of the HI in the past decades. It is shown that the results of LARED-S code agree well with the results of the linear and weakly nonlinear theories and the nonlinear shock tube experiments. Using the LARED-S code, we carry out a lot of numerical simulation research, obtaining a large amount of important result and physical understanding of the growth and evolution of the HI. The analytic expressions of the linear growth rate of Rayleigh-Taylor (RT) and Kelvin-Helmholtz (KH) instabilities considering the profiles of density, velocity, and magnetic field, and the their weakly nonlinear solutions in the limit of incompressible fluids, are derived. The relation of the RT instability (RTI) competing against the KH instability (KHI) is clearly shown, at different Froude numbers and widths of the density transition layer and the velocity shear layer. It is found that the jet-like spike in the ablative RTI (ARTI) in the presence of weak preheating can be ruptured by the nonlinear growth of the second harmonic. Moreover, jet-like spike pattern can be formed in the ARTI with strong preheating where a bubble acceleration process can be observed. The growth of high harmonics initiated by single-mode perturbation of the ablative KHI (AKHI) is effectively mitigated and the flow is stabilized in comparison with its classical counterpart. However, with a two-mode perturbation, the vortex pairing of the AKHI is reinforced, which would strength the mixing of materials. A serial of ARTI experiments have been performed in the Shenguang II laser facility of China. The simulation results from the LARED-S code for the planar foil trajectory experiment indicates that the energy flux at the hohlraum wall is obviously less than that at the laser entrance hole (LEH). Furthermore, the non-Planckian spectra of X-ray source can affect the dynamics of the foil flight and the perturbation growth. The image of evident growth of the ARTI initiated by a small-amplitude perturbation and the “spike-bubble” pattern initiated by large-amplitude perturbation are observed. The data of the growth of the second and the third harmonics is also obtained by increasing the spatial resolution in the experiments. The simulation results are in general consistent with the experimental results. The reliability of the LARED-S code has been tested and validated through the comparison with experiment results. Based on the physical understanding mentioned above, we have achieved the physical research of ICF fusion ignition target, including the effects of the perturbation seeded on the outer and inner surfaces of the shell, of the radiation asymmetry, of the hot-spot boundary instability, of the M-band from the hohlraum radiation, and of the low-mode areal density inhomogeneity, on the ICF implosion. Regarding the perturbation seeded on the ablator outer surface and on the deuterium-tritium (DT) ice inner surface and the radiation asymmetry, we have obtained the growth rule of the instabilities and improved the full understandings of the influence of the hot-spot interfacial growth on the fusion ignition and of the effect of the M-band of the X-ray spectra on the implosion stability. The simulation results show that the areal density inhomogeneity of the DT fuel severely affects the efficiency of the conversion of the implosion kinetic energy into the fuel internal energy and the implosion inertial confinement time. Our studies will play an important role not only in the research of ICF implosion ignition, but also in fundamental understanding of the HI which occur at the nature phenomena and the celestial bodies.

inertial confinement fusion, hydrodynamic instabilities, implosion, high energy density physics, Rayleigh-Taylor instability

PACS: 52.57.Fg, 52.57.Bc, 52.35.Py, 47.20.Ma, 47.20.Ft, 82.40.Ck

doi: 10.1360/SSPMA2013-00039