

激光内爆靶的四分幅X射线阴影成像诊断 实验和理论模拟*

林尊琪 张燕珍 毕无忌 陆海鹤 何兴法
赵志文 韦小春 施阿英 王笑琴 林康春

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

李 家 明 董 骐

(中国科学院物理研究所)

1987年2月16日收到

提 要

本文报道X射线阴影成像诊断技术的新发展,以及应用新发展的四分幅X射线阴影成像诊断于激光内爆微球靶动力过程的研究结果。我们的一维Lagrangian流体理论模拟程序(WL程序)成功地模拟出实验结果。诊断实验和理论模拟的密切结合是了解内爆动力学过程的必要途径。

一、引 言

1978年,X射线阴影成像术首次用于诊断激光辐照球靶的内爆动力学过程^[1]。以后又在热均匀化物理过程和流体不稳的实验研究方面^[2,3]得到了广泛应用,成为热输运物理和压缩物理方面不可缺少的重要诊断项目。实验诊断技术本身也获得了迅速发展。一些实验要求使用相对短的背景X射线脉冲,以探测该瞬间内爆靶^[1]。时空分辨实验又要求使用相对长的背景X射线脉冲,用来取得内爆靶一维空间分辨的动力学时间发展全过程的信息^[3]。这些要求促进了主激光和背景光脉冲高时间同步技术的发展。点光源X射线阴影成像术为弥补面光源X射线辐射不均匀性做了成功的尝试^[4]。在多分幅X射线阴影成像方面,一发激光打靶中获得两幅不同时刻靶阴影像的实验已获成功^[5],这有助于球靶内爆两维物理过程的研究。本文实验工作就是在上述技术的基础上发展实现一发激光打靶四分幅的诊断研究。由于四分幅阴影像可进行关联分析,从而可以在一定程度上降低对面光源均匀性的要求。这种诊断实际上是以比较高的分幅速率(~ 150 ps/幅),时间分辨率(~ 150 ps)和空间分辨率($10\mu\text{m}$)部分地代替ps级X射线分幅条纹相机的作用。所不同的是,我们的分幅是背景X射线源的分幅,对于靶球自身辐射的X射线并不分幅,而且不同时刻探测靶阴影的方向相继构成 $27^\circ 16'$ 的角度偏差。这是此种探测方法不如单

* 中国科学院科学基金资助的课题。

方向观测的 X 射线分幅条纹相机的一个方面。然而, 鉴于当前 ps 级 X 射线分幅条纹相机性能指标还不能完全适应内爆微球靶诊断足够的时、空分辨和分幅速率的要求^[6], 四分幅 X 射线阴影成像术所提供的微球靶二维内爆的初步物理信息也显而易见具有重要的参考价值。

实验中选取背景光相对主激光峰延迟从 400ps 开始, 每 150ps 一幅的分幅方式, 得到的系列分幅成像结果不仅明确显示了随时间发展微球靶阴影的边缘有逐步软化的趋势, 而且发现球靶二维畸变过程相当复杂, 获得的靶球阴影畸变型态并不都是随时间发展成指数加剧。有些打靶实验中已畸变的靶球像并不继续发展, 有些还会恢复到较为对称的形态。该实验结果提供的启示是: Rayleigh-Taylor 流体不稳定性的增长率应小于经典理论值^[7]。其它实验室采用不同诊断方法也得到同样的结论^[8]。在我们的四分幅 X 射线阴影成像诊断实验里, 一些分幅球靶阴影成像的中心弱透过区可出现亮环结构。该亮环可用来诊断内爆玻璃球靶的内壁运动。产生这些亮环与特定波段的背景 X 射线在主靶等离子体中的反常色散有关。一维模拟计算结果也清楚地显示了亮环的出现和发展变化过程。我们对其产生的原因和运动规律做了分析和探讨。

二、实 验

实验在中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光六路装置上进行。四分幅 X 射线阴影成像实验排布示于图 1。两路主激光自东、西方向辐照主靶球。每路主激光能量和脉宽分别为 3—10J 和 200ps。f/1.5 的非球面打靶透镜把主激光会聚在靶心后 3.5—4R 的位置 (R 为靶球半径), 以实现尽可能均匀的靶面照明。4 束背景照明光从北侧经 f/2 非球面镜在 1mm 宽, 4 μ m 厚并在表面涂有 2000 Å 铝膜的副靶上形成 4 个 X 射线背景斑。它们相对主激光延迟分别为 400ps, 550ps, 700ps, 850ps, 并排在边长为 250 μ m 的正方形 4 个顶点上。每一光斑直径约为 200 μ m。图 2 示出背照激光脉冲相对于主激光脉冲的延迟时间。实际上相对延迟时间及分幅速率几乎可以任意调整。背景靶与主靶相距 500 μ m。这样, 相邻背景光斑中心与主靶球心连线的夹角为 27°16'。这是四分幅针孔相机相邻探测光轴之间的夹角, 这个夹角越小, 分幅探测结果越接近于从单一方向观察靶的两维图象。然而, 无论是减小相邻背景光斑之间距或增加主、副靶间距都会增加装置精确调整的难度或降低系统空间分辨率。

多针孔相机置于靶南侧, 考虑 X 射线倾斜入射 20 μ m 厚的 Ni 针孔板, 使实际针孔尺寸减小的因素, 相机空间分辨率估算为 10 μ m, 放大倍率为 4.9。为抑制主靶本身的 X 射线辐射, 在正方形排布的 4 个针孔上分别粘接了厚壁玻壳球, 等效于厚度为 3 μ m 的 SiO₂ X 射线滤片。此外, 背景 X 射线在 5F 医用 X 射线底片成像前需经过 16 μ m 聚酯膜和 6000 Å 铝涂层。这些滤片抑制了背景 X 射线中的软成份, 并使决定系统时间分辨率的背景 X 射线脉冲宽度变为 ~150ps, 稍小于入射激光脉宽。

如图 1 所示, 每发激光打靶在 5 针孔相机底片上获得 20 幅背景 X 射线斑, 但只有其中 4 幅可以捕捉到不同时刻的主靶阴影。

实验中分别采用空心玻壳靶, 充氖 (~8atm) 玻壳靶, 涂有 ~1 μ m 石蜡层的空心玻

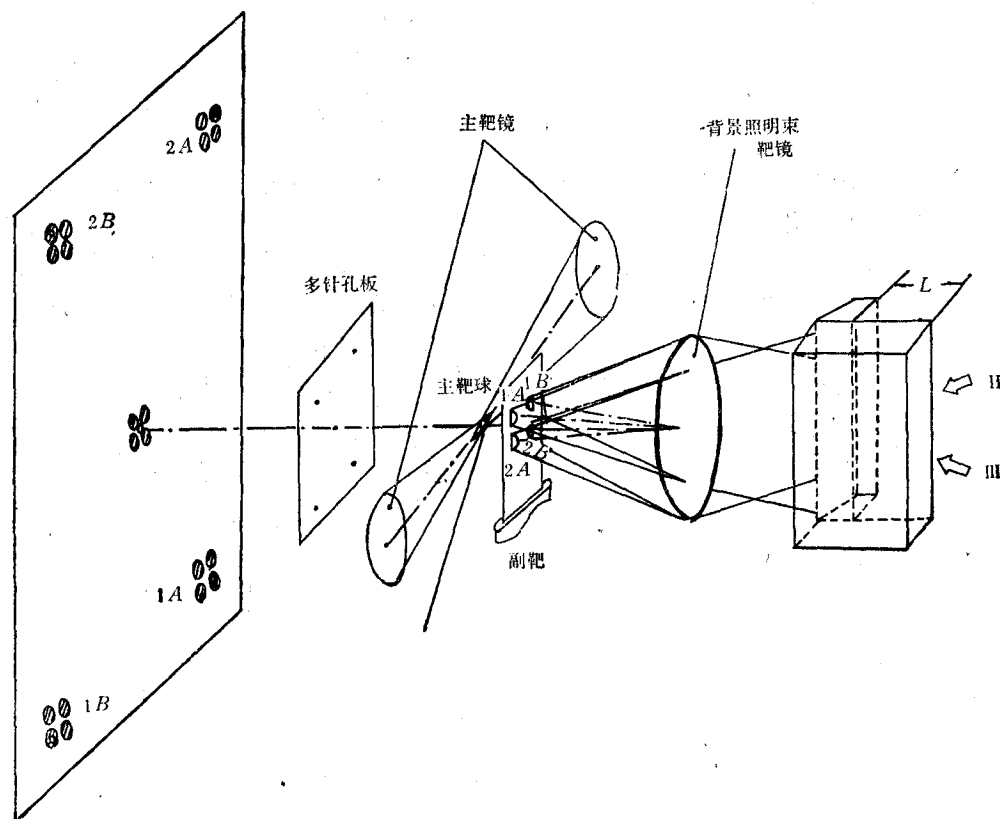


图 1

壳靶作为主激光靶。多数靶球直径为 $70\mu\text{m}$ 到 $80\mu\text{m}$, 壁厚 $0.7-1\mu\text{m}$ 。

图 3 是在一发打靶实验里获得的四分幅 X 射线阴影成像结果。图 3 的实验采用了英国 Rutherford Appleton 研究所提供的

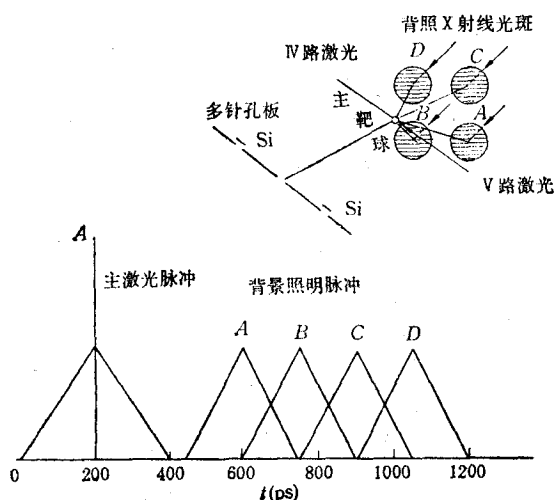


图 2

直径为 $150\mu\text{m}$, 壁厚为 $1\mu\text{m}$ 并涂有 $1\mu\text{m}$ 塑料的空壳靶, 两路主激光从左、右方全覆盖照射靶球, 能量分别为 10.1J 和 7.0J 。在低靶面功率密度条件下获得的清晰的四分幅 X 射线阴影图像。在这一发打靶中, 球靶靶面激光功率密度为 $9.2 \times 10^{13} \text{W}/\text{cm}^2$, 比吸收能为 $0.017\text{J}/\text{ng}$ 。图 4 所示的四分幅 X 射线阴影图象是采用常规小尺寸靶球(直径为 $66.7\mu\text{m}$, 玻璃壁厚为 $0.7\mu\text{m}$ 球, 表面加涂有龟裂的 $1\mu\text{m}$ 石蜡层), 靶面功率密度可达 $4.0 \times 10^{14} \text{W}/\text{cm}^2$, 比吸收能增至 $0.102\text{J}/\text{ng}$ 。我们所得到的四分幅 X 射线阴影图像见

图 4(a), (b), (c), (d), 其内部都存在 X 射线弱透区域, 尤其是图 4(d), 即在 1050ps

时刻的 X 射线阴影图象中的弱透区中部, 可清楚地辨认出亮环结构. 其 600ps 分幅 (图 4 (a)) 的亮环, 虽然较模糊, 但仍可看出呈现纵向椭圆形, 其中心还有一亮斑区. 与略有椭圆畸变的靶球阴影相比, 中部亮环的椭圆度较高. 亮环中心位置偏在激光能量稍小的右



(a) 600ps (b) 750ps (c) 900ps (d) 1050ps.

图 3

侧. 1050ps 分幅图中出现的较大尺寸圆形亮环的中心也偏向右侧. 而 750ps 和 900ps 两分幅的中心亮环结构则不甚明显. 显然, 这些亮环结构应由背景 X 射线透过靶球形成. 这是因为, 一方面我们的多针孔相机已经部分抑制了主靶自身的 X 射线辐射, 另一方面, 不同时刻获得的亮环形状, 大小不同, 不可能由时间并不分幅的主靶自发 X 射线辐射形成. 然而 4 幅弱透区中心亮点则由主靶自发 X 射线辐射形成. 我们的理论模拟计算也自洽地得到了同样的结论.

上面提到的弱透区亮环是十分有趣的. 根据背景铝靶 X 射线光谱测量^[9], 背景 X 射线主要包含类氢和类氦线, 以及相应的复合边连续谱, 而它们的波段范围恰好落在 Si 离子 (从 Si^{+5} 至 Si^{+10}) 的 1s-2p 共振谱区范围, 但又在 SiO_2 X 射线滤片的 Si 吸收 K 边的红翼波段, 其折射系数为

$$n(\mathbf{r}) = \left(1 - \frac{\omega_p^2(\mathbf{r})}{\omega^2} + \frac{4\pi e^2}{m} \sum_q \frac{N_q(\mathbf{r}) f_q}{\omega_q^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_q} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

这里 N_q 为 Si^{+q} 离子密度 ($5 \leq q \leq 10$); f_q , ω_q 和 γ_q 分别为该离子 1s-2p 的振子强度、跃迁频率和线宽. $\omega_p(\mathbf{r})$ 和 ω 分别为其局部等离子体频率和背景 X 射线频率. 在内爆过程中, 玻璃壳内壁与填充气体的临界面形成了相应的 Si 离子密度的突变. 如果该 Si 离子密度突变面在内爆过程中能够维持一定的平整性, 上述特定波段的 X 射线由于反常色散掠入射到该 Si 离子密度突变面而形成全反射. 全反射的掠入射角度为 α ,

$$\cos \alpha = \frac{n(\mathbf{r}_1)}{n(\mathbf{r}_2)} < 1. \quad (2)$$

这里 $n(\mathbf{r}_1)$ 和 $n(\mathbf{r}_2)$ 为该 X 射线在突变面两侧的折射系数, 即方程(1). 反常色散引起的全反射使 X 射线阴影图像形成了可观察的亮环. 该亮环基本展示玻璃壳内壁的两维投影图像. 因而我们发展的四分幅 X 射线阴影成像术可以提供极为重要的靶核压缩两维空间分辨的时间演变信息. 该亮环越清晰, 则说明在该内爆时刻对应于玻璃壳内壁的突变面的平整性越好. 还需补充说明一点, 我们的四分幅 X 射线阴影图像完全是利用上述 4 个特定时间延迟的分幅 X 射线背景光源, 因此并不能对内爆球靶的自发 X 射线进行时间

分辨测量。内爆球靶的自发 X 射线通过针孔而形成时间积分的两维图像, 虽经针孔上 3 μm 的 SiO_2 X 射线滤片, 仍然在四分幅 X 射线阴影成像的靶核处形成亮斑。因此, 我们不难理解图 4(d) 所展示的分幅图像, 该 X 射线阴影图像在弱透区中部呈现出亮环, 核心则存在自发 X 射线的光斑, 而其间相映下形成了一个暗环。

三、理论数值模拟结果

我们采用一维 Lagrangian 流体模拟程序 (WL 程序) 来描述在强激光辐照下的球、柱和平面三类等离子体的运动。我们的 WL 程序基本上与国际上已存在的一维 Lagrangian 流体模拟程序是同类型的^[10,11]。激光等离子体组分包括电子 (其物理量为电子密度 ρ_e , 电子温度 T_e , 电子压力 P_e 等) 和各种离子 (其物理量为离子总密度 ρ_i , 共同的离子温度 T_i , 离子压力 P_i 等)。总密度和总压力分别为 $\rho = \rho_i + \rho_e$ 和 $P = P_i + P_e$ 。除物态方程外, 流体运动满足质量守恒、动量守恒和能量守恒等方程。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dv = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho u dv = \int_A P dA \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho_e E_e dV = - \int_A P_e u \cdot dA - \int_A Q_e \cdot dA + \int_V \rho_e S_e dV, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho_i E_i dV = - \int_A P_i u \cdot dA - \int_A Q_i \cdot dA + \int_V \rho_i S_i dV. \quad (6)$$

当压缩时, 为了获得数值计算的稳定, 动量守恒方程(4)的右边需要加上人为粘滞压力项。这里我们采用 Von Neuman 人为粘滞二次项。在方程(5)和(6)中, E_e 和 E_i 分别为电子能量和离子能量, Q_e 和 Q_i 分别代表限流的电子热流强和离子热流强。

$$Q_e = \min \left[f_e \cdot \rho_e \left(\frac{kT_e}{m_e} \right)^{3/2}, |K_e \nabla T_e| \right], \quad (7)$$

$$Q_i = \min \left[\frac{3\sqrt{3}}{8} \rho_i \left(\frac{kT_i}{M_i} \right)^{3/2}, |K_i \nabla T_i| \right]. \quad (8)$$

这里 K_e 和 K_i 分别为 Spitzer 电子热导系数和离子热导系数^[12], f_e 为限流因子 (一般取值为 0.038)。方程(5)中的 S_e 为电子部分的能量源项, 由吸收的激光能量引起热电子能量增值, 辐射输运引入的热电子能量变化, 超热电子输运引入的热电子能量变化, 核反应产物引起的热电子能量增值以及电子-离子碰撞而引入的热电子能量变化五部分组成。方程(6)中, S_i 为离子部分的能量源项, 包括核反应产物直接给与离子的能量和电子-离子碰撞过程引入离子的能量变化两部分。激光能量的吸收是通过逆韧致辐射吸收和共振吸收两类过程。在 WL 程序里, 定量地考虑了经典逆韧致辐射吸收。但是对共振吸收, 则采用唯象方式来处理, 即在临界面, 应被吸收能量的 f_r 部分产生超热电子而 $(1 - f_r)$ 部分则淀积为热电子能量。 f_r 值是入射功率密度的函数。

产生的超热电子对内爆的球靶具有预热和热化等效应。对激光等离子体运动的影晌,具体地是通过超热电子慢化而引起方程(5)中的热电子能源项 S_e 的变化。WL 程序对超热电子处理如下:对于速度为 $\mathbf{v}$ 的超热电子,其流强 $\phi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ 应满足 Boltzman 方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r \phi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \frac{1}{m} \nabla_r \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \phi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \\ = S(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \int_{|\mathbf{u}| > |\mathbf{v}|} \rho_e(\mathbf{r}, t) \cdot K(\mathbf{v}, \mathbf{u}) \phi(\mathbf{r}, \mathbf{u}, t) d\mathbf{u} \\ - \int_{|\mathbf{u}| < |\mathbf{v}|} \rho_e(\mathbf{r}, t) \cdot K(\mathbf{u}, \mathbf{v}) \phi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{u}. \end{aligned} \quad (9)$$

这里 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 为电场强度, $S(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ 为超热电子源项。方程(9)等号右方第二、第三项为超热电子碰撞而慢化的积分项。目前我们忽略 $\mathbf{E}$ 的影响,采用能量分群类 S_i 法解 Boltzman 方程,可近似解得超热电子流强内向、侧向、外向三个方向的 $\phi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$,进而计算超热电子慢化对 S_e 的贡献,然后定量模拟超热电子对流体运动的影响。

在高温高密度的等离子体运动过程中,电磁辐射能量对流体运动的影响是不可忽视的。我们对辐射能量输运的处理如下:对于任一波段 ν ,沿着 $\hat{n}$ 方向的辐射流强 $I_\nu(\mathbf{r}, \hat{n}, t)$ 满足辐射输运方程

$$\hat{n} \cdot \nabla I_\nu(\mathbf{r}, \hat{n}, t) = j_\nu(\mathbf{r}, t) - K_\nu(\mathbf{r}, t) I_\nu(\mathbf{r}, \hat{n}, t). \quad (10)$$

我们采用波段分群的 S_n 法解该辐射输运方程,可得到辐射流强 $I_\nu(\mathbf{r}, \hat{n}, t)$ 。进而可求得辐射能量对热电子能量的贡献,即对方程(5)中的 S_e 的影响。目前,我们忽略电磁辐射压力对流体运动的影响,因已得到了辐射能量流强 $I_\nu(\mathbf{r}, \hat{n}, t)$,一旦有必要,可方便地算出电磁辐射压力的贡献,然后放入运动方程(4)等号的右边,而定量模拟其对流体运动的

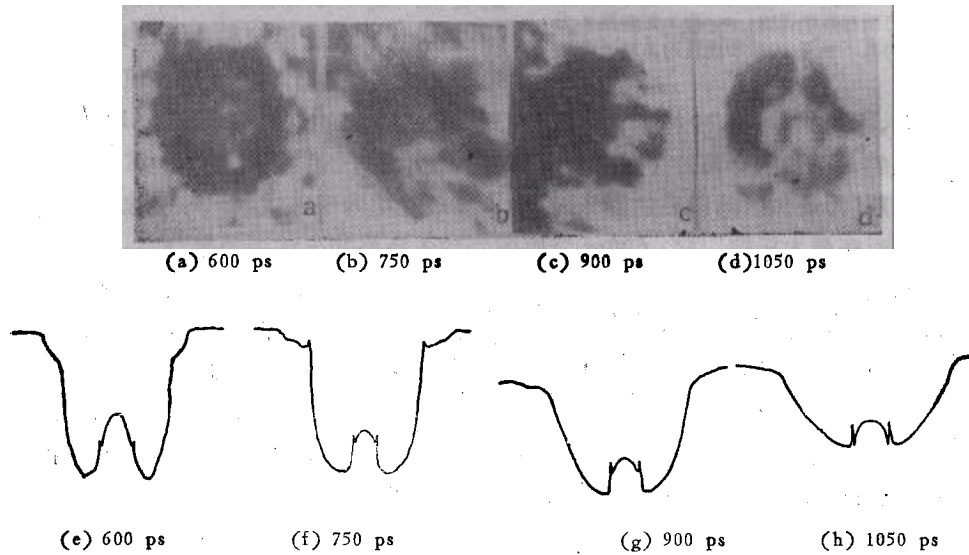


图4 四分幅X射线阴影成像实验结果和理论模拟 (a), (b), (c), (d) 为不同延迟时间获得的实验图象,与一维 Lagrangian 流体编码 WL 模拟结果 (e), (f), (g), (h) 相对应。实验和理论模拟使用的靶球直径 $\phi 66.5 \mu\text{m}$, 球壁由 $0.7 \mu\text{m}$ 玻壳和 $1.0 \mu\text{m}$ 石蜡涂层组成。两路主激光左方第 IV 路输入能量为 8.2J , 右方第 V 路输入能量为 6.4J 。吸收激光能量按 10% 实际输入能量计算。

影响。方程(10)中的 f_i 和 K , 即物质的不透明度数据。

在我们的理论模拟计算里, 激光吸收能量的取值为靶入射能量的 $1/10$ 。当靶面入射激光功率密度为 $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 时, 超热电子生成参数 $f_i = 0.45$ 。当数值求解辐射能量

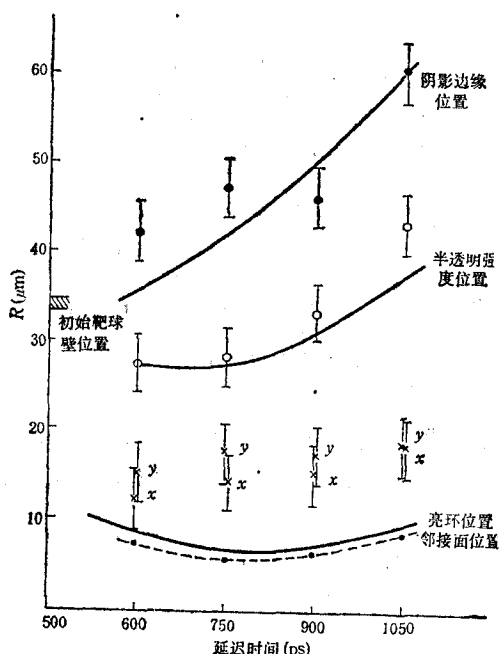


图5 内爆球靶阴影边缘、半透明强度、靶内壁与气体的交接面(邻接面)以及由其产生的亮环位置的理论和实验结果。●为阴影边缘位置实验数据; ○为半透明强度位置实验数据。这两项实验数据都是 x 方向扫描获得的; $\times$ 指 x 方向及 y 方向扫描获得的高环半径; 实线和虚线均为理论模拟结果。

可以理解的, 因为我们的理论模拟是一维的(即假设为理想的球对称情况)。1050ps 分幅是十分有趣的, 实验阴影照片(图4(d))清楚地展示几乎为圆形的亮环。这说明: 在内爆过程的后期(即最大压缩以后的膨胀时期), 玻璃球靶内壁好像吹气球似地呈现为完整的圆形。然而在最大压缩以前, 600ps 分幅图的较不完整的亮环则为椭圆形, 表示内爆压缩过程并不是球对称的, 因此实验值要比一维理论模拟值小。最后再补充说明一点, 内爆的玻璃球内壁完整性越好, 则分幅阴影图像中的亮环将越清楚, 并呈现圆形。这表明: 在内爆压缩期间, 由于流体不稳定性使内壁的完整性变坏, 然而在膨胀时, 内壁的完整性得以恢复。换言之, 该发激光打靶 $1 \mu\text{m}$ 厚石蜡涂层具有约 $4 \mu\text{m}$ 调制长度的龟裂纹, 虽然经受流体不稳定性干扰, 但内爆靶球并未破坏, 意味着该流体不稳定性的增长率小于经典 Rayleigh-Taylor 不稳定性增长率。

四、讨 论

在内爆过程中, Rayleigh-Taylor 不稳定性是一个重要的流体不稳定性。除了由于

运输方程(10)时, 同时还进行了针孔成像的模拟计算。因此我们密切结合针孔相机诊断和条纹相机诊断实验而计算得到时间积分和时间分辨的内爆靶自发 X 射线图像, 然后理论模拟结果和诊断实验结果可以进行直接的比较和分析。为了分析四分幅 X 射线阴影图像, 在激光内爆过程中指定的各个时刻, 我们对背景源的 X 射线分别在对应的内爆微球内进行辐射能量输运和针孔成像的理论模拟计算。还考虑了特定波段背景 X 射线由于含 Si 离子的等离子体引起的反常色散, 即该反常色散导致该波段 X 射线的折射和全反射。我们可以理论模拟四分幅 X 射线阴影图像。在这些阴影图像上, 还要加上通过 $3 \mu\text{m}$ SiO_2 滤片的主靶自发 X 射线针孔图像(分别示于图4(a), (b), (c) 和 (d)), 以进行比较分析。为了进一步说明, 图5中分别绘出阴影边缘、阴影半强度轮廓、亮环和玻璃球内壁随时间的变化。亮环可用来诊断内爆玻璃微球靶的内壁运动。理论模拟和诊断实验符合良好。模拟的核压缩值比实验上观测值要大。这是

入射激光不均匀照明而引起的内爆非球对称以外, Rayleigh-Taylor 不稳定性将是一个重要的破坏内爆对称的机制, 将对惯性约束聚变的可行性构成严重的威胁。因其影响, 重者使靶球破裂, 轻者由于非对称内爆而降低了聚变微靶的能量增益因子。

具有严重破坏性的 Rayleigh-Taylor 不稳定性模的振幅 δ 随时间增长如下:

$$\delta = \delta_0 \exp(\gamma t). \quad (11)$$

对整个内爆过程, 其增长指数为 $\gamma t \sim (R/\Delta R)^{1/2}$, 即与微球靶的径厚比 ($A = R/\Delta R$) 的平方根成正比。但在激光内爆过程中, R 随时间减小, 同时 ΔR 由于超热电子预热和软 X 射线预热而增加, 以致动态径厚比 A 要比初始径厚比 A_0 小^[13,14], 因此激光内爆引起的 Rayleigh-Taylor 不稳定性的增长率可预期比经典值小。还有, Rayleigh-Taylor 不稳定性的界面形成各种涡流, 在激光消融过程中, 部分涡流将通过消融对流而消失, 因此也将降低不稳定性的增长率^[15]。

激光非均匀照明将影响内爆的对称性, 热均匀化将可有效地减少非均匀照明的影响^[16], 热均匀化的程度将随临界面-消融面间 D_{ca} 增加而增加。对于稳态的运动, $D_{ca} \propto (I\lambda^{3/8})^{0.7}$ 。然而对于瞬态运动或短脉冲激光照明情况, 则 $D_{ca} = v_s t$ 。这里 v_s 为临界面与消融面之分离速度, t 为瞬态时间间隔, 或短脉冲脉宽。这时在消融面上形成的压差与压力之比为

$$\frac{\Delta P}{P} = f_\Delta L_p / \pi D_{ca}. \quad (12)$$

f_Δ 为相应激光辐照强度的扰动, $f_\Delta = \Delta I / I$ 。 L_p 为表征照明不均匀性的空间波长。稳定情况下, 增加 I 或 λ 将使 D_{ca} 增长, 对于瞬态或短脉冲情况, 增加 v_s 或 t 将使 D_{ca} 增长, 都有利于在消融面上形成较为稳定的压力, 即 $\Delta P / P$ 减小。除此而外, 动力学均匀化过程也在一定程度上制约靶照明不均匀引起的畸变。

上述物理过程是相互影响和制约的。实验结果应是各物理过程的综合结果。目前, 我们的实验结果表明不稳定性增长亦小于经典 Rayleigh-Taylor 不稳定性增长率。这与国际上一些研究者从实验上或理论上得到的结论是一致的^[8,13-15,17,18]。定量区分上述各种因素对内爆对称性的影响, 尚需做进一步的研究工作。我们发展的多分幅 X 射线阴影成像诊断技术将是不可缺少的手段。

感谢中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理研究实验室和中国科学院物理研究所在实验和理论工作方面给予的支持。在与谭维翰先生讨论中得到了不少帮助。王淦昌、王大珩、邓锡铭先生一直积极支持本工作。在此一并致谢。实验中使用的充气靶球是上海光学精密机械研究所制靶组提供的。部分靶球得到英国 Rutherford Appleton Laboratory 激光部的帮助。我们表示深切的谢意。

参 考 文 献

- [1] M. H. Key, C. L. S. Lewis, J. G. Lunney, A. Moore, R. G. Evans. *Phys. Rev. Lett.*, 41(1978), 1467.
- [2] A. J. Cole, J. D. Kilkenny, P. T. Rumsby, R. G. Evans, C. J. Hooper and M. H. Key, *Nature*, 299(1982), 329.
- [3] M. H. Key, P. T. Rumsby, R. G. Evans, C. L. S. Lewis, J. M. Ward and R. L. Cooke, *Phys. Rev. Lett.*, 45(1980), 1801.
- [4] J. Wark, J. D. Kilkenny, A. J. Cole and R. R. Whitlock, Rutherford Appleton Lab. Report, RAL-85-047.

- (1985), A2.5, PA2.23.
- [5] Zun-Qi Lin, Wu-Ji Bi, Cheng-Ming Pan, Hai-He Lu and Jia-Ming Li, *Chinese Phys. Lett.*, **3**(1986), 453.
 - [6] N. Fin, T. A. Hall, E. McGoldrik, *Appl. Phys. Lett.*, **46**(1985), 731.
 - [7] L. Rayleigh, *Theory of Sound* (Dorer, New York, 1945); G. I. Taylor, *Proc. Roy. Soc. London*, **A201** (1950), 192.
 - [8] A. J. Cole, J. D. Kilkenny, P. T. Rumsby, M. H. Key, *J. Phys. D*, **15**(1982), 1689.
 - [9] 林尊琪等, 核聚变与等离子体物理, **6**(1986), 34.
 - [10] E. B. Goldman, Laboratory for Laser Energetics Report, No. 16, University of Rochester, (1973).
 - [11] B. Yaskobi, D. Stecl, E. Thorsos, A. Hauer, B. Perry, S. Skupsky, C. M. Lee (Jia-Ming Li), S. Letzring *et al.*, *Phys. Rev.*, **A19**(1979), 1247.
 - [12] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience, N. Y., (1962).
 - [13] C. Yamanaka, S. Nakai, T. Yabe, H. Nishimura, S. Uchida, Y. Izawa, T. Normatsu, N. Miyanaga, H. Azechi, M. Nakai, H. Takabe, J. Jitsuno, K. Minia, M. Nakatsuka, T. Sasaki, M. Yamanaka, Y. Kato, T. Mochizuki, Y. Kitagawa, T. Yamanaka and K. Yoshida, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 1575.
 - [14] M. C. Richardson, P. W. Mckenty, R. L. Keck, F. J. Marshall, D. M. Aoback, C. P. Verdon, R. L. McCrory and J. M. Soures, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 2048.
 - [15] M. H. Emery, J. H. Gardner, S. E. Bodner, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 703.
 - [16] J. H. Gardner, S. E. Bodner, *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 1137.
 - [17] R. L. McCrory, L. Montierth, R. L. Morse, C. P. Verdon, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 336.
 - [18] M. H. Emery, J. H. Gardner, J. P. Boris, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 677.

STUDY OF LASER IMPLOSION DYNAMICS BY FOUR-FRAME X-RAY SHADOWGRAPHY AND THEORETICAL SIMULATION

LIN ZUN-QI ZHANG YAN-ZHAN BI WU-JI LU HAI-HE HE XING-FA ZHAO ZHI-WEN
WEI XIAO-CHUN SHI A-YING WANG XIAO-QIN LIN KANG-CHUN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

LI JIA-MING DONG QI
(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

We present here studies of laser imploded glass microballoons by the newly developed time-resolved four-frame X-ray shadowgraphy. The simulation results of our one-dimensional Lagrangian hydrodynamical computation code (WL code) are in good agreement with the diagnostic experiments. The joint effort of the diagnostic experiments and theoretical simulations is crucial to understand laser implosion dynamics.