

# 丝阵负载 Z 箍缩内爆动力学研究

盛亮<sup>†</sup> 邱孟通 黑东炜 邱爱慈 丛培天 王亮平 魏福利

(西北核技术研究所, 西安 710024)

(2010年7月7日收到;2010年7月29日收到修改稿)

丝阵负载内爆动力学行为基本可以分为以下四个过程:1) 丝的烧蚀;2) 壳层的形成;3) 内爆;4) 滞止. 利用所研制的可见光分幅相机和 X 射线分幅相机在“强光一号”加速器上对多种型号的丝阵负载 Z 箍缩内爆动力学行为进行了实验研究, 获得了从早期单丝烧蚀到等离子体柱崩毁全过程图像, 并对实验结果进行了分析, 主要研究成果如下:1) 发现存在较长时间的丝烧蚀过程, 且单丝烧蚀在轴向上并不均匀; 实验得到的内爆轨迹与唯像模型计算结果较为一致. 2) 不论早期的可见光图像还是中后期的软 X 射线图像都存在明显的阴极发射, 内爆后期在阴极附近存在明显滞后的辐射分布. 3) 理论分析和实验结果都表明烧蚀下来的等离子体在轴上发生碰撞形成先驱等离子体柱, 先驱等离子体柱经历了先膨胀后压缩的动力学过程. 4) 根据冕等离子体角向扩展速度, 估算了冕等离子体的温度、电离度.

**关键词:** 丝阵, 内爆动力学, Z 箍缩, 脉冲功率技术

**PACS:** 52.30.-q, 52.30.-m, 52.59.Qy

## 1. 引言

上世纪 70 年代中期研制成功了短脉冲、低阻抗、高功率电子束加速器, 并且发展了获得更高电流的多台并联技术, 同时 Hussey 等人<sup>[1]</sup>的研究表明较短的内爆时间能够有效抑制瑞利-泰勒不稳定性的发展, 由此采用约百纳秒时间尺度的脉冲电流来驱动负载, 开辟了新的实验科学领域——快速 Z 箍缩技术<sup>[2]</sup>. 1995 年, Sanford 等人<sup>[3]</sup>在圣地亚哥实验室的 Saturn 装置上利用丝阵负载, 发现当丝间距小于某一临界值时输出功率显著提高; 1997 年, Deeney 等人<sup>[4]</sup>在 Z 装置上采用双层嵌套丝阵负载, 获得了 X 射线输出功率 ~ 280 TW, 能量 ~ 1.9 MJ. 这项技术可以用来驱动较大尺度 (~ cm) ICF 囊丸燃烧, 对对称性的要求较低, 而且其电能到 X 射线的转换效率高, 可以达到 15% 左右, 因此这项技术引起了美、俄、英、法、中等众多科学家的兴趣, 近十年来, 在负载设计、内爆动力学、计算机模拟、ICF 黑腔结构、定标率等方面都取得了极大的成就.

Lebedev 发现了丝阵负载的离散效应对丝阵内爆动力学行为有着较为深刻的影响, 并提出了

Rocket 模型<sup>[5]</sup>来对这种行为进行唯像的模拟, 与丝数较少的实验较为一致. 丝阵负载 Z 箍缩的内爆过程呈现复杂的三维特征, 内爆动力学行为的研究是优化 Z 箍缩能量输出的一个重要方面. 国内研究多专注于内爆辐射特性研究<sup>[6-8]</sup>, 而针对早期过程的丝烧蚀和内爆动力学行为研究较少. 本文利用所研制的可见光分幅相机<sup>[9]</sup>和软 X 射线分幅相机<sup>[10]</sup>对“强光一号”装置丝阵负载 Z 箍缩内爆动力学早期单丝烧蚀、壳层的形成、聚爆和滞止等过程进行了研究.

## 2. 诊断装置与负载参数

分别利用所研制的 X 射线分幅相机和可见光分幅相机研究丝阵负载 Z 箍缩整个内爆动力学过程, 所获得图像曝光时间 ~ 5 ns, 同步精度 < 2 ns. 分别位于垂直于丝阵轴向的两条径向诊断视线上. 在内爆动力学研究过程中, 主要采用了 3 种与“强光一号”驱动电流匹配较好的钨丝阵负载. 其主要参数如表 1 所示.

表 1 中,

$$A = \frac{\mu_0 I_0^2 t_{\text{imp}}^2}{4\pi m_0 R_0^2} = \left( \frac{\mu_0 I_0^2}{8\pi} \right) / \left[ \frac{1}{2} m_0 \left( \frac{R_0}{t_{\text{imp}}} \right)^2 \right] = \frac{W}{E_k},$$

<sup>†</sup> E-mail: shengliang@tsinghua.org.cn

表1 “强光一号”三种钨丝阵负载烧蚀过程主要参数

丝阵负载	$m_0/\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-1}$	$R_0/\text{mm}$	$t_{\text{imp}}/\text{ns}$	$t_a/t_{\text{imp}}$ $t_a/\text{ns}$	$A$	$B$	$\beta$
$48 \times \Phi 5 \mu\text{m}(12)$	181.8	6	$127 \pm 10$	$0.69 \pm 0.06$ 87	5.5	0.47	0.79
$32 \times \Phi 5 \mu\text{m}(12)$	121.2	6	$111 \pm 7$	$0.69 \pm 0.05$ 77	6.4	0.54	0.9
$24 \times \Phi 5 \mu\text{m}(12)$	90.9	6	$105 \pm 5$	$0.67 \pm 0.04$ 70	7.6	0.57	0.95

$\mu_0$  为真空磁导率,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H}\cdot\text{m}^{-1}$ ;  $I_0$  为峰值电流,  $I_0 \approx 1.5 \text{ MA}$ ;  $t_{\text{imp}}$  为内爆时间, 为实验结果;  $m_0$  为丝阵负载的线质量.  $t_a$  为烧蚀时间为根据 Rocket 模型计算结果.  $B = \frac{R_0}{t_{\text{imp}}v_a} = \frac{\bar{v}_{\text{imp}}}{v_a}$ ,  $B$  越小烧蚀过程的相对时间尺度 (烧蚀时间与内爆时间之比,  $t_a/t_{\text{imp}}$ ) 越长.  $\beta = \frac{\tau}{t_{\text{imp}}}$ ,  $\tau$  为电流上升时间.  $48 \times \Phi 5 \mu\text{m}(12)$  表示的丝阵型号为: 丝数目 48 根, 丝直径  $5 \mu\text{m}$ , 丝阵直径  $12 \text{ mm}$ , 本文中丝阵长度都为  $20 \text{ mm}$ .

### 3. 烧蚀与壳层的形成

丝阵负载在脉冲电流的驱动下并不立刻全部转换为等离子体, 而是发生缓慢的烧蚀, 此时可以将丝阵负载作为一个稳定的等离子体源, 那些烧蚀下来的等离子体在全局磁场的作用下向丝阵内部运动, 形成先驱等离子体柱, 而正在烧蚀的丝仍然停留在它们的初始位置, 直到烧蚀到一定程度才开始整体向内聚爆<sup>[11]</sup>.

烧蚀速度  $v_a$  为丝上烧蚀下来的材料被全局磁场扫向丝阵内部的速度, 根据 Rocket 模型和二维磁流体值模拟结果<sup>[12]</sup>, 近似为

$$v_a (\text{cm}/\mu\text{s}) = 12.6 \left( \frac{I(\text{MA})}{R_0(\text{mm})} \right)^{0.2}, \quad (1)$$

其中,  $I$  为负载电流,  $R_0$  为丝阵负载初始半径. 从 (1) 式中可以看到烧蚀速度与装置参数和负载参数的依赖性很小, 在相当大的参数范围内可以将烧蚀速度看作常数.

从丝阵上烧蚀下来的质量到达某一半径处存在一定的时间延迟  $\Delta t = \frac{R_0 - r}{v_a}$ , 即  $t_0$  时刻到达丝阵半径  $r$  处的质量为  $t_0 - \Delta t$  时刻从丝阵上烧蚀下来的. 那么丝阵半径  $r$  处在  $t_0$  时刻的密度为

$$\rho(r, t_0) = \frac{\mu_0}{8\pi^2 v_a^2 R_0 r} \left[ I \left( t_0 - \frac{R_0 - r}{v_a} \right) \right]^2. \quad (2)$$

烧蚀下来的等离子体在轴上发生碰撞形成先驱等离子体柱, 其平均自由程  $\lambda$  近似为

$$\lambda = 1.13 \times 10^{-5} \frac{1}{\rho \cdot \ln \Lambda \cdot M}, \quad (3)$$

(3) 式中  $\rho$  为等离子体密度, 由 (2) 式求得.  $\ln \Lambda$  为库仑对数, 是等离子体参数的慢变函数;  $M$  为钨的原子量; 因此  $\lambda \propto v_a^2/M$ . 考虑烧蚀速度  $v_a = 1 \times 10^5 \text{ m/s}$ , 从丝阵初始位置附近 ( $r = 5.5 \text{ mm}$ ) 到丝阵轴附近 ( $r = 0.5 \text{ mm}$ ), 在开始有等离子体达到丝阵轴之后 ( $t > 60 \text{ ns}$ ), 平均自由程都  $< 0.2 \text{ mm}$ . 由上面的分析可以认为到达  $r < 0.5 \text{ mm}$  (软 X 射线图像得到的先驱等离子体直径在  $1 \text{ mm}$  左右) 范围内的等离子体都集中在轴附近, 取先驱等离子体柱半径  $r_p = 0.5 \text{ mm}$ , 则先驱等离子体柱的密度为

$$\rho_p(t_0) = \frac{\mu_0}{4\pi^2 r_p^2 v_a R_0} \int_0^{t_0 - \frac{R_0 - r_p}{v_a}} I^2 dt. \quad (4)$$

由 (2) 和 (4) 式计算的在不同时刻的密度分布如图 1 所示.

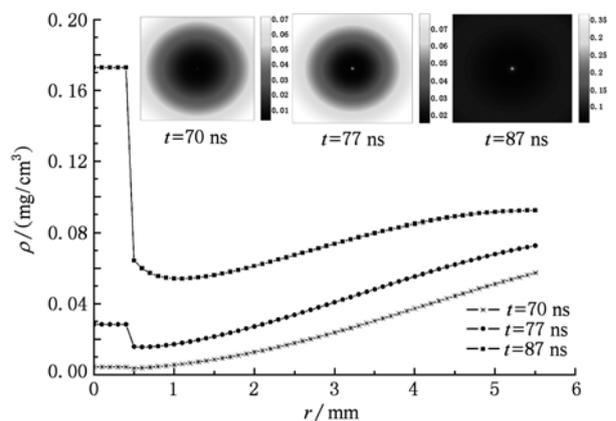


图1  $t = 70, 77, 87 \text{ ns}$  时的径向密度分布

此时,整个丝阵负载形成丝核-冕等离子体-先驱等离子体流(柱)的三相结构.这种质量分布结构对内爆轨迹和最终的内爆对称性有着非常显著的影响,这是决定峰值辐射强度和辐射脉冲形状的一个主要因素.

丝阵负载 Z 箍缩等离子体壳层的形成主要受冕等离子体的角向扩展和不稳定性发展的控制.

图 2 为  $24 \times \Phi 8 \mu\text{m}$  (12) 丝阵负载 Z 箍缩早期过程可见光图像.图 2(a) 为 05216 炮早期图像,其峰值电流 1.64 MA,  $t_{\text{imp}}$  约为 157 ns, 获得图像的时刻为 X 射线峰前 136.6 ns,  $t/t_{\text{imp}}$  约为 0.13. 从图 2(a) 中可以看出,丝核周围的冕等离子体直径约为 0.45 mm,但同一根丝在沿着轴方向上不是均匀烧蚀的,这种不均匀性为类周期结构,波长约为 0.25 mm,这可能成为 Z 箍缩等离子体中后期磁流体不稳定性发展的种子,也可能是造成拖尾质量存在的原因.

由图 2(a) 得出丝阵中丝半径平均扩展速率约为 10 km/s, 根据此平均扩展速率可以得出  $24 \times \Phi 8 \mu\text{m}$  (12) 丝阵负载中丝之间互相融合发生的相对时刻  $t/t_{\text{imp}}$  约为 0.45. 图 2(b) 为 05215 炮丝阵负载 Z 箍缩等离子体将要形成壳层的图像,峰值电流 1.57 MA,  $t_{\text{imp}}$  约为 161 ns, 获得图像的时刻为 X 射线峰前 103.4 ns, 此时  $t/t_{\text{imp}}$  约为 0.37, 比单从扩展速率角度估计的时刻要早. 图 2(d) 为 05215 炮丝阵等离子体互相较链图像,截取位于视场中心位置两根丝之间的部分,为了突出细节,对图像进行了直方图均衡处理. 获得图像的时刻为 X 射线峰前 101.8 ns,  $t/t_{\text{imp}}$  约为 0.36, 通过这些图像的比较可知壳层形成受两个因素的影响,一个是丝核周围冕等离子体不稳定性的发展,另一个是等离子体在自身内压的驱动下向外扩展,这两种因素在壳层形成过程中的作用还需要进一步研究. 在  $t/t_{\text{imp}} = 0.92$  时,形成的等离子体区域直径约为 10.5 mm, 如图 2(c) 所示.

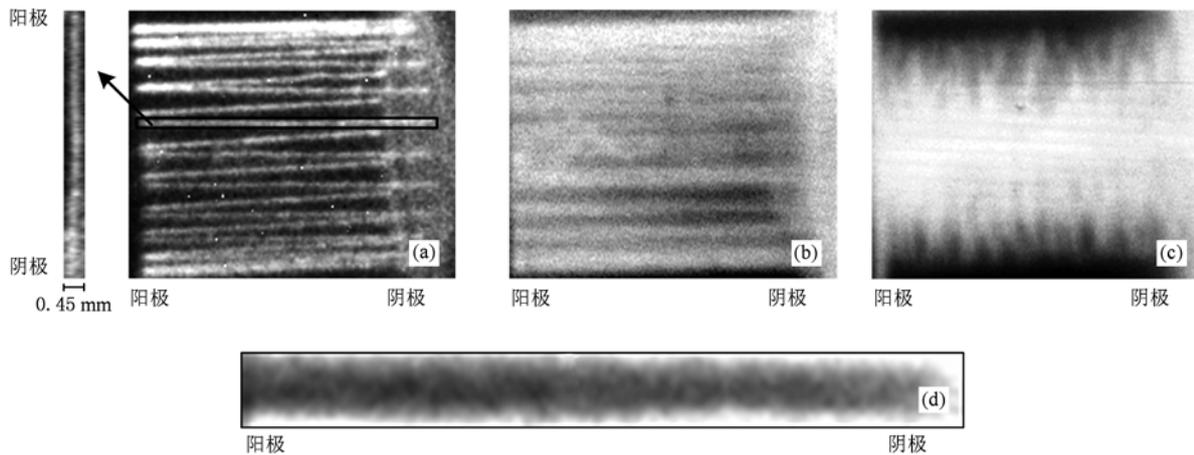


图 2  $24 \times \Phi 8 \mu\text{m}$  (12) 钨丝阵负载 Z 箍缩可见光图像 (a)  $t/t_{\text{imp}} = 0.13$ ; (b)  $t/t_{\text{imp}} = 0.37$ ; (c)  $t/t_{\text{imp}} = 0.92$ ; (d)  $t/t_{\text{imp}} = 0.36$

#### 4. 聚爆和滞止

从统计意义上而言,当烧蚀质量占到丝阵总质量的 50% 左右的时候,部分丝会被烧穿,此时开始发生向内快速聚爆.如果此时在第 3 节所述的两种物理机理作用下等离子体壳层还未形成,那么丝阵负载 Z 箍缩等离子体将以离散等离子体柱的形式向内聚爆,而在半径较小的位置形成密度不是很均匀的等离子体壳层,即等离子体壳层具有很大的密度扰动,可能会存在二次箍缩,通过二维磁流体数

值模拟在密度扰动 80% 的时候, X 射线辐射有双峰出现<sup>[13]</sup>. 因此低丝数大质量丝阵负载 X 射线辐射易出现双峰.

图 3 为  $32 \times \Phi 5 \mu\text{m}$  (12) 钨丝阵内爆可见光图像序列. 它给出了从单丝烧蚀到聚爆和滞止的完整过程. 图 3(a), (b) 和 (c) 位于丝烧蚀过程,在内爆时间的前 60% 未观察到明显的先驱等离子体,与图 1 的计算结果基本相符. 因此在这之前单丝行为占主要作用. 在  $t/t_{\text{imp}} = 0.38$  (图 3(a)) 中,单丝冕等离子体半径约为 0.25 mm; 在  $t/t_{\text{imp}} = 0.51$  (图 3(b)) 中,等离子体半径约为 0.35 mm. 从(a) — (b) 这个

过程中,等离子体扩展的平均速度为 6 km/s. 图 3 (d), (e) 和 (f) 位于丝阵快速内爆过程. 在这个过程中,等离子体以 200 km/s 的平均速度向内聚爆. 图 3 (d) 中等离子体壳层的直径约为 8.4 mm, 在丝阵中心存在直径约为 2 mm 的稠密等离子体柱. 图 3

(e) 中存在明显的  $m=0$  模式不稳定性, 其波长  $\lambda$  约为 1.2 mm. 图 3 (f) 位于 Z 箍缩等离子体滞止时刻附近, 此时等离子体柱直径约为 2.4 mm. 在等离子体柱崩毁过程中 (图 3 (g)), 存在  $m=1$  模式不稳定性.

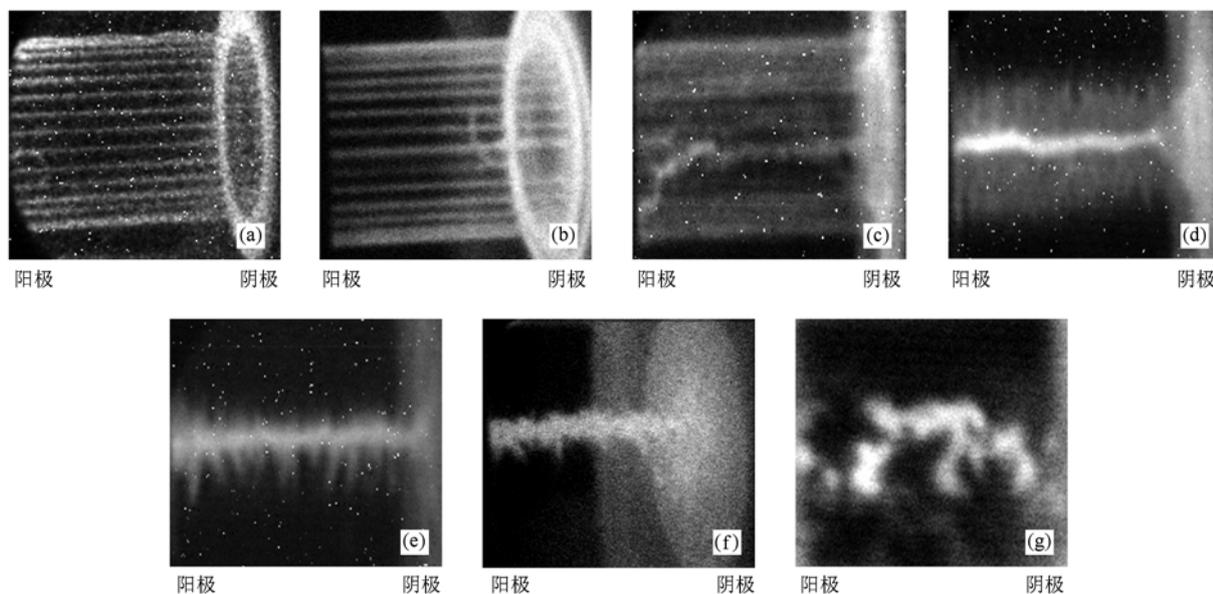


图 3  $32 \times \Phi 5 \mu\text{m}$  (12) 钨丝阵内爆可见光图像序列 (a)  $t/t_{\text{imp}} = 0.38$ ; (b)  $t/t_{\text{imp}} = 0.51$ ; (c)  $t/t_{\text{imp}} = 0.62$ ; (d)  $t/t_{\text{imp}} = 0.72$ ; (e)  $t/t_{\text{imp}} = 0.83$ ; (f)  $t/t_{\text{imp}} = 0.91$ ; (g)  $t/t_{\text{imp}} = 1.23$

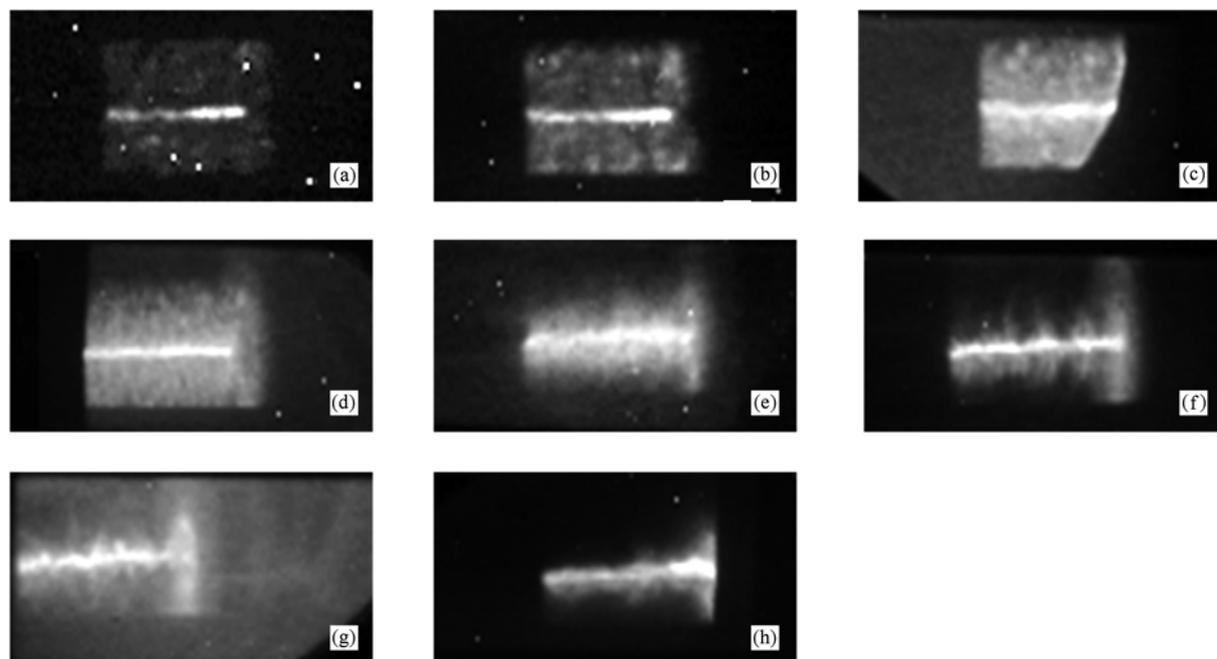


图 4 04229 炮  $24 \times \Phi 5 \mu\text{m}$  (12) 钨丝阵负载内爆 X 射线图像序列 (a) -20.8 ns; (b) -16.8 ns; (c) -12.8 ns; (d) -9.2 ns; (e) -5 ns; (f) -0.7 ns; (g) 0.7 ns; (h) 时间积分图像

如果全局磁场对冕等离子体角向扩展不起作用,那么包围在丝核周围的冕等离子体温度  $T_e$  可以通过间接测量冕等离子体的角向扩展速度来近似得到. 冕等离子体的角向扩展速度在上述条件下近似等于离子声速为

$$C_s = \sqrt{\frac{zT_e}{m_i}},$$

其中  $z$  为钨等离子体平均电离度,  $m_i$  为离子质量,  $m_i = 3.07 \times 10^{-25}$  kg.

通过拟合 Thomas-Fermi 计算模型<sup>[14]</sup> 得到等离子体平均电离度  $z$  与温度  $T$  之间的关系近似为

$$z = 2.15 \sqrt{T(\text{eV})}.$$

如前所述  $32 \times \Phi 5 \mu\text{m}$  (12) 丝阵负载单丝冕等离子体角向扩展速度近似为 6 km/s, 求得  $zT_e = 69$  eV, 则  $T_e = 10$  eV,  $z \approx 6.8$ .  $24 \times \Phi 8 \mu\text{m}$  (12) 丝阵负载冕等离子体的角向扩展速度近似为 10 km/s, 由此求得  $T_e = 15$  eV,  $z \approx 8.3$ .  $24 \times \Phi 8 \mu\text{m}$  (12) 丝阵负载冕等离子体的角向扩展速度和电子温度都要比  $32 \times \Phi 5 \mu\text{m}$  (12) 丝阵大一些, 这是因为  $24 \times \Phi 8 \mu\text{m}$  (12) 丝阵丝数较少, 每根丝上的电流要比  $32 \times \Phi 5 \mu\text{m}$  (12) 丝阵中的单丝电流大. 由上述方法确定的冕等离子体温度和平均电离度虽然非常粗略, 但是能够为数值模拟和能谱诊断工作提供参考.

图 4 为 04229 炮  $24 \times \Phi 5 \mu\text{m}$  (12) 钨丝阵负载内爆 X 射线图像序列, 根据此图像序列给出的内爆轨迹和 Rocket 模型比较如图 5 所示, 图中负号表示获得图像在 X 射线峰值之前(下同).

图 5 中还能明显观察到先驱等离子体柱的膨胀与压缩, 先驱等离子体柱在内爆过程中的尺寸如图

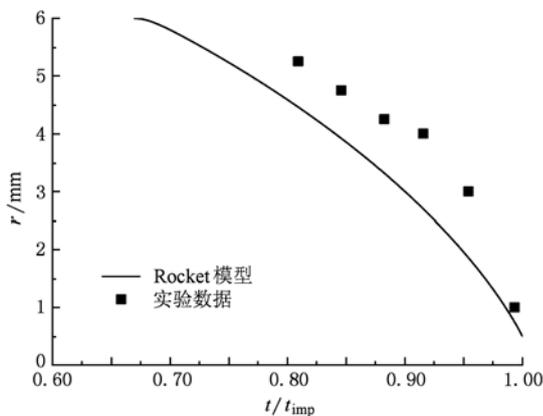


图 5 04229 炮丝阵负载 Z 箍缩实验内爆轨迹与 Rocket 模型比较

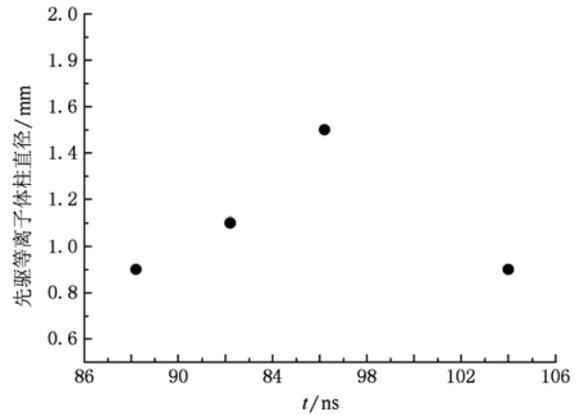


图 6 先驱等离子体柱的膨胀与压缩

6 所示. 在等离子体壳层向内聚爆过程中, 先驱等离子体柱会吸收一部分来自等离子体壳层的辐射, 导致其内压大于质量堆积所产生的动压使得先驱等离子体柱发生膨胀, 而随着先驱等离子体柱质量的增加和质量堆积速率的增加, 又使得先驱等离子体柱上的动压大于内压, 先驱等离子体柱直径因之减小.

### 5. 影响内爆动力学过程的其他因素

不论是可见光图像还是 X 射线图像(如图 7 所示), 都发现存在明显的阴极发射现象, 箍缩等离子体与电极相连, 在电极和箍缩等离子体之间会存在热流和质量流, 这将导致电极附近的等离子体温度、密度与丝阵轴向中心位置有所不同.

在实验中观察到在早期过程会产生断丝, 由此会破坏 Z 箍缩等离子体的轴对称性, 导致等离子体以一种粗暴的形式内爆, 如图 8. 图 8(a) 中可以明显的观察到有几根丝处于断裂状态, 而图 8(b) 中等离子体在向内聚爆过程中发生强烈的相互作用, 由此可能会影响到 X 射线总能量的输出.

### 6. 结 论

本文根据可见光分幅相机和 X 射线分幅相机获得的丝阵负载 Z 箍缩图像定性的分析了丝阵负载 Z 箍缩的内爆动力学过程, 是一种唯像的分析. 鉴于丝阵负载 Z 箍缩内爆动力学的复杂性, 需要继续进一步发展定量的诊断技术, 例如计划利用 X 箍缩作为探针光来测量早期过程单丝烧蚀过程, 采用

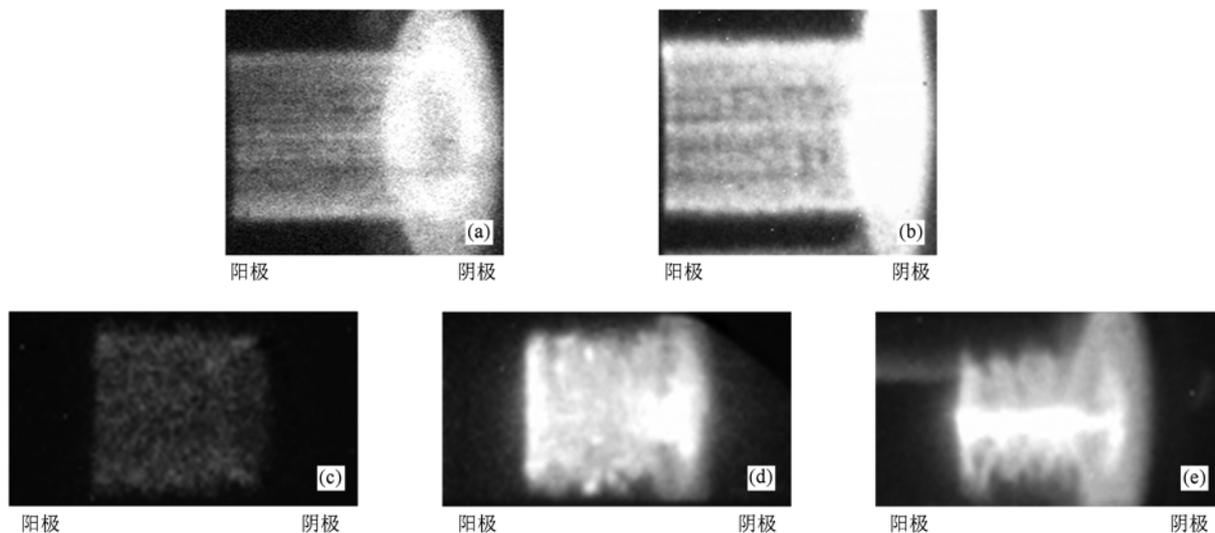


图7 06132 炮  $48 \times \Phi 5 \mu\text{m}$ (12) 钨丝阵可见光(a,b)与X射线(c—e)联合图像 (a) $t = -56.6 \text{ ns}$ ; (b) $t = -52.8 \text{ ns}$ ; (c) $t = -37.8 \text{ ns}$ ; (d) $t = -30.2 \text{ ns}$ ; (e) $t = -13.6 \text{ ns}$

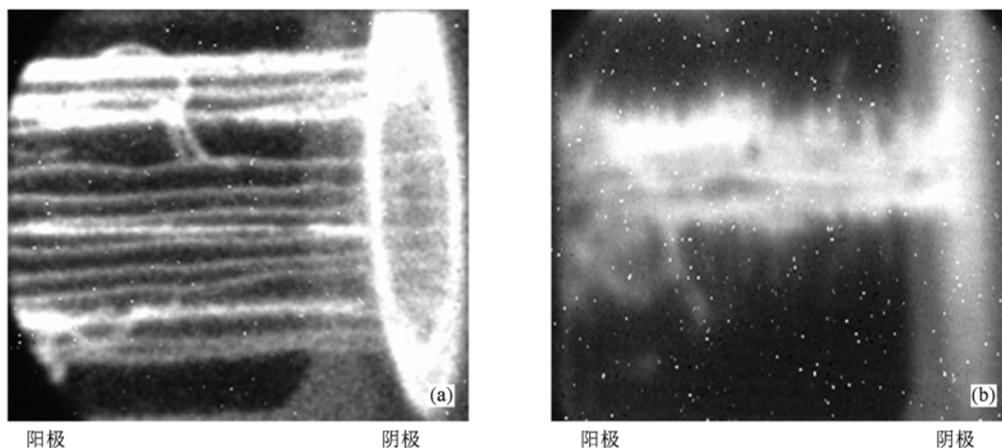


图8  $32 \times \Phi 5 \mu\text{m}$ (12) 钨丝阵05227 炮两幅可见光图像 (a)  $-51.4 \text{ ns}$ ; (b)  $-23 \text{ ns}$

激光探针来定量测量烧蚀速度,并研究烧蚀速度的调制方法. 由于Z箍缩负载设计的多样化,最近提出了多种非圆柱形丝阵负载,例如球形丝阵负载、平面丝阵负载、锥形丝阵负载等,这些负载的内爆

动力学研究也在我们的研究计划中.

本文的实验工作是在“强光一号”加速器上完成的,在此向加速器运行小组的辛勤工作表示衷心的感谢.

[1] Hussey W 1990 *J. Appl. Phys.* **51** 1452  
 [2] Ryutov D D, Derzon M S, Matzen M K 2000, *Reviews of Modern Physics* **72** 167  
 [3] Sanford T W L, Allshouse G O, Marder B M, Nash T J, Mock R C, Spielman R B, Seamen J F, McGurn J S, Jobe D, Gilliland T L, Vargas M, Struve K W, Stygar W A, Douglas M R, Matzen M K, Hammer J H, DeGroot J S, Eddleman J L, Peterson D L, Mosher D, Whitney K G, Thornhill J W, Pulsifer P E, Apruzese J P, Maron Y 1996 *Physical Review Letters* **77** 5063  
 [4] Deeney C, Douglas M R, Spielman R B, Nash T J, Peterson D L, Eplattienier P L, Chandler G A, Seamen J F, Strve K W 1998 *Physical Review Letters* **81** 4883  
 [5] Lebedev S V, Beg F N, Bland S N, Chittenden J P, Dangor A

- E, Haines M G, Kwek K H, Pikuz S A, Shelkovenko T A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 3734
- [6] Xia G X, Zhang F Q, Xu Z P, Xu R K, Chen J C, Ning J M 2010 *Acta Phys Sin.* **59** 97 (in Chinese) [夏广新、章法强、许泽平、徐荣昆、陈进川、宁家敏 2010 物理学报 **59** 97]
- [7] Qiu A C, Kuai B, Zeng Z Z, Wang W S, Qiu M T, Wang L P, Cong P T, Lü M 2006 *Acta. Phys. Sin.* **55** 5917 (in Chinese) [邱爱慈、蒯斌、曾正中、王文生、邱孟通、王亮平、丛培天、吕敏 2006 物理学报 **55** 5917]
- [8] Ye F, Li Z H, Qin Y, Jiang S Q, Xue F B, Yang J L, Xu R K, Jin Y J. 2010 *Chin. Phys. B* **19** 075204
- [9] Sheng L, Wei F L, Lü M, Wang K L, Qiu A C, Hei D W, Qiu M T, Yuan Y, Zhao J Z, Wang P W 2006 *High Power Laser and Particle Beams* **18** 1936 (in Chinese) [盛亮、魏福利、吕敏、王奎禄、邱爱慈、黑东炜、邱孟通、袁媛、赵吉祯、王培伟 2006 强激光与粒子束 **18** 1936]
- [10] Qiu M T, Lü M, Wang K L, Hei D W, Qiu A C, Zeng Z Z, Du J Y, Kuai B, Yuan Y, Tian H, Sun F R, Luo J H 2003 *High Power Laser and Particle Beams* **15** 101 (in Chinese) [邱孟通、吕敏、王奎禄、黑东炜、邱爱慈、曾正中、杜继业、蒯斌、袁媛、田慧、孙凤荣、罗建辉 2003 强激光与粒子束 **15** 101]
- [11] Haines M G 1998 *IEEE Transactions on Plasma Science* **26** 1275
- [12] Aleksandrov V V, Branitskii A V, Volkov G S, Grabovskii E V, Zurin M V, Nedoseev S L, Oleinik G M, Samokhin A A, Sasorov P V, Smirnov V P, Fedulov M V, Frolov I N 2001 *Plasma Physics Reports* **27** 89
- [13] Duan Y Y, Guo Y H, Wang W S, Qiu A C 2004 *Acta Phys Sin.* **53** 2654 (In Chinese) [段耀勇、郭永辉、王文生、邱爱慈 2004 物理学报 **53** 2654]
- [14] Salzmann Davis 1998 *Atomic physics in hot plasmas* (New York, USA: Oxford University Press)

## Research of implosion dynamics for wire array Z pinch

Sheng Liang<sup>†</sup> Qiu Meng-Tong Hei Dong-Wei Qiu Ai-Ci Cong Pei-Tian Wang Liang-Ping Wei Fu-Li

(Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)

(Received 7 July 2010; revised manuscript received 29 July 2010)

### Abstract

The implosion dynamics of wire array Z pinch can be divided into four stages: (1) wire ablation; (2) formation of plasma shell; (3) implosion; (4) stagnation. Based on the optical-framing camera and the soft X-ray framing camera, lots of experiments on the early stage of wire array Z pinch and imploding dynamics have been carried out. Images of wire array Z pinch from wire ablation to plasma column breakdown were obtained. The main results were as follows: (1) There is a long ablation stage, and the wire ablation is not uniform along the axis. The imploding experimental trajectory is consistent with the phenomenological model. (2) The cathode emission is obviously observed in both optical images and X ray images. In the late stage of implosion, there is obvious trailing radiation distribution around the cathode. (3) The precursor plasma column is formed after the collision of the ablating plasma at the axis, which expands at first, then becomes compressed. (4) The temperature and ionization stage of corona plasma were estimated according to its azimuthally expanding velocity.

**Keywords:** wire array, implosion dynamics, Z pinch, pulsed power technology

**PACS:** 52.30.-q, 52.30.-m, 52.59.Qy

<sup>†</sup> E-mail: shengliang@tsinghua.org.cn