

# 喷气 Z 箍缩内爆动力学过程的数值模拟研究<sup>\*</sup>

宁 成 杨震华 丁 宁

(北京应用物理与计算数学研究所 北京 100088)

(2002 年 1 月 10 日收到 2002 年 10 月 19 日收到修改稿)

在分析了喷气 Z 箍缩内爆等离子体物理过程的基础上,作了必要的假定和简化,给出了物理模型和相应的数学方程组.研制了一维三温辐射磁流体动力学的数值模拟程序,对氖喷气 Z 箍缩内爆产生高温高密度等离子体过程进行了总体数值模拟,得到了等离子体各参量在内爆过程中的时空分布,再现了该内爆动力学整体过程,并与 GAMBLE-II 装置的实验结果进行了比较.计算结果表明,在对热传导系数和等离子体电阻率作适当调整后,得到的计算结果是自洽的,其中内爆到心时刻、x 射线辐射脉冲的脉宽和总能量等宏观量与实验结果比较接近.同时对喷气 Z 箍缩内爆过程的“拉链”(zippering)效应也进行了分析计算.

关键词:喷气 Z 箍缩, x 射线辐射, 辐射磁流体动力学

PACC: 5230, 5225P, 5265

## 1. 引言

尽管多年来磁场驱动的 Z 箍缩(Z-pinch)内爆等离子体是一种普遍应用的产生高功率 x 射线辐射脉冲的技术,但直到 20 世纪 90 年代中期才取得突破性进展<sup>[1,2]</sup>,从而使人们认识到它有可能成为一种新的经济而有效的驱动惯性约束聚变(ICF)的技术途径,重新引起了人们对研究和应用 Z-pinch 的极大兴趣<sup>[3-6]</sup>.因研究和应用目的的不同及驱动电流的水平,Z-pinch 的负载可以是单丝、中空气体柱、金属箔筒或金属丝阵等.对于驱动电流峰值在 2MA 左右的 Z-pinch 实验装置,它能驱动的负载线质量约为 100 $\mu\text{g}/\text{cm}$ .由于线质量低,若采用金属丝阵负载,则由于制靶工艺的限制而仅能用根数较少的丝阵,而它形成的等离子体鞘层的角向对称性极为不好,导致磁瑞利-泰勒(magneto Rayleigh-Taylor,简称 MRT)不稳定性发展很快,直接影响 x 射线的产额,因此,通常采用几个马赫数的超音速喷嘴喷出的中空气体柱作为负载.这类气体负载的线质量最小可达到每厘米数十微克.从而可以在较小规模的 Z-pinch 装置上开展相关的研究工作.随着研究的逐步深入,喷气式负载的结构也日趋多样化,如有双层喷气、丝阵-

气体、单丝-气体等复合负载.采用复合负载的主要目的是改善或抑制内爆过程中产生的 MRT 不稳定性,提高 x 射线的产额和功率<sup>[7-11]</sup>.

Z-pinch 内爆等离子体产生 x 射线辐射的实验研究,近年来在我国的一些单位也相继小规模地开展.在喷气负载的情况下,达到了产生 50kJ x 射线辐射的水平<sup>[1]</sup>.在今后数年内,还可能建立更大的实验装置并将开展实验研究.与此相适应,开展一定规模的理论研究和数值模拟工作十分必要.鉴于此,本文根据 Z-pinch 产生高温高密度等离子体的主要物理过程,建立了描述该过程的一维三温辐射磁流体动力学方程组,并研制了相应的拉氏程序,数值研究了单层中空氖气体柱负载的 Z-pinch 内爆动力学过程,并通过 GAMBLE-II 装置的实验结果<sup>[12]</sup>,对计算结果的可靠性进行了考察,目的是为喷气 Z-pinch 实验方案的设计和实验结果的分析提供必要的理论工具.

## 2. 物理分析与数学方案

喷气 Z-pinch 的负载是在加速器的阴阳极之间建立的,其位形一般如图 1 所示.下端既是喷嘴,也是阴极板,上端是网状阳极,兼用于收集气体.以 GAMBLE-II 装置为例,喷嘴出口处气柱的内半径为

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:10035030)资助的课题.

<sup>1)</sup> 蒯 斌等 1999XH-1 装置喷气 Z-pinch 等离子体负载,第九届全国等离子体科学技术会议文集(大连).蒯 斌等 2001“强光一号”喷氖气 Z 箍缩实验研究,脉冲功率技术年会(海口·三亚).

1.1cm,外半径为 1.4cm,初始气层厚为 0.3cm.工作气体为氖气,气柱高为 4cm,线密度为  $40\mu\text{g}/\text{cm}$ .由于气体的扩散,在两电极板之间气柱的位形是一个轴对称的中空圆锥台,气层厚度逐渐增大.半高处气层内外半径分别为 1.0 和 1.5cm,厚为 0.5cm;在阳极网处,气层内外半径分别为 0.9 和 1.6cm,厚为 0.7cm.当脉冲电压加载在阴阳极上后,首先在“薄弱”的地方(一般随机地出现),气柱被击穿形成电流通道,因欧姆加热,电流通道本身及其周围的气体被加热导致电离,电流通道逐渐扩大,直至整个气柱层变成部分电离的等离子体电流通道.这个过程很快,在 Z-pinch 的初始阶段就已完成.随着时间的增加,电流逐渐增大,磁压也相应地增强.在磁压作用下,Z-pinch 相继开始,等离子体逐渐向对称中心汇聚和压缩,最后的内爆速度可达  $10^7\text{cm/s}$  以上,接着在对称中心滞止(stagnation),形成高温高密度等离子体,辐射出大量 x 射线.

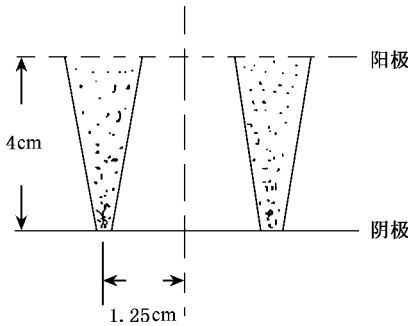


图 1 气柱负载构形

喷气 Z-pinch 等离子体内爆是一个复杂的物理过程,其中包括气体电离的原子过程、磁压作用下的内爆过程、x 射线的产生及其辐射输运过程等,它往往需要空间二维甚至三维的磁流体力学方程组和辐射输运方程来描述.要在理论上完整、系统地描述这些过程,是一项难度极大的工作.从科研工作循序渐进的规律上考虑,从一维数值模拟开始我们的研究工作,并在此基础上不断地拓展研究领域是一条必由之路.气体放电形成弱电离等离子体的过程在 Z-pinch 过程中并不是重要的物理过程,因此在开始计算时把气体壳层作为具有一定温度和密度的部分电离等离子体是合理的.对于 Z-pinch 所产生的 x 射线辐射过程,本文只考虑电子的韧致辐射过程、康普顿散射过程和电子离子复合等光电过程.实验测量结果表明,负载在对称中心滞止时,等离子体柱的半径约为几个毫米,远小于负载的轴线长度,同时估算表

明,此时电子、离子、光子之间达不到热力学平衡,但它们各自能达到局部热力学平衡,分别具有温度  $T_e, T_i$  和  $T_r$ .从一般的流体力学方程组和麦克斯韦方程组出发,在上述分析和近似下,可以导出描述 Z-pinch 过程的一维三温辐射磁流体动力学方程组(高斯单位制)<sup>[13-15]</sup>,即

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{r} \frac{\partial (ru_r)}{\partial r} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{du_r}{dt} + \frac{\partial}{\partial r}(p + p_B + q) = -\frac{B_\theta^2}{4\pi r}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \rho c_{v_e} \frac{dT_e}{dt} + \rho T_e \left( \frac{\partial p_e}{\partial T_e} \right)_\rho \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) \\ &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rF_{er}) + \omega_{ie} (T_i - T_e) \\ &+ (\omega_{Ber} + \omega_{Cer} + \omega_{Per}) (T_r - T_e) + E \cdot j, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \rho c_{v_i} \frac{dT_i}{dt} + \rho \left[ T_i \left( \frac{\partial p_i}{\partial T_i} \right)_\rho + p_B + q \right] \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) \\ &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rF_{ir}) + \omega_{ie} (T_e - T_i), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & 4aT_r^3 \frac{dT_r}{dt} + \frac{4}{3} aT_r^4 \rho \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) \\ &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rF_{rr}) + (\omega_{Ber} + \omega_{Cer} \\ &+ \omega_{Per}) (T_e - T_r), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dB_\theta}{dt} &= \nu_m \frac{\partial^2 B_\theta}{\partial r^2} + \left( \frac{\nu_m}{r} + \frac{\partial \nu_m}{\partial r} \right) \frac{\partial B_\theta}{\partial r} \\ &- \left( \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial \nu_m}{\partial r} + \frac{\nu_m}{r^2} \right) B_\theta. \end{aligned} \quad (6)$$

方程(1)~(6)分别为介质的连续性方程、动量方程、电子能量方程、离子能量方程、光子能量方程和磁扩散方程.  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_r \frac{\partial}{\partial r}$  为 Lagrangian 时间导数,  $u_r$  为介质径向速度,  $t$  为时间,  $r$  为径向坐标,  $\rho$  为密度,  $p_e$  为电子压力,  $p_i$  为离子压力,  $p_r$  为光子压力 ( $p_r = \frac{1}{3} aT_r^4$ ),  $p_B$  为磁压 ( $p_B = \frac{B_\theta^2}{8\pi}$ ),  $p = p_e + p_i + p_r$ ,  $q$  为人工粘性,  $B_\theta$  为角向磁感应强度,  $c_{v_e}$  为电子比热,  $c_{v_i}$  为离子比热,  $T_e$  为电子温度,  $T_i$  为离子温度,  $T_r$  为光子温度,  $F_{er}$  为电子径向热流,  $F_{ir}$  为离子径向热流,  $F_{rr}$  为光子径向热流,  $c$  为光子速度, 单位体积欧姆加热功率为  $E \cdot j = \eta_{\perp} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\theta) \right)^2 \cdot \left( \frac{c}{4\pi} \right)^2$ ,  $\eta_{\perp}$  为垂直于磁场的等离子体电阻率,  $\omega_{ie}$  为电子和离子的碰撞能量交换系数,  $\omega_{Ber}$ ,  $\omega_{Cer}$  和  $\omega_{Per}$  分

别为光子和电子在韧致过程、康普顿过程、光电激发和复合过程中的能量交换系数， $a$  为斯蒂芬常数， $\nu_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma_{p\perp}}$  为磁粘性系数， $\sigma_{p\perp}$  为垂直于磁场的等离子体电导率。

求解方程(1)–(6)的初值条件如下： $t = 0$  时： $u_r(r, 0) = 0$ ， $\rho(r, 0) = \rho_0(r)$ ， $T_e(r, 0) = T_i(r, 0) = T_0(r)$ 。边界条件：对称中心  $r = 0$  处， $u_r = 0$ ， $F_e = F_i = F_r = 0$ ， $B_\theta = 0$ ；外边界处  $F_{er} = F_{ir} = 0$ ， $F_{re} = \frac{1}{2}acT_r^4$ ， $B_\theta = \frac{2(K(t))^{1/3}}{c}$ ， $K(t)$  为总电流，为已知函数。要自洽地数值求解上述方程组，还需要配套的氦气状态方程参数、辐射平均自由程参数和有关的等离子体参数。

3. 数值模拟结果与讨论

Z-pinch 内爆等离子体过程是从初始半径为厘米量级的中空气体柱压缩到半径为毫米量级的高温高密度等离子体柱，这是一个大变形的过程。而且在内爆过程中，由于负载初始状态的不均匀性和（或）不对称性，可以产生多种不稳定性 and 复杂的湍流。它们细致的过程在物理上很复杂，在数值模拟中很难对其进行具体描述。因此，在用前面的方程组和经典输运系数来计算实际问题时，往往会出现偏离甚至远离实验结果的计算结果。为了解决这个问题，通常采用唯象系数的处理办法，即对热传导系数、等离子体电阻率、人为粘性等分别乘以适当的系数，使计算结果能与实验结果相接近<sup>[16,17]</sup>。在本文的计算中，热传导系数、等离子体电阻率和人为粘性分别乘以 30、6 和 1。另外，在开始计算时， $T_0(r) = 5000\text{K}$ ， $\rho_0(r) = 6.8 \times 10^{-6} \text{g/cm}^3$ 。

首先对气柱半高处的内爆过程进行数值模拟。图 2 示出等离子体鞘层中不同位置处半径在内爆过程中随时间的变化。拉氏点编号 101 表示等离子体鞘层的外界面，拉氏点编号 50 表示等离子体鞘层的中间位置，拉氏点编号 8 表示等离子体鞘层的内界面。图 3 示出负载电流和等离子体通过外边界辐射出的 x 射线功率随时间的变化。从图 2 和图 3 可见，不同位置的等离子体被滞止和反弹飞散的时刻不同，从内到外依次滞后， $t = 140\text{ns}$  时，辐射出的 x 射线功率达到最大值，x 射线辐射脉冲的脉宽（FWHM）为 11ns 左右。对时间积分可以求得辐射出的 x 射线

总能量为 6.4kJ。图 4 示出等离子体鞘层外边界上的角向磁感应强度  $B_\theta$  和辐射温度  $T_r$  随时间的变化。从图 4 可见， $B_\theta$  的变化趋势与负载电流的波形相近， $t = 30\text{ns}$  后，辐射温度开始增加，到  $t = 130\text{ns}$  后开始快速增加，在 140ns 左右达到最大，之后开始快速下降。

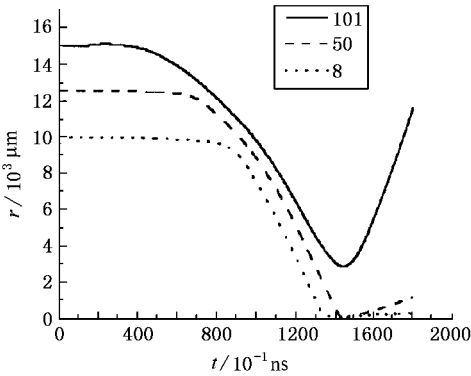


图 2 气柱不同位置半径随时间的变化

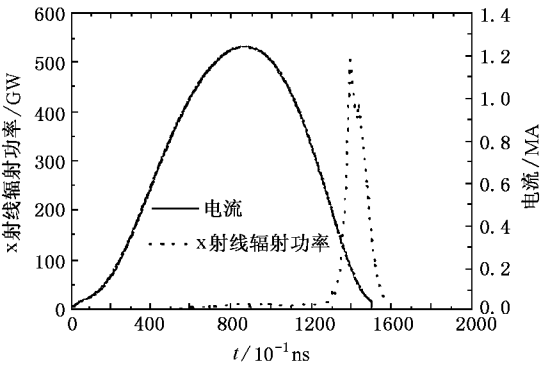


图 3 负载电流波形和辐射出的 x 射线功率随时间的变化

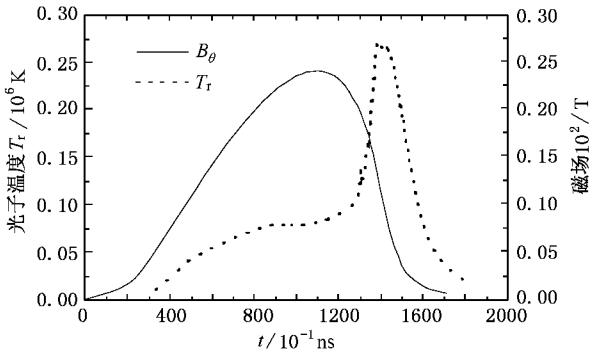


图 4 磁感应强度和光子温度随时间的变化

图 5—图 10 分别为氦气内爆等离子体的密度  $\rho$ 、内爆速度  $u_r$ 、电子温度  $T_e$ 、离子温度  $T_i$ 、光子温

度  $T_r$  和磁感应强度  $B_\theta$  在内爆箍缩过程中不同时刻的径向分布.轴对称中心在  $t = 143\text{ns}$  时密度才出现最大,而此时边界的光子温度并不是最大(见图 9),因此,轴对称中心密度出现最大值的时刻与辐射功率出现最大值的时刻不一致(这点与丝阵内爆的情况不同).原因可能是气层的厚度有好几个毫米,而丝阵的厚度仅为  $10\mu\text{m}$  左右,并且气层的密度很低( $\sim 10^{-6}\text{g/cm}$ ).从图 6 和图 8 可以看出,外围的等离子体箍缩的速度比内部的大,并形成冲击波向内传播压缩,在冲击波传播到对称中心后开始反射,并继续向外传播,等离子体运动的方向并非始终一致,从图 6 可以清楚地看到,  $t = 143.58\text{ns}$  时,中心的等离子体已开始向外膨胀,而外围的等离子体还在向内箍缩,内爆到心速度为  $2.0 \times 10^7\text{cm/s}$ ;在冲击波出现的地方离子温度均较高,这是因为离子携带了主要的内爆能量,从而形成图 8 所示的温度径向分布.从图 10 可见,磁场的扩散使磁场在接近等离子体的中心区出现了最大值.由此可推知,大部分的电流已由中心区域通过.从图 7—图 9 可以看到,在内爆到心时刻,电子、离子和光子的温度有明显的差异,出现了明显的温度不平衡状态.其中离子温度明显地高于电子和光子温度,这一现象确切地反映了 Z-pinch 过程中能量的转换机理.

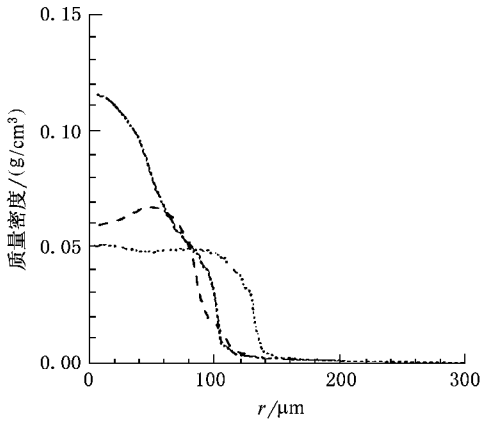


图 5 不同时刻氖气等离子体密度的径向分布 — — — 为  $142.09\text{ns}$ , — 为  $143.58\text{ns}$ , ..... 为  $145.00\text{ns}$

从图 1 的气体负载构形可知,其内爆过程的二维效应应该是明显的.在气层的下端,内外半径和气层厚度均较小,而上端气层的内外半径和气层厚度均为最大,因此,气层内爆到心时刻应自下而上而推迟,此即喷气式 Z-pinch 的拉链(zipping)效应.这里用我们的一维程序来模拟它,对气层的底部、中部、

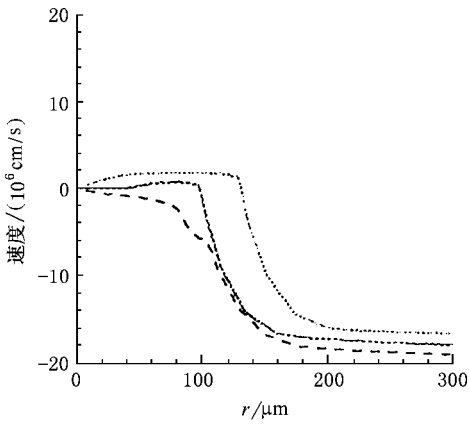


图 6 不同时刻氖气等离子体内爆速度的径向分布 图注同图 5

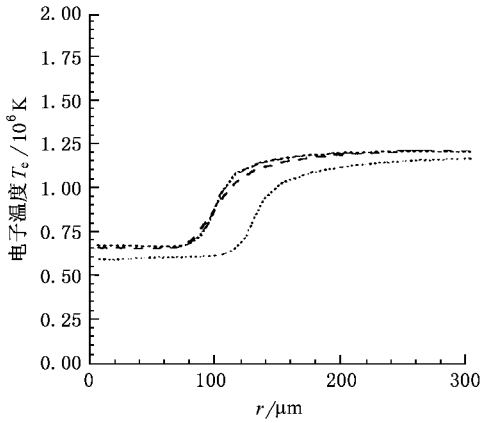


图 7 不同时刻电子温度的径向分布 图注同图 5

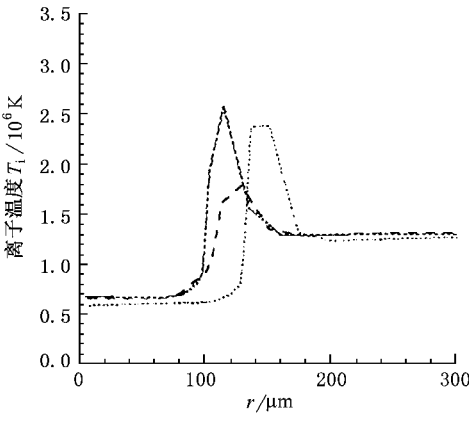


图 8 不同时刻离子温度的径向分布 图注同图 5

顶部的内爆过程分别进行计算,它们具有相同的线质量  $40\mu\text{g/cm}$  和相同的驱动电流(见图 3),但它们的内外半径和气层厚度不同.计算得到的总 x 射线辐

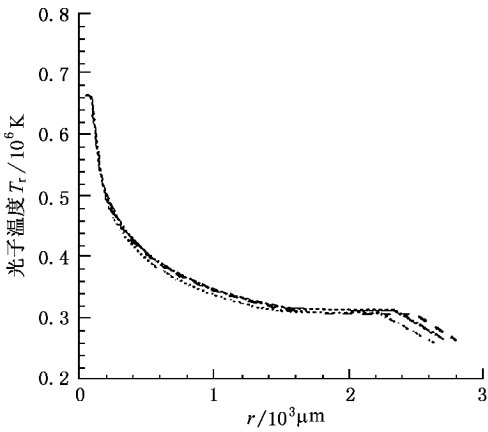


图 9 不同时刻光子温度的径向分布 图注同图 5

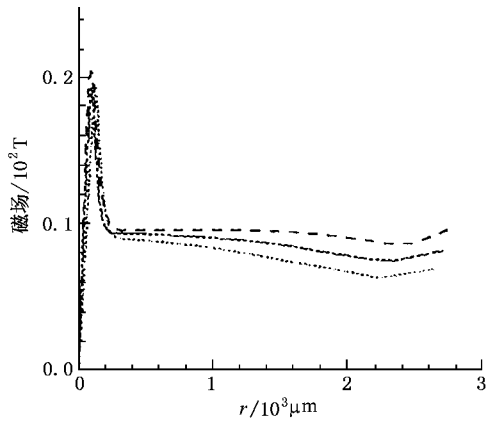


图 10 不同时刻磁感应强度的径向分布 图注同图 5

射功率随时间的变化如图 11 所示,得到的总辐射能量分别为 7.1、6.4 和 5.8kJ.从图 11 可见,总 x 射线辐射功率出现最大值的时刻分别为 136、140 和 142ns,下端已内爆到心,而上端还没有到心,拉链时间( zippering time )为 6ns,这就是喷气式 Z-pinch 的拉链效应;脉宽(均指半高宽度)分别为 9.5、11.1 和 12.3ns.能模拟出该拉链效应,说明本程序的运行稳定、可靠.

文献 [12] 仅给出 x 射线辐射的总能量和 K 壳层 x 射线辐射功率的实验结果.前者为 2.5kJ,后者如图 12 所示.从图 12 可知,K 壳层 x 射线辐射功率最大值出现的时刻为 135ns,它也就是 Z-pinch 到心(压缩比最大)的时刻,它与总 x 射线辐射功率最大值出现的时刻一致;K 壳层 x 射线辐射功率最大值为 86GW,它仅为全部 x 射线辐射的一部分(线辐射约占总辐射的 45% 左右<sup>[12]</sup>),因此它要比总 x 射线辐射功率小,它的脉宽为 26ns 左右,可以推知,总 x 射

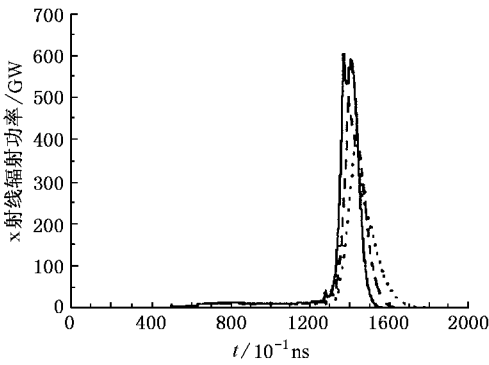


图 11 不同气层处的总 x 射线辐射功率随时间的变化  
——为底部,--为中部,.....为顶部

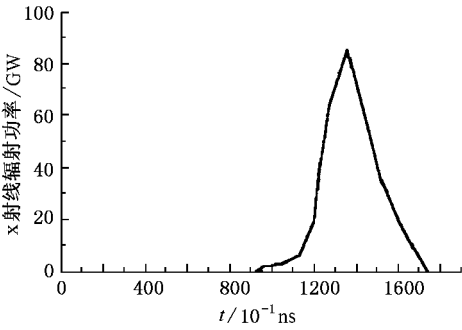


图 12 GAMBLE-II 上 K 壳层 x 射线辐射功率随时间变化的实验结果<sup>[12]</sup>

线辐射脉冲的脉宽要大于 26ns.上面的计算结果表明,内爆到心时刻为 140ns 左右,略大于实验给出的 135ns x 射线辐射脉冲的脉宽为 11ns 左右,小于实验给出的脉宽值.从图 11 可见,x 射线总辐射功率为 800GW 左右,可以推知它也大于实验给出的 x 射线总辐射功率;总能量为 6kJ 左右,与实验结果 2.5kJ 较接近.通常轻负载快过程的 Z-pinch 内爆速度在  $10^7$  cm/s 量级,而计算结果为  $2.0 \times 10^7$  cm/s,因此也合理.可见本文的一维程序对有明显二维效应的喷气式 Z-pinch 内爆过程的数值模拟结果与相应的实验结果较接近,但要在定量上更好地模拟喷气 Z-pinch 内爆过程,需要二维的辐射磁流体动力学程序.Z-pinch 过程十分复杂,它既有宏观的电磁流体运动,又有微观的原子过程和辐射输运过程,其数值模拟结果在定量上的准确性强烈地依赖于等离子体中的输运参数、状态方程和辐射平均自由程等参数的准确性.有关这方面的工作,我们正在进一步的研究中.

4. 结 论

本文利用一维三温辐射磁流体动力学程序对氖气 Z-pinch 内爆动力学过程进行了总体数值模拟 ,得到了各种等离子体物理量在内爆过程中的时空分布 ,细致地再现了该内爆动力学过程 .计算结果在定性和定量上基本合理 ,自身也是自洽的 ,其中内爆到心( 辐射功率最大值出现 )时刻、 $x$  射线辐射脉冲的脉宽和总能量等宏观量与实验结果较接近 ,计算的

内爆速度也较合理 .不同部位的计算结果表明 ,喷气式 Z-pinch 存在明显的拉链效应 .本文的一维数值模拟程序 ,可以为 Z-pinch 实验进行方案设计和实验结果分析 .

诚挚地感谢罗平庆研究员、沈隆钧研究员、陈光南研究员、张永慧研究员、王玉芝研究员和蓝可副研究员 ,他们给予了作者大量的帮助并进行了有益的讨论 .感谢韩国兴研究员提供的辐射平均自由程参数和状态方程组提供的状态方程参数 .

[ 1 ]

Sanford T W L *et al* 1996 *Phys . Rev . Lett .* **77** 5063

[ 2 ]

Yonas G 1998 *Scientific American* ( August ) 23

[ 3 ]

Ryutov D D *et al* 2000 *Rev . Mod . Phys .* **72** 167

[ 4 ]

Lebedev S V *et al* 2001 *Phys . Plasmas* **8** 3734

[ 5 ]

Haines M G *et al* 2000 *Phys . Plasmas* **7** 1672

[ 6 ]

Yang Z H *et al* 1998 *Comput . Phys .* **15** 43 [ in Chinese ] 杨震华等 1998 计算物理 **15** 43 ]

[ 7 ]

Sze H *et al* 2000 *Phys . Plasmas* **7** 4223

[ 8 ]

Hussy W W *et al* 1986 *J . Appl . Phys .* **59** 2677

[ 9 ]

Hussy W W *et al* 1987 *Appl . Phys . Lett .* **50** 1572

[ 10 ]

Deeney C *et al* 1993 *Phys . Fluids B* **5** 992

[ 11 ]

Thornhill J W *et al* 1990 *J . Quantum Spect . Rad . Transfer* **44** 251

[ 12 ]

Mehlman G *et al* 1986 *J . Appl . Phys .* **60** 3427

[ 13 ]

Lee K T *et al* 1996 *Phys . Plasmas* **3** 1340

[ 14 ]

Peterson D L *et al* 1996 *Phys . Plasmas* **3** 368

[ 15 ]

Li H P and Chen Y 2002 *Chin . Phys .* **1** 44

[ 16 ]

Deeney C *et al* 1994 *J . Appl . Phys .* **75** 2781

[ 17 ]

Thornhill J W and Whilney K G 1994 *Phys . Plasmas* **1** 321

Numerical studies of neon gas-puff  
Z-pinch dynamic processes \*

Ning Cheng Yang Zhen-Hua Ding Ning  
( Institute of Applied Physics and Computational Mathematics ,Beijing 100088 )  
( Received 10 January 2002 ; revised manuscript received 19 October 2002 )

Abstract

Dynamic processes of neon gas-puff Z-pinch are studied numerically in this paper. A high temperature plasma with a high density can be generated in the process. Based on some physical analysis and assumption ,a set of equations of one-dimensional Lagrangian radiation magneto-hydrodynamic ( MHD ) and its code are developed to solve the problem. Spatio-temporal distributions of plasma parameters in the processes are obtained and their dynamic variations show that the major results are self-consistent. The duration for the plasma pinched to centre ,as well as the width and the total energy of the x-ray pulse caused by the Z-pinch are in reasonable agreement with experimental results of GAMBLE- II . A zipping effect is also clearly shown in the simulation .

**Keywords :** gas-puff Z-pinch  $x$ -ray radiation , radiation magneto-hydrodynamic  
**PACC :** 5230 , 5225P , 5265

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 10035030 ).